

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

Elektromagnetická pole v zařízeních s magnetickým udržením horkého plazmatu

Bakalářská práce

Autor: Ondřej Kudláček
Vedoucí práce: Ing. František Žáček, CSc.
Školní rok: 2008/2009

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady 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.....

Ondřej Kudláček

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 mě seznámil s výsledky své práce na systému poloidálních vinutí na tokamaku COMPASS-D a umožnil mi je zde publikovat.

Název práce: Elektromagnetická pole v zařízeních s magnetickým udržením horkého plazmatu

Obor: Fyzikální inženýrství

Zaměření: Fyzika a technika termojaderné fúze

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Ing. František Žáček, CSc., oddělení Tokamak, Ústav fyziky plazmatu, Akademie věd České republiky, v.v.i

Abstrakt(CZ): V současné době jsou zařízení pracující s magnetickým udržením plazmatu nejperspektivnější cestou k termojaderné elektrárně. Na začátku mé bakalářské práce jsem popsal chování plazmatu v magnetických polích a konfiguraci magnetického pole u tokamaku. Druhá část práce se zabývá popisem a podrobnou analýzou systému poloidálních cívek na tokamaku COMPASS-D. Systémy poloidálních cívek mají velký vliv na udržení plazmatu v zařízeních. Na COMPASS-D se systém poloidálních cívek skládá z 5 na sobě nezávislých obvodů. První obvod, magnetizační, indukuje proud komorou a minimalizuje rozptylové pole vzduchového transformátoru v komoře. Druhý obvod, tzn. rovnovážný, udržuje rovnovážnou polohu proudového prstence uprostřed komory. Třetí obvod vytváří D tvar plazmatu a divertor. Zbývající dva obvody zajišťují zpětnovazební kontrolu pozice plazmatu. Tato kontrola je realizována nezávisle na sobě v radiálním a vertikálním směru. Po důkladné analýze tohoto systému jsem navrhl vylepšení zapojení rovnovážného obvodu a rovněž jsem zařadil návrh na vylepšení zapojení zpětnovazebního obvodu Mgr. Josefa Havlíčka.

Klíčová slova(CZ): termojaderná fúze, magnetické udržení, tokamak, COMPASS-D, cívky poloidálního pole

Title(EN): Electromagnetic fields in devices with magnetic confinement of hot plasma

Author: Ondřej Kudláček

Abstrakt(EN): Devices working with magnetic field confinement are the most hopeful way to fusion power plant. At the beginning of my bachelor degree project I described the basics of plasma behaviour in magnetic fields and the configuration of magnetic field in tokamak machine. The second part is concerning on description and deep analysis of system of poloidal field coils on tokamak COMPASS-D. Systems of poloidal field coils have significant influence on plasma confinement in tokamak devices. On COMPASS-D, the system of poloidal field coils is made from five on each other independent circuits. The first of them, magnetization circuit, induces the plasma current and minimize stray field of air transformer in the vessel. The second one, equilibrium circuit, keeps the steady position of current ring in the middle of the chamber. The third one creates plasma D-shape and divertor. Two remaining circuits implement the feedback control of plasma position. This control is realized in vertical and horizontal direction independently on each other. After careful analysis of this system I suggested the improvement of equilibrium circuit. I have also mentioned the suggestion how to upgrade the connection of the feedback control circuit of my colleague Mgr. Josef Havlíček.

Key words(EN): thermonuclear fusion, magnetic confinement, tokamak, COMPASS-D, poloidal field coils

Obsah

Úvod.....	6
I: Horké termojaderné plazma.....	7
I.1: Reakce vhodné pro fúzi.....	7
I.2: Základní podmínky reakce.....	8
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.....	16
II.6: Koeficient stability.....	18
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-D.....	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
Závěr.....	40
Reference.....	41

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 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 elektrárnu je tokamak.

Cílem této práce je seznámení a popsání vlastností termojaderného plazmatu včetně rozboru možných fúzních reakcí. Dále se zaměřím na popis chování plazmatu v magnetickém poli. V další části práce popíši, jak funguje zařízení tokamak s ohledem na vytváření co nejvhodnější konfigurace magnetických polí.

V hlavní části práce se pokusím o důkladný popis a rozbor systému poloidálních vinutí na tokamaku COMPASS-D. Tento tokamak byl nedávno přesunut z britského Culhamu do Prahy. Je to nejmenší tokamak, který má tvar plazmatu podobný tvaru plazmatu na ITERu. Z toho plyne i jeho důležitost pro fúzní výzkum. Systém poloidálních vinutí na COMPASSu je zajímavý především tím, že nabízí řadu různých konfigurací magnetického pole plazmatu a tím umožňuje studium chování plazmatu za různých podmínek.

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 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 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 rovnic



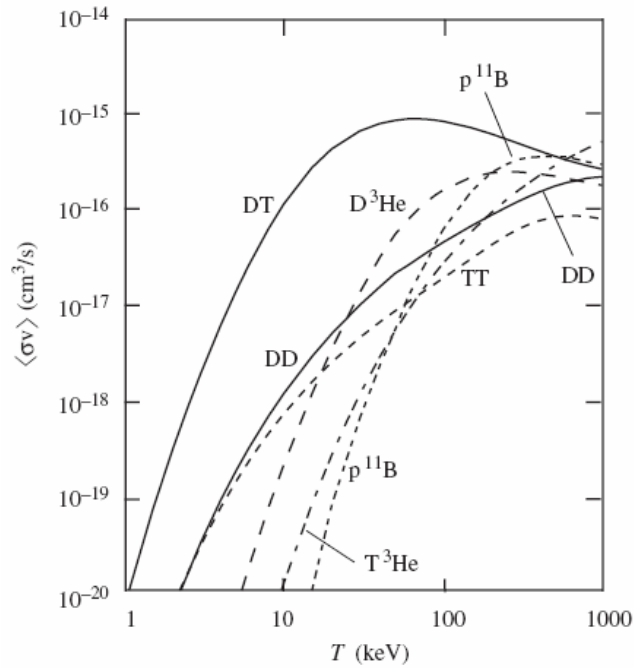
kde p je proton. Tato reakce probíhá při teplotách ideálních pro reakce deuteria a tritia asi 200krát pomaleji. Vzhledem k tomu, že nejde na rozdíl od reakce (I.1) o reakci přes složené jádro, roste rychlost reakce s teplotou na celé teplotní škále. Produkty této reakce spolu samozřejmě reagují i dále. 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 úplně 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 tzv. pokročilou (anglicky advanced) 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.

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 zavedeme 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 částic, které zůstanou v plazmatu. V odvození jsme využili úvahy o podílu energie odnesené alfa částicí a definici (I.5). Na druhou stranu, pokud budeme předpokládat, že je plazma v tepelné rovnováze, musí platit, že

$$P_l = P_H + P_\alpha. \quad (I.7)$$

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 vzorce (I.4) pak můžeme psát

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

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

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

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 $P_F > P_l$:

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

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 alfa 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])

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

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

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

V dnešní době se předpokládá, že tokamak JET překročí při následujících experimentech s tritiem hranici $Q=1$. Pokud se podíváme na vzorce (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, jak 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 terčíku paliva laserem. Terčík se skládá ze směsi zmražené směsi deuteria a tritia. Po stlačení lasery začne v terčíku probíhat termojaderná reakce. Problém je s tím, že stlačení terčíku 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 neprotéká 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])

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

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 $f(\vec{r}, \vec{v})$, které je umístěno v obecném potenciálu $\Phi(\vec{r})$. V tomto případě $\vec{r}$ značí polohu částice a $\vec{v}$ značí rychlost částice. Tato funkce vypadá jako

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

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

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

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

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

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

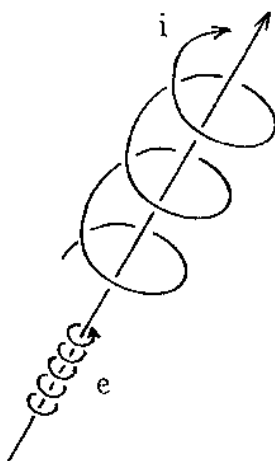
$$\vec{F}_L = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (\text{II.1})$$

kde $\vec{E}$ je vektor elektrické intenzity, $\vec{v}$ je vektor rychlosti nabité částice, $\vec{B}$ 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 $E = 0$ 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 $\vec{v}_r$ a kolmou složku $\vec{v}_k$. Na rovnoběžnou složku nebude mít magnetické pole žádný vliv(k tomu se snadno dostaneme tak, že ve vzorci (II.1) rozepíšeme rychlost $\vec{v} = \vec{v}_k + \vec{v}_r$ a z toho, že vektorový součin rovnoběžných vektorů je roven 0). Vzorec (II.1) se nám tedy redukuje na $\vec{F}_L = q \cdot \vec{v}_k \times \vec{B}$. 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: nabité 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 $\vec{B}$ není konstantní v prostoru. Na začátku uvedu důležitý adiabatický invariant magnetického pole, magnetický moment M :

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

Tento vztah bychom snadno dostali z definice magnetického momentu $M = I \cdot S$ kde S je plocha ohraničená průmětem kruhové trajektorie částice v rovině kolmé na magnetickou siločáru a I je proud protékající smyčkou představovanou tímto kruhovým průmětem trajektorie 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):

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

II.3:Drifty částice v magnetickém poli: V této podkapitole se budu zabývat otázkou chování částice v magnetickém poli, pokud na ni působí další vnější 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 $\vec{v}_d$ pak bude dána obecným vzorcem

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

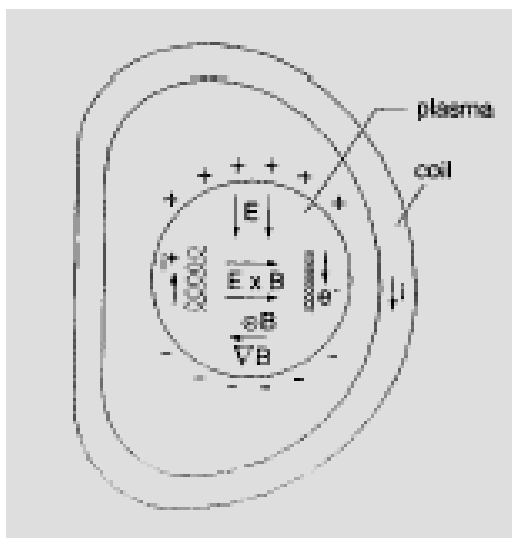
kde $\vec{F}$ je působící síla. Na Obr. II.2 je zobrazen drift elektrickou a gravitační silou na částici v magnetickém poli.



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

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 nabité „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 $\vec{\nabla}B$). 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 $\vec{\nabla}B$ 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, gradient 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

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

kde l je uzavřená křivka obepínající určitý proud I . V toroidálních zařízeních budeme I volit jako proud procházející každou z N závitů 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

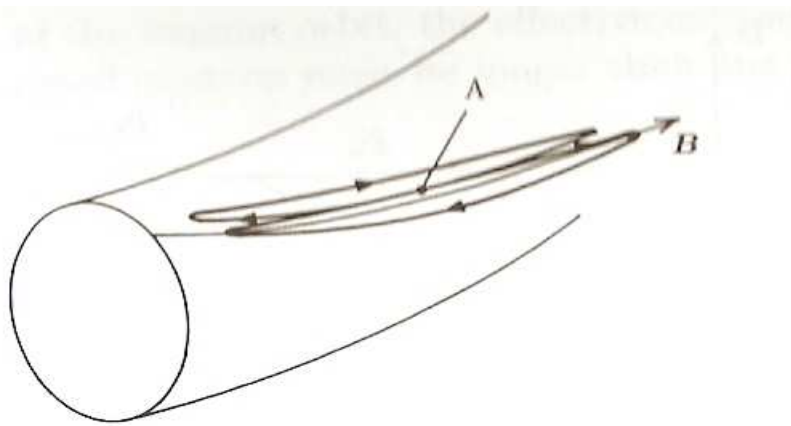
$$P = nk(T_e + T_i) \quad (\text{II.10})$$

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

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

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

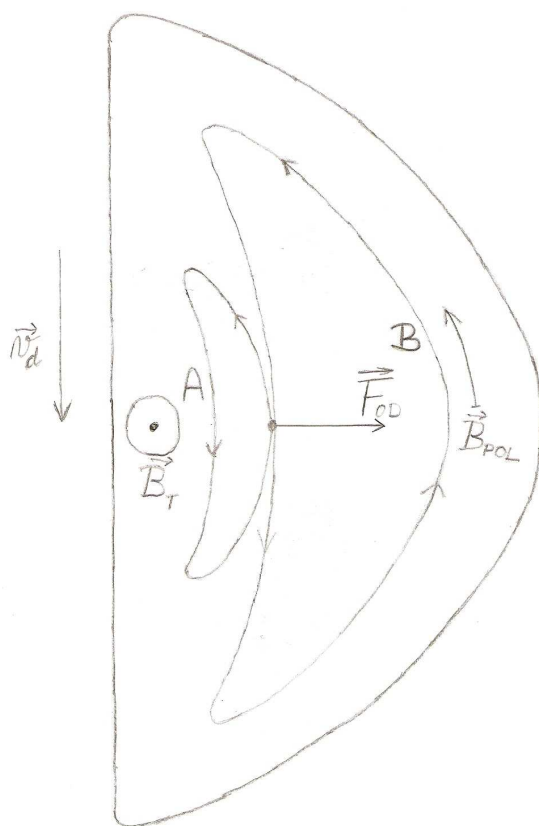
II.5: Banánové trajektorie: Dalším efektem, který má negativní vliv na udržení a je způsoben nehomogenitou udržovacího magnetického pole, jsou takzvané banánové trajektorie. Jak bylo řečeno v části II.3, v zařízeních s toroidálními nádobami musí být vytvořeno šroubovicové magnetické pole. Tím pádem se částice dřív nebo později dostane do míst s mnohem silnějším magnetickým polem (na jehož nárůst má vliv především nárůst toroidální složky podle (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.

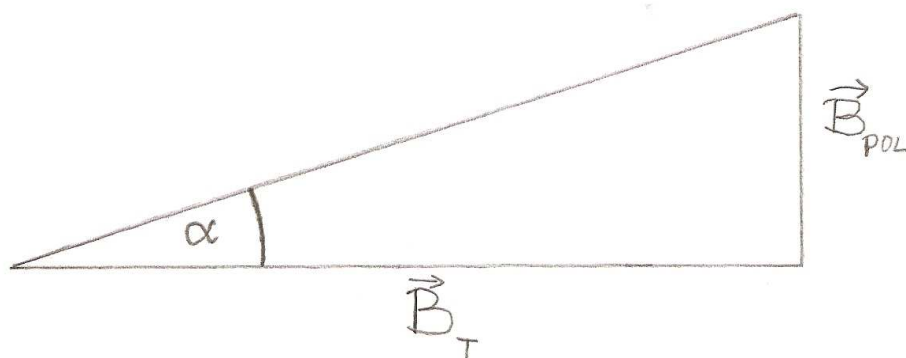
Tento jev má rovněž velký vliv na udržení plazmatu. Zejména banánové trajektorie v případě B (viz Obr. 5) mají destruktivní vliv. Částice, která směřuje ven se totiž velice snadno dostane za separatrix. Vliv banánových trajektorií v případě A není již pro udržení tak destruktivní. S tím se počítá např. 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:Koeficient 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. Koeficient 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:

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

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

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

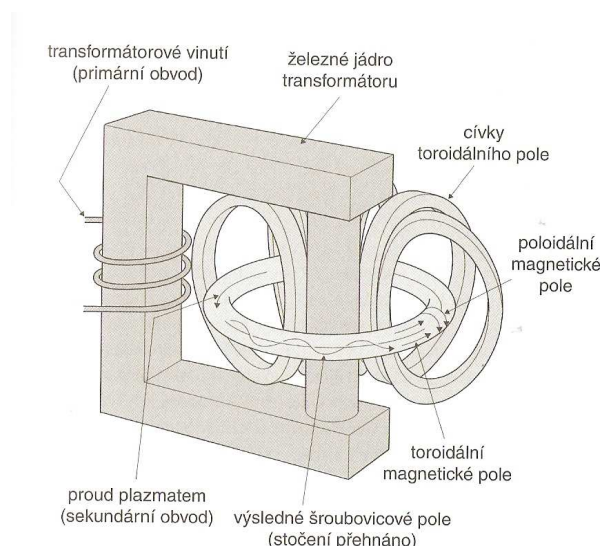
Dodávám, že pokud chceme spočítat koeficient stability v určitém místě, musíme dosadit všechny hodnoty ve II.13 v tom místě, kde koeficient stability počítáme. Jinak řečeno, koeficient stability není v různých místech magnetické nádoby konstantní veličinou.

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 torzí gumy. Pokud máme napnutou gumu, jejíž jeden konec je upevněn, a druhým koncem torzujeme, 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. Budu 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 v podstatě 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

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 poloidálním 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 železné transformátory. 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 větších zařízení s delšími výboji začaly používat vzduchové transformátory. Železné transformátory však měli podstatnou výhodu. Spočívala v tom, že se všechny indukční čáry a tedy i veškeré magnetické pole „stáhly“ do transformátoru z feromagnetického železa. Tím pádem na plazma nepůsobilo žádné další magnetické pole. 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 poloidálních vinutí protékaných 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:

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

kde $\vec{j}$ je proudová hustota. Rovnici III.1 násobíme skalárně $\vec{B}$, čímž dostaneme

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

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 $\vec{j}$ a dostaneme:

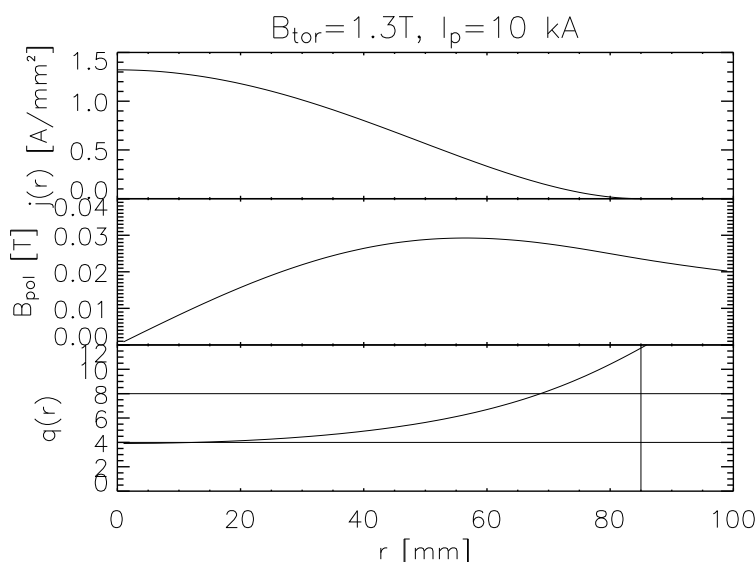
$$\vec{j} \cdot \text{grad } p = 0 \quad (\text{III.3})$$

Tato rovnice nám říká, že se proud bude vždy protékat kolmo na gradient tlaku, tedy po místech s konstantním tlakem, které jsme nazvali magnetické 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 ploší 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 nějž už proud protékat nemůže[4].

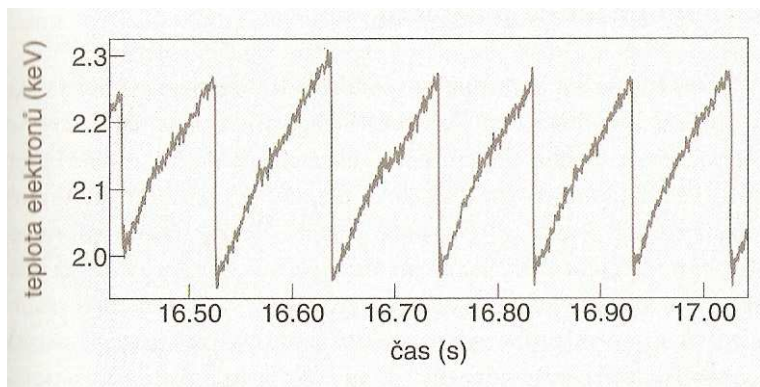
Pokud je rozložení proudu uvnitř plazmatu homogenní ($j(r)=\text{const}$), spočteme poloidální magnetické pole ze vzorce II.7 jako

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

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 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])

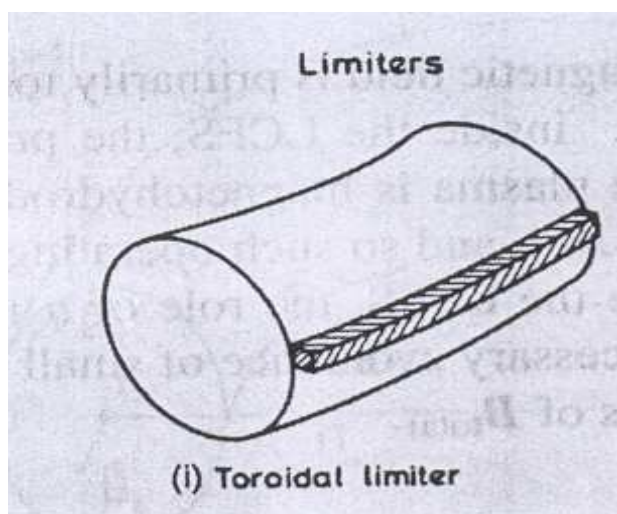
Jak bylo řečeno v části II.3, musí být pole šroubovicové proto, aby částice rychle kompenzovali přebytek nábojů opačného znaménka, který se může někde vytvořit. Chceme tedy, aby se částice mohla dostat na libovolné místo na svém magnetickém povrchu. To znamená, že pokud bychom sledovali poloidální řez 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. Této 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. vstřik 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 plazma ochladilo takovým způsobem, že by fúzní reakce vůbec nepřípadala v úvahu. 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 neboje nechat narazit do překážky, jejíž konstrukce je tomu uzpůsobena.

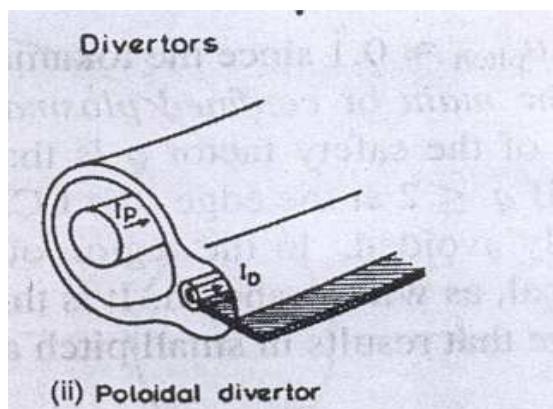
Zařízení, které využívá nárazu částice do překážky se nazývá limiter. Jeho schéma je zobrazeno na Obr. III.4. Základním principem limiteru je, že podél komory (v poloidálním či toroidálním směru) umístíme na okraj plazmatu překážku. Tato překážka způsobí, že siločáry vně určitého magnetického povrchu (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.



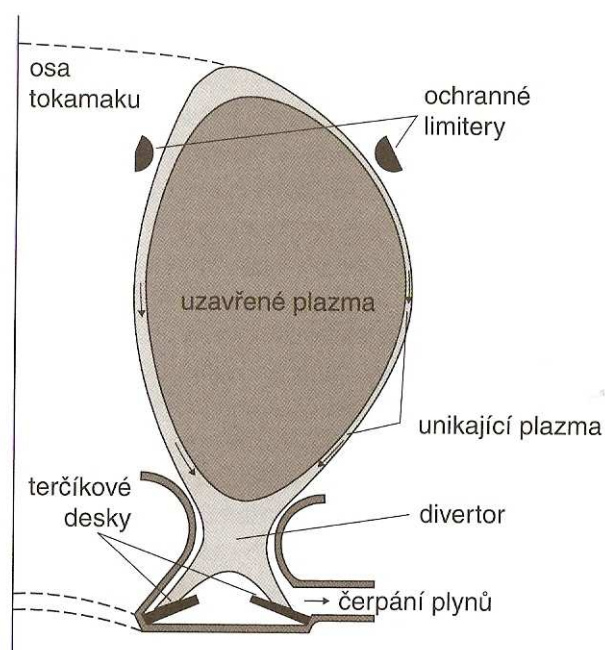
Obr. III.4: schéma limiteru

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



Obr. III.5: schéma divertoru



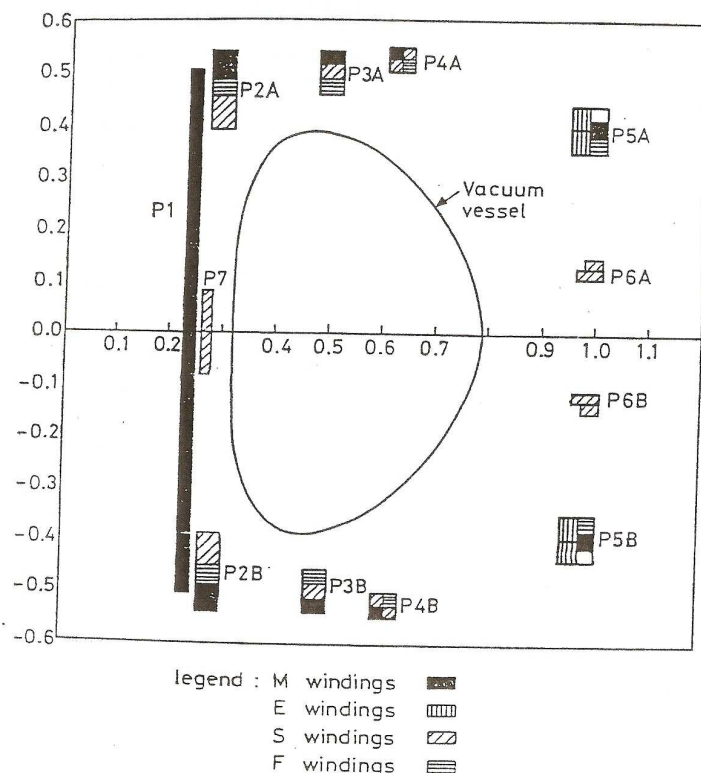
Obr. III.6: Na obrázku je vidět základní schéma uzavřené zóny vytvořené divertorem. Ochranné limitery jsou umístěny např. z důvodu ochrany některých důležitých zařízení na okraji komory (viz. [5]).

To sebou přináší výhodu v tom, že místa nárazů částic do stěny mohou být daleko od horkého jádra plazmatu. Díky tomu se dovnitř nedostává příměs. Navíc je možné vhodnou konfigurací magnetického pole dosáhnout toho, že se plocha, kam částice dopadají, podstatně zvětší. Díky tomu je lehčí 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 módu 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-D

Poloidální vinutí na tokamaku COMPASS-D tvoří vysoce variabilní systém, který zajišťuje 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.

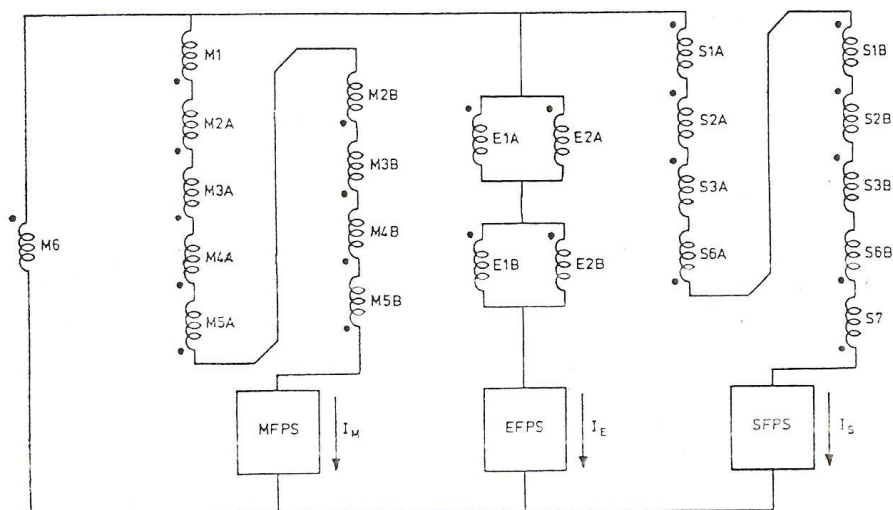


Obr. IV.1: základní schéma poloidálních vinutí na tokamaku COMPASS-D

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-D. 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.



Obr. IV.2: Celkové zapojení poloidálních vinutí na tokamaku COMPASS-D. 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)

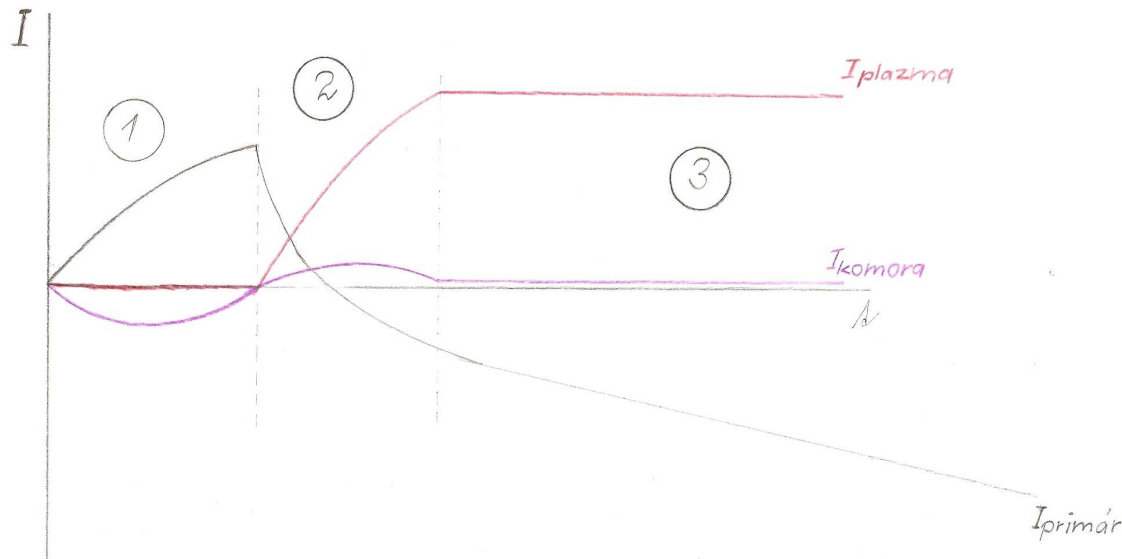
IV.1:Magnetizační obvod: Pokud v tokamaku zahajujeme výboj, první věcí, kterou musíme udělat, je indukce proudu plazmatem. To je realizováno pomocí primárního vinutí transformátoru, které je na Obr. IV.1 označeno jako P1. Jak bylo řečeno v části III.1, působí na proudový prstenec vertikální rozptylové magnetické pole primárního vinutí transformátoru a to silou horizontálním směru. Jak bylo zmíněno již výše, 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:

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

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

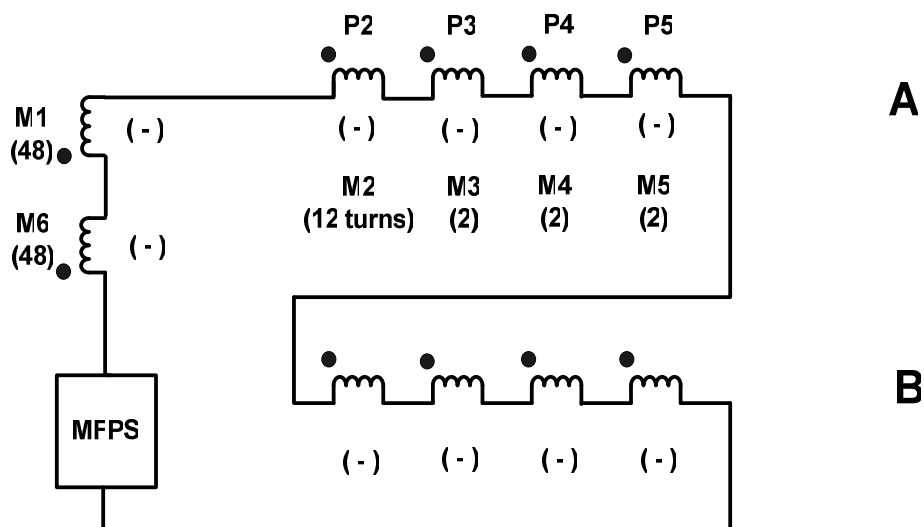
Toto napětí je však natolik malé (rychlost narůstání I je omezena indukčností primárního vinutí), že nestačí k průrazu a vzniku plazmatu v komoře. Proud generovaný tímto napětím protéká tedy pouze kovovou toroidální komorou. Plazma je vytvořeno ve fázi 2, kdy proud v primárním obvodu a díky tomu i Φ 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.

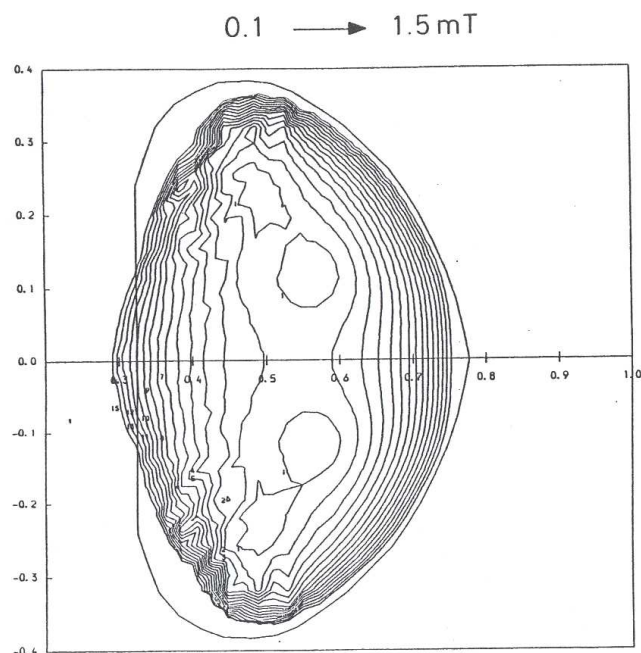
Nyní se podívejme na to, jak je zabezpečeno, že vertikální složka rozptylového pole transformátoru nevytlačuje plazma ze středu komory. Rozptylové pole transformátoru nemůžeme kompenzovat v celé komoře. Naším cílem tedy je, aby bylo vertikální pole transformátoru jen velmi malé zejména ve středu komory. 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 „nulují“ 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.



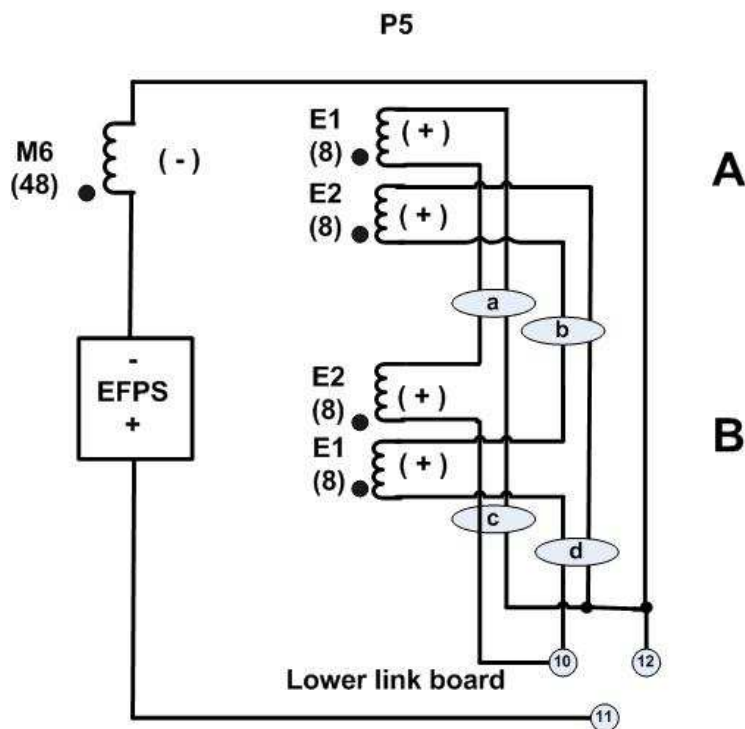
Obr. IV.5: Velikost vertikální složky magnetického pole v komoře tokamaku COMPASS-D. Na obrázku jedna vrstevnice značí rozdíl této složky 0,1 mT. Minimální velikost této složky pole je uprostřed komory.

IV.2: Systém cívek rovnovážné polohy plazmatu: Základním systémem, který zajišťuje, aby se rovnovážná poloha plazmatu nacházela ve středu komory tokamaku je systém cívek rovnovážné polohy plazmatu (anglicky equilibrium field coils), viz Obr. IV.1. vinutí označená jako E windings. 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. Tomuto úniku se zabráňuje 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 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 stejný proud jako v sekci B. Pokud by byl

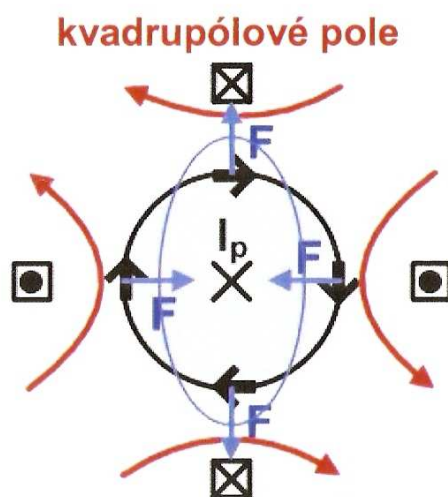
proud v sekci A a sekci B různý, bylo by magnetické pole v komoře tokamaku nesymetrické. To by přinášelo zhoršené udržení plazmatu. Na tokamaku COMPASS-D bylo zvoleno zapojení podle Obr. IV.6. Zde je sériově spojena cívka E1A a E2B resp. E1B a E2A.

Vzhledem k tomu, že budou při výboji na tokamaku COMPASS-D 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 pneumatiky“.



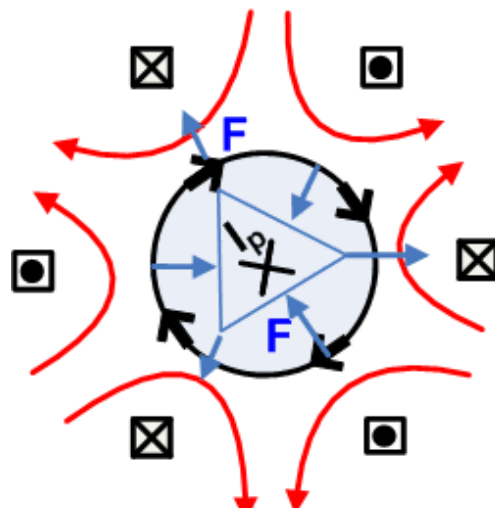
Obr. IV.6: Schéma zapojení cívek rovnovážného obvodu

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 maximálních parametrů plazmatu. 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 provazce ve vertikálním směru uprostřed komory labilní, tedy pokud dojde k malé vertikální výchylce, tato výchylka neustále narůstá. Důvod je, že jak cívky nahoře tak cívky dole (viz. Obr. IV.7) plazma přitahují. Uvažujme například, že se proudový provazec 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.



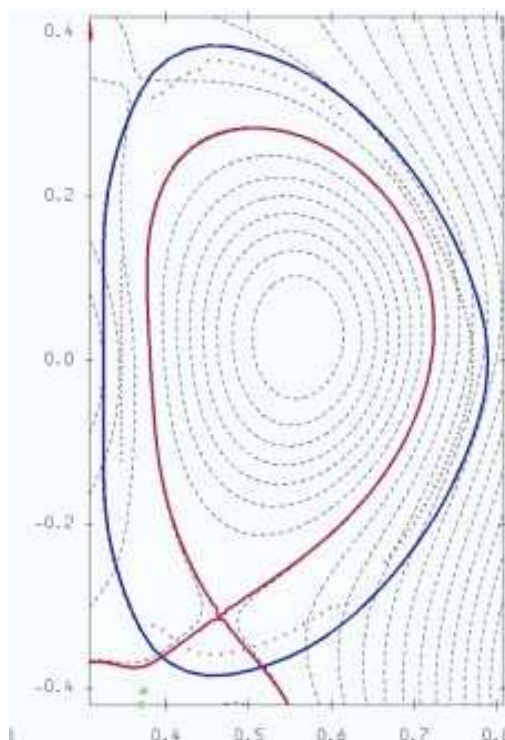
Obr. IV.7: Vytváření eliptického tvaru magnetického povrchu pomocí kvadrupólového pole. [4]

Eliptický tvar plazmatu však z důvodu nestability popsané výše stále není nejlepším řešením, lepší vlastnosti udržení nabízí trojúhelníkový 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.



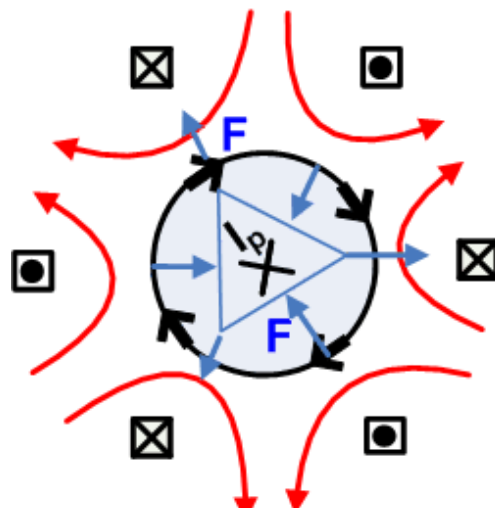
Obr. IV.8: Vytváření trojúhelníkovitého tvaru plazmatu pomocí hexapólového pole.[4]

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



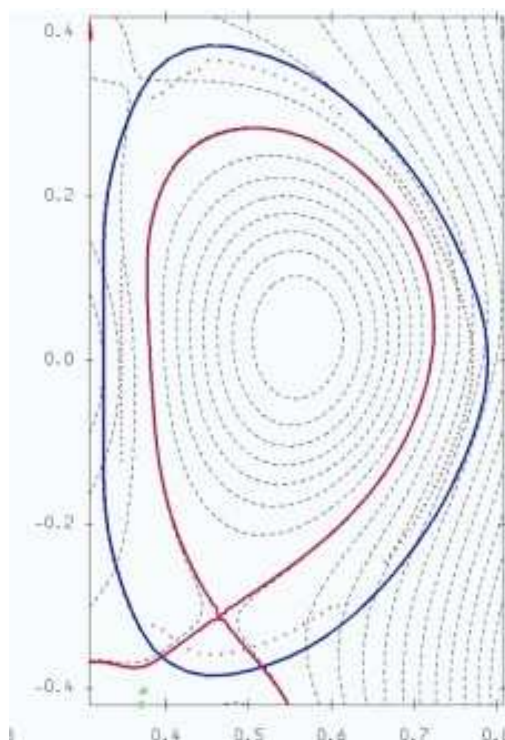
Obr. IV.9: Konfigurace magnetických povrchů na tokamaku COMPASS-D. Modře je značena hranice komory a červeně separatrix. [4]

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.



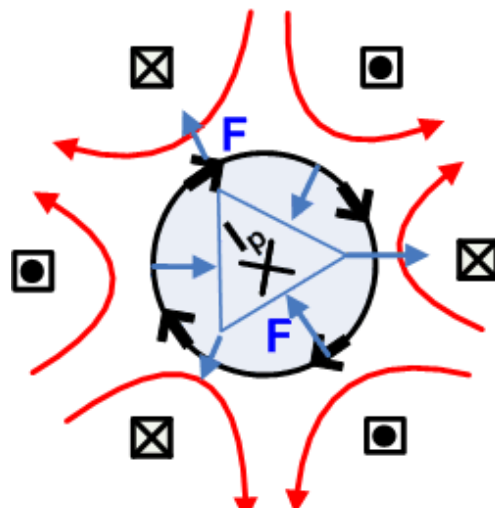
Obr. IV.8: Vytváření trojúhelníkovitého tvaru plazmatu pomocí hexapólového pole.[4]

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



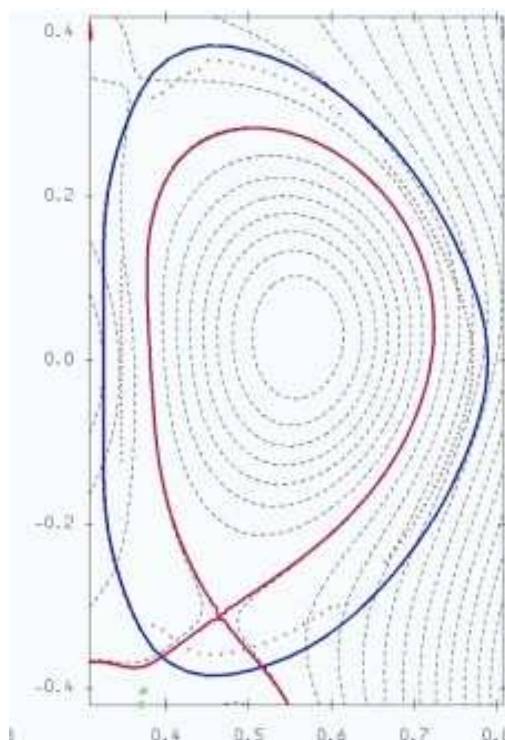
Obr. IV.9: Konfigurace magnetických povrchů na tokamaku COMPASS-D. Modře je značena hranice komory a červeně separatrix. [4]

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.



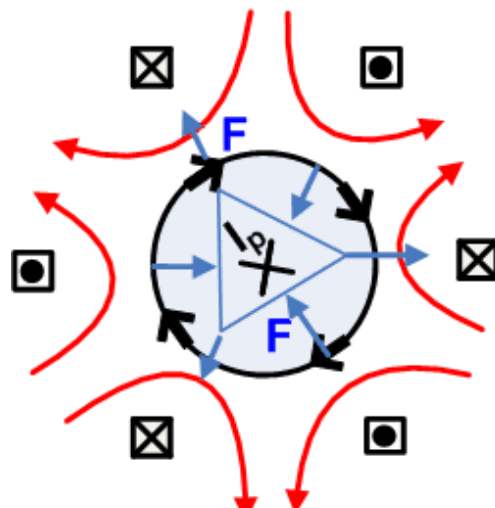
Obr. IV.8: Vytváření trojúhelníkovitého tvaru plazmatu pomocí hexapólového pole.[4]

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



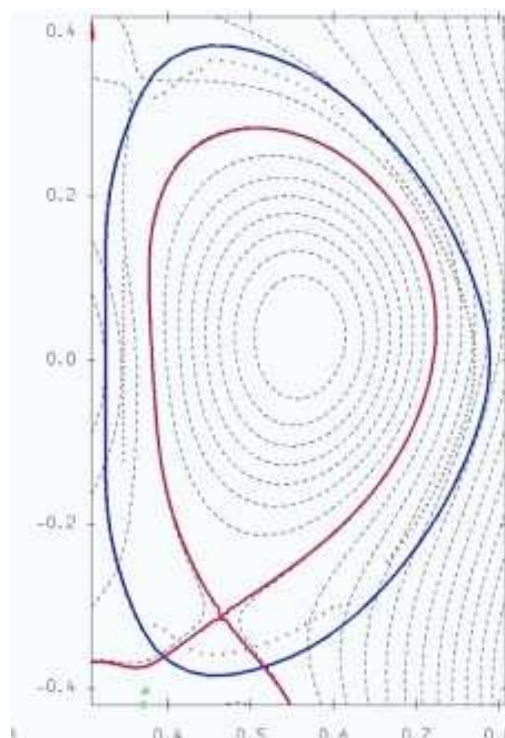
Obr. IV.9: Konfigurace magnetických povrchů na tokamaku COMPASS-D. Modře je značena hranice komory a červeně separatrix. [4]

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.



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

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

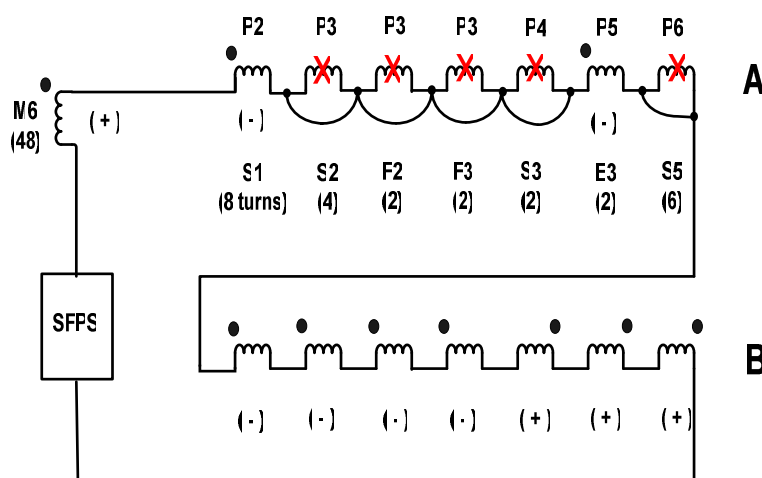


Obr. IV.9: Konfigurace magnetických povrchů na tokamaku COMPASS-D. Modře je značena hranice komory a červeně separatrix. [4]

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.

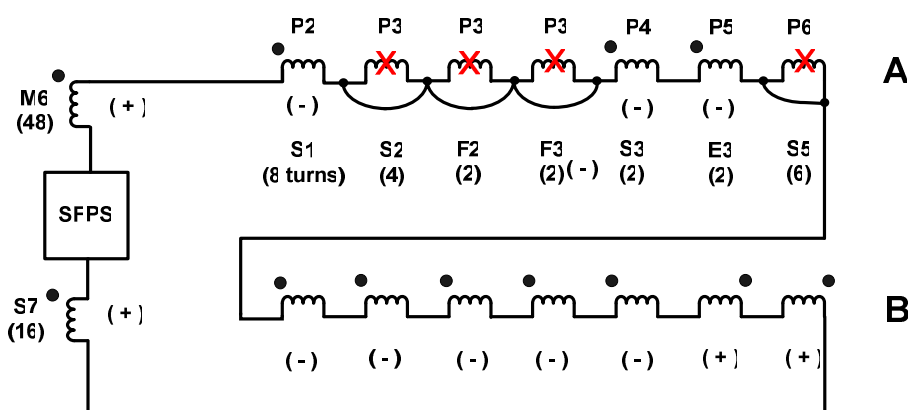
Tím budeme plazma v horizontálním směru „stlačovat“ a ve vertikálním směru „natahovat“. Dosáhneme tak cíle- plazma bude mít žádaný D tvar.

V tokamaku COMPASS-D 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. Dodávám, že jak v obvodu magnetizačním tak v rovnovážném tomu tak je vždy. 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-D 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.

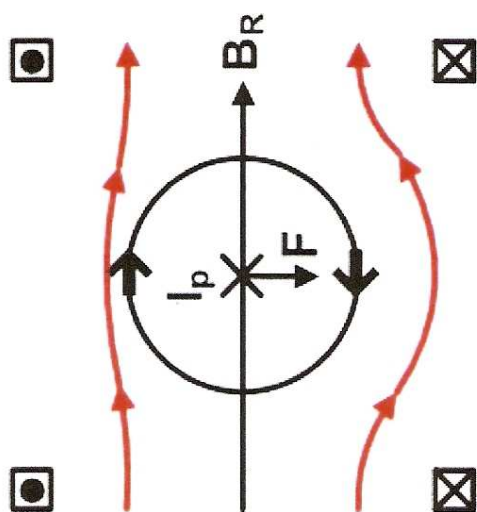
IV.4: Zpětnovazební systémy: V průběhu výboje se velice často stává, že se proudový prstenec začne posouvat ke kraji komory. Tyto posuvy jsou rychlé a náhodné a není možné je dopředu předpovědět. Proto musíme mít na každém tokamaku systém, který tyto posuvy včas tlumí a omezuje na přijatelnou hodnotu. 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 polarit 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.

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

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

kde $\vec{I}$ je proud plazmatem a $\vec{B}$ 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.



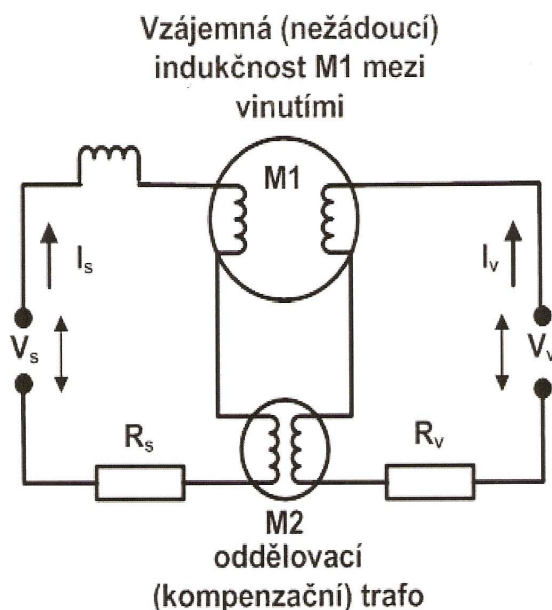
Obr. IV.12: Zpětnovazební regulace polohy proudového prstence pomocí zpětnovazebních systémů.[4]

Na COMPASS-D 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 cívk 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).

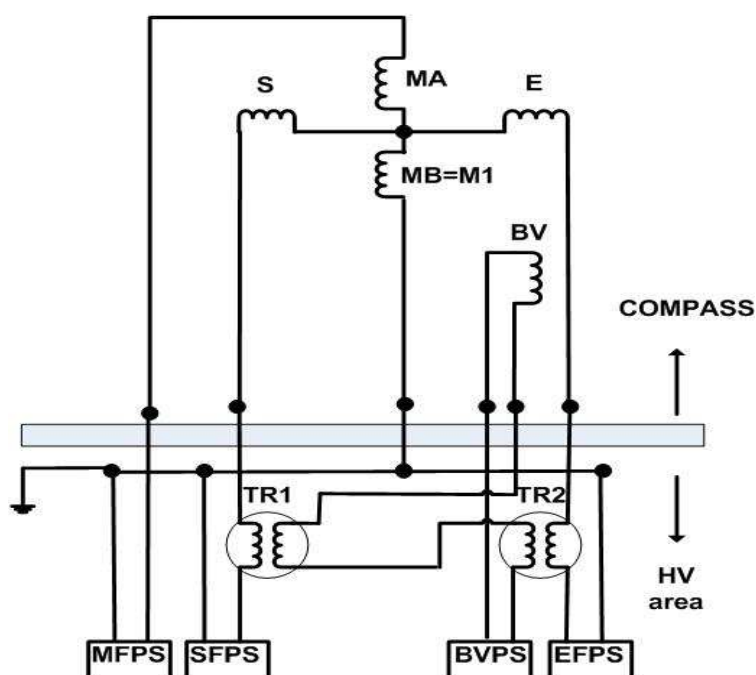
IV.5: Kompenzační transformátory: V předešlé části jsme se zabývali zpětnovazebním systémem, jehož vinutí musí velice rychle reagovat na změny polohy plazmatu a tyto změny eliminovat. Problémem však je skutečnost, že veškerá vinutí tokamaku COMPASS vykazují v důsledku geometrické vazby někdy i značnou 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 vylimován.

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.

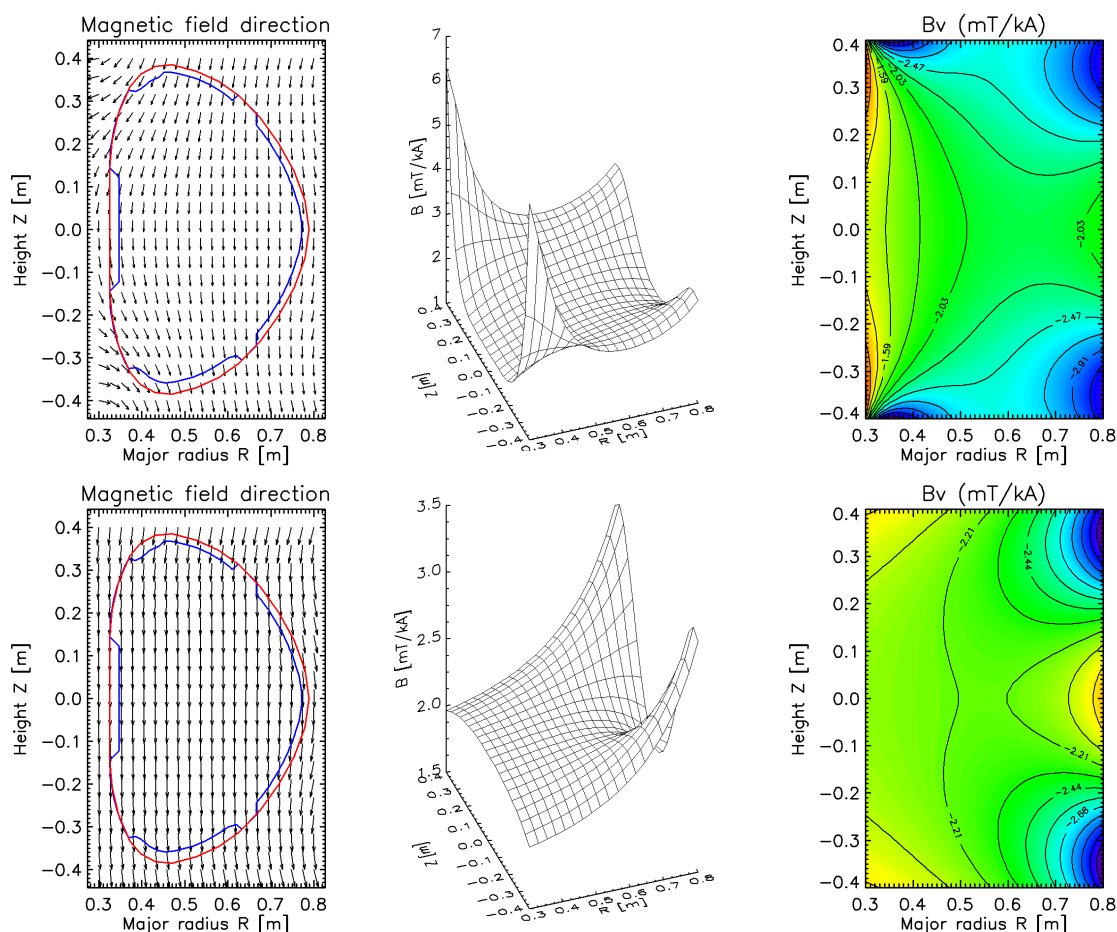
Na Obr. IV.14, vidíme, že kompenzační transformátory mezi vinutími zajišťujícími vertikální posuny plazmatu (F2, F3, F4) a dalšími vinutími na cívkách P3 a P4 vůbec nejsou. To je umožněno tím, že těmito F vinutími prochází vždy v sekci A opačný proud stejné velikosti než v sekci B. Protože jsou cívky 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-D. 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 symetrie 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 rozděluje 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.

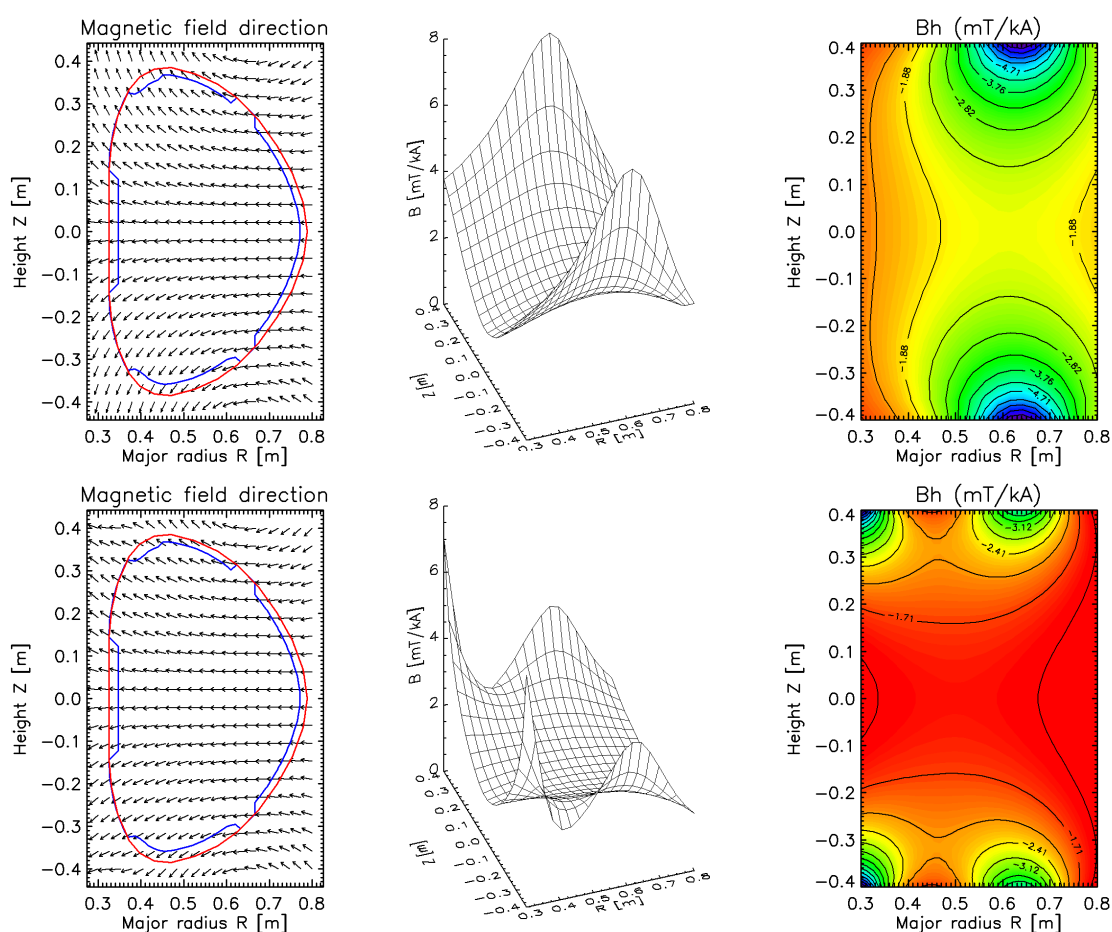
Další návrh(viz. [6]) se týká možné úpravy zpětnovazebního obvodu. V současné konfiguraci je zajišťováno zpětnovazební horizontální pole pomocí vinutí F4. Vinutí F2 a F3 jsou použita na vytváření divertoru jak je vidět na Obr. IV.10 a Obr. IV.11. Zpětnovazební vertikální pole je v současné konfiguraci 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 Obr. IV.15.



Obr. IV.15: V horní části obrázku je ukázán výsledek výpočtu vertikálního zpětnovazebního pole tokamaku COMPASS v současném zapojení, v dolní řadě je pak výpočet tohoto pole při zapojení cívek podle vylepšené verze [6]. 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.[6]

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 obvody MFPS a BV.

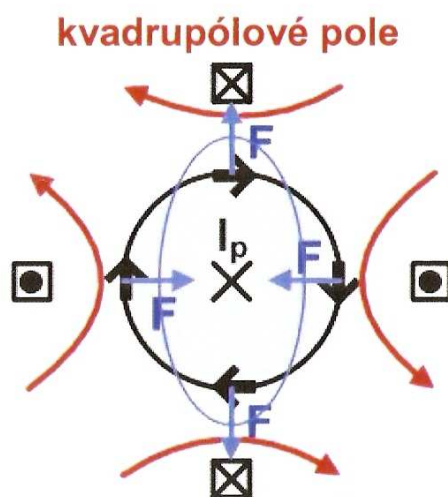
Tím, že vinutí F1 by bylo z obvodu BV vypojeno, získala by se možnost zapojit ho do obvodu BR. Tím pádem bude zpětnovazební horizontální pole tvořeno vinutími F1 a F4. To přinese konfiguraci pole podle Obr. IV.16.



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.[6]

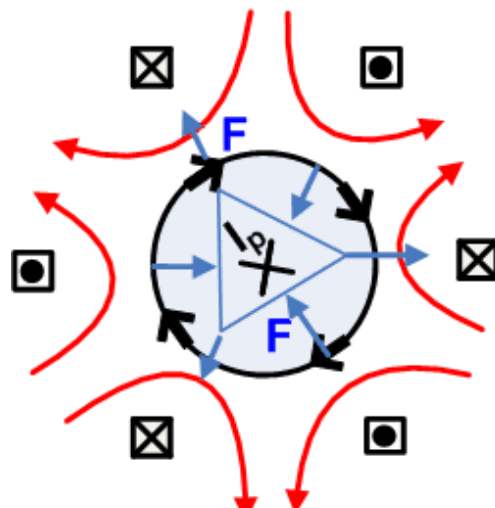
Tato konfigurace nabízí vyšší směrovou homogenitu magnetického pole od obvodu BR. Díky této zvýšené homogenitě bude možné používat určité metody, která mají pozitivní vliv na potlačení ELM nestabilit.

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 maximálních parametrů plazmatu. 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 provazce ve vertikálním směru uprostřed komory labilní, tedy pokud dojde k malé vertikální výchylce, tato výchylka neustále narůstá. Důvod je, že jak cívky nahoře tak cívky dole (viz. Obr. IV.7) plazma přitahují. Uvažujme například, že se proudový provazec 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.



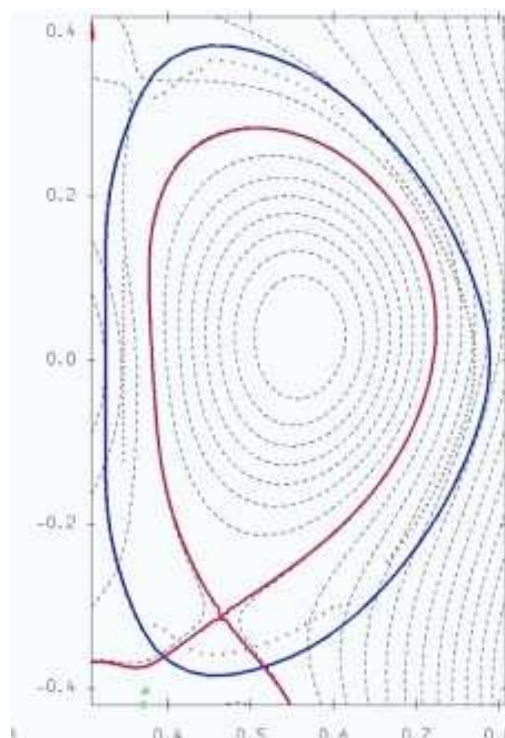
Obr. IV.7: Vytváření eliptického tvaru magnetického povrchu pomocí kvadrupólového pole. [4]

Eliptický tvar plazmatu však z důvodu nestability popsané výše stále není nejlepším řešením, lepší vlastnosti udržení nabízí trojúhelníkový 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, tzn. D-shape. K tomu se ještě přidává nutnost vytváření divertoru. Magnetické povrchy na tokamaku COMPASS-D je vidět na Obr. IV.9.

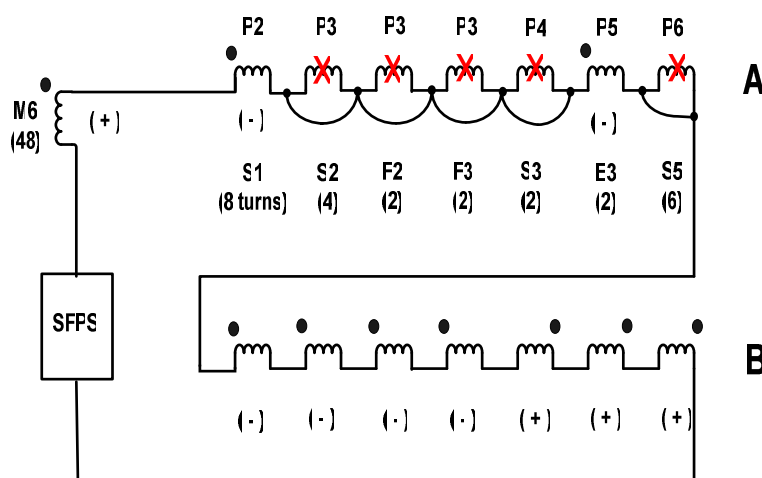


Obr. IV.9: Konfigurace magnetických povrchů na tokamaku COMPASS-D. Modře je značena hranice komory a červeně separatrix. [4]

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.

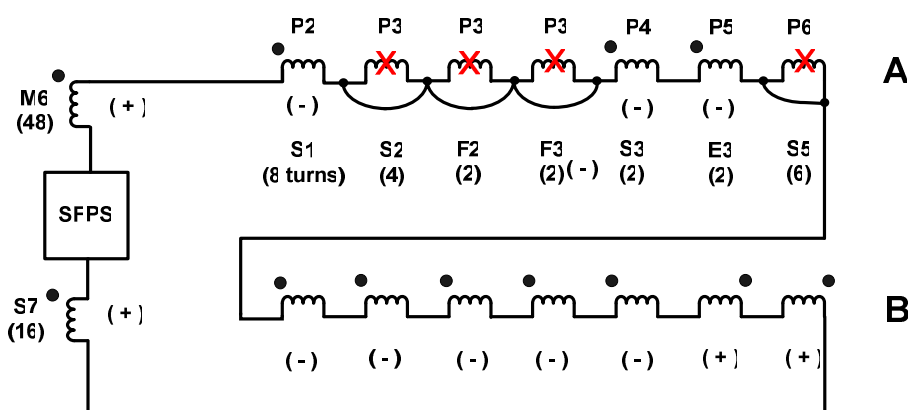
Tím budeme plazma v horizontálním směru „stlačovat“ a ve vertikálním směru „natahovat“. Dosáhneme tak cíle- plazma bude mít žádaný D tvar.

V tokamaku COMPASS-D 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. Dodávám, že jak v obvodu magnetizačním tak v rovnovážném tomu tak je vždy. 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-D 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.

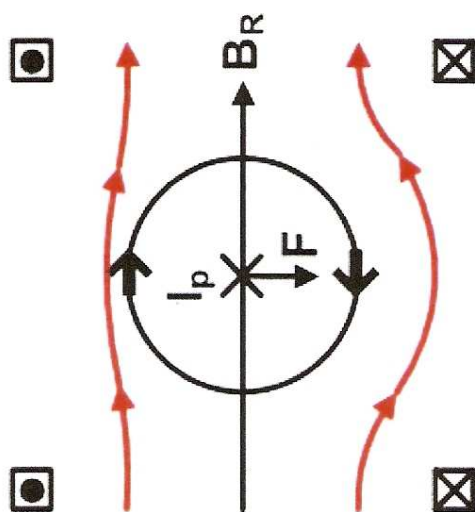
IV.4: Zpětnovazební systémy: V průběhu výboje se velice často stává, že se proudový prstenec začne posouvat ke kraji komory. Tyto posuvy jsou rychlé a náhodné a není možné je dopředu předpovědět. Proto musíme mít na každém tokamaku systém, který tyto posuvy včas tlumí a omezuje na přijatelnou hodnotu. 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 cívkce je indukováno napětí. Podle velikosti indukovaného napětí určíme rychlost pohybu a podle polarit 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.

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

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

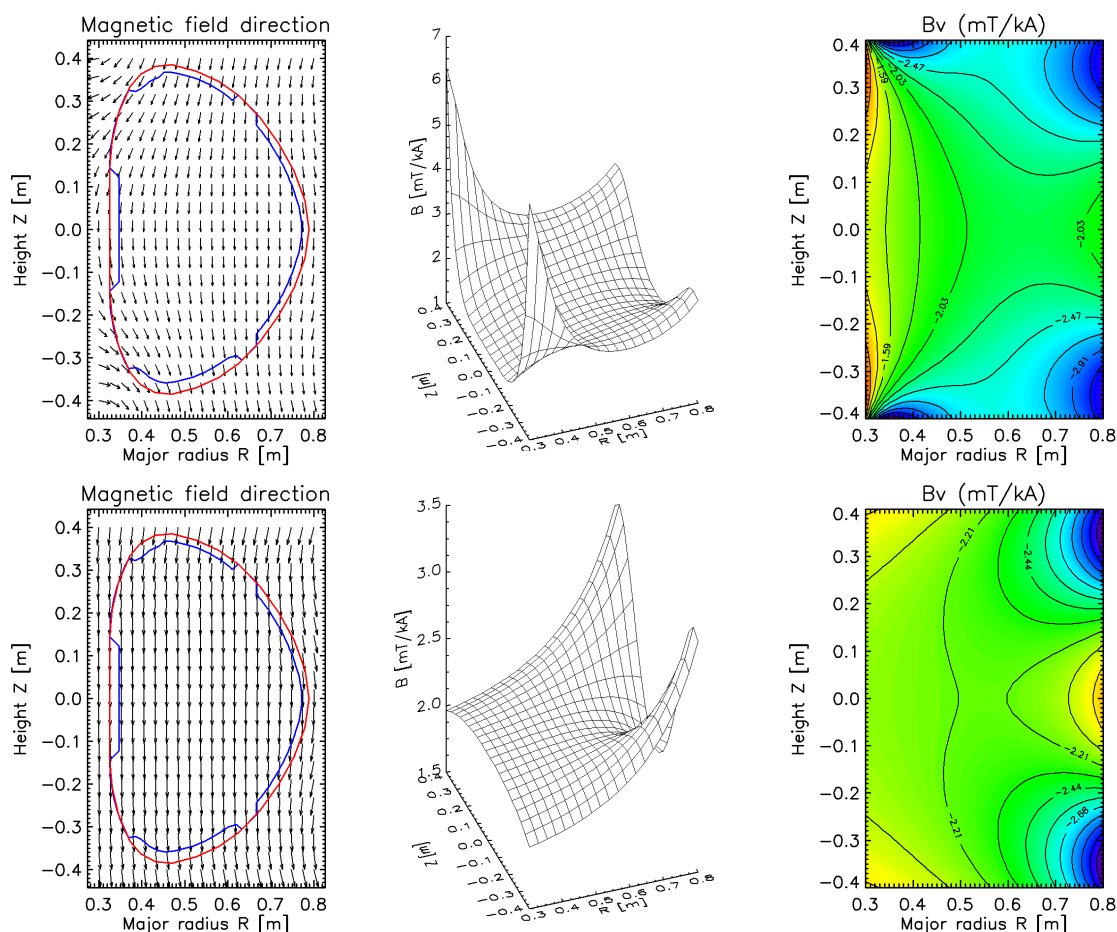
kde $\vec{I}$ je proud plazmatem a $\vec{B}$ je magnetické pole, ve kterém se plazma nachází. Uvažujme nyní například, že nám plazma uniká v horizontálním směru směrem vlevo podle Obr. IV.12. Chceme tedy, aby zpětnovazební vinutí tlačila plazma směrem vpravo. Vzhledem k naznačenému směru proudu plazmatem 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]

zdroji napětí pro tento obvod. V tomto připojení přivádí totiž jeden kabel napětí od zdroje až bezprostředně k tokamaku, kde se rozděluje 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.

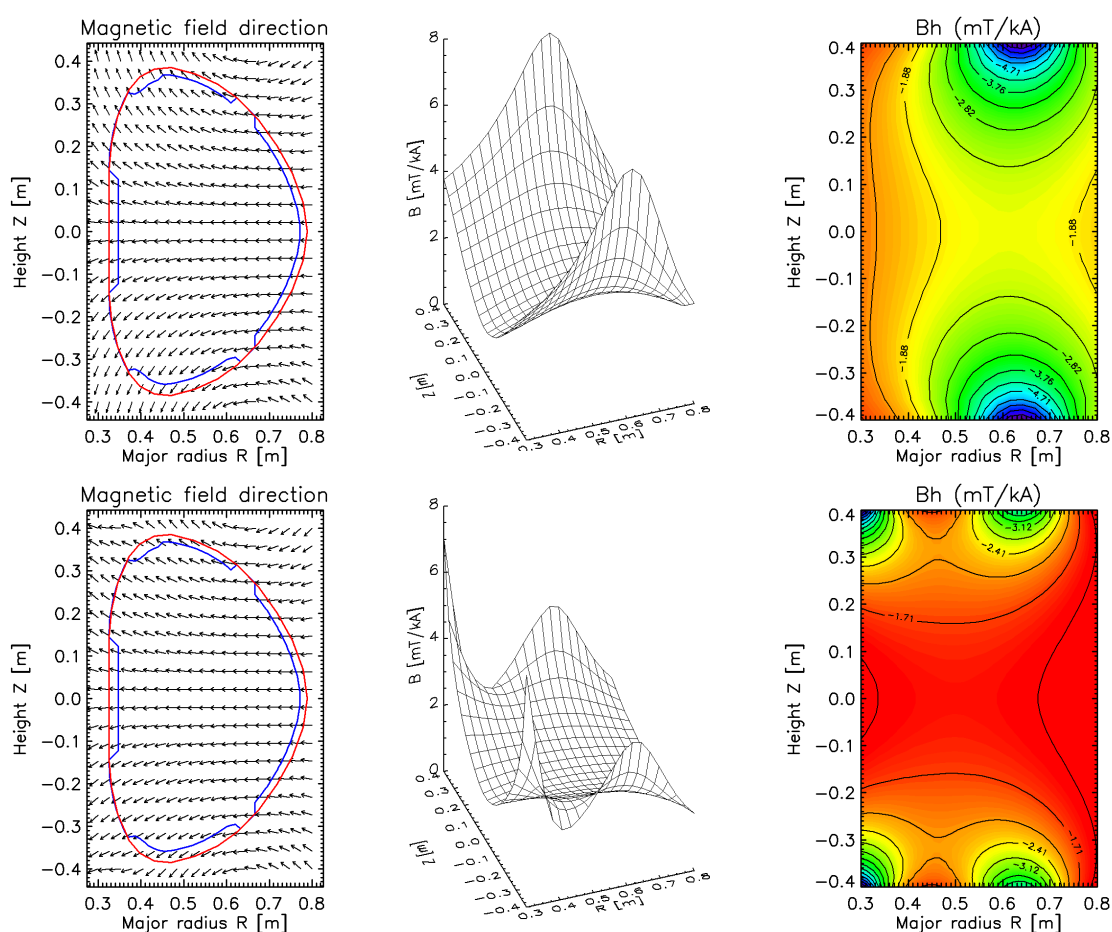
Další návrh(viz. [6]) se týká možné úpravy zpětnovazebního obvodu. V současné konfiguraci je zajišťováno zpětnovazební horizontální pole pomocí vinutí F4. Vinutí F2 a F3 jsou použita na vytváření divertoru jak je vidět na Obr. IV.10 a Obr. IV.11. Zpětnovazební vertikální pole je v současné konfiguraci 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 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 [6]. 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.[6]

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 obvody 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.[6]

Tato konfigurace nabízí vyšší směrovou homogenitu magnetického pole od obvodu BR. Díky této zvýšené homogenitě bude možné používat určité metody, která mají pozitivní vliv na potlačení ELM nestabilit.

Závěr

V této práci jsem sepsal základní fakta o horkém termojaderném plazmatu a možných termojaderných reakcích pro budoucí energetické využití. Dále jsem se zabýval chováním plazmatu v magnetických polích. Na základě znalosti tohoto chování jsem se pokusil popsat a zdůvodnit, jak je třeba vytvářet magnetická pole v tokamaku. V rámci poslední kapitoly jsem důkladně rozebral a popsal systém poloidálních vinutí na tokamaku COMPASS-D. Na základě tohoto rozboru jsem navrhl zlepšení v zapojení obvodu rovnovážné polohy plazmatu. Toto vylepšení by umožnilo dosahovat lepší symetrie pole tohoto obvodu. V závěrečné části práce jsem rovněž uvedl návrhy na vylepšení zapojení zpětnovazebních obvodů Mgr. Josefa Havlíčka.

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] McCracken G., Scott P. : “Fúze- Energie vesmíru”, Mladá fronta, Praha 2006
- [6] Havlíček J., Horáček J.: “Modelling of COMPASS tokamak PF coils magnetic fields”, posterová prezentace