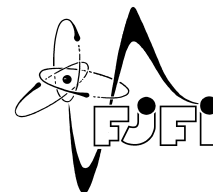


ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská



Ubíhající elektrony v tokamacích

Runaway Electrons in Tokamaks

Bakalářská práce

Autor: **Jaroslav Čěřovský**
Vedoucí práce: **doc. RNDr. Jan Mlynář, Ph.D.**
Akademický rok: 2015/2016

- Zadání práce -

- Zadání práce (zadní strana) -

Poděkování:

Chtěl bych poděkovat vedoucímu své bakalářské práce doc. RNDr. Janu Mlynářovi, Ph.D. za pomoc při tvorbě mé práce a za jeho podnětné poznámky. Dále bych chtěl poděkovat Ing. Ondřeji Fickerovi za cenné rady ohledně směřování mé práce a čas, který mi věnoval.

Čestné prohlášení:

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

Nemám závažný důvod proti použití tohoto školního díla ve smyslu §60 Zákona č. 120/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne 7. července 2016

Jaroslav Čěrovský

Název práce:

Ubíhající elektrony v tokamacích

Autor: Jaroslav Čerovský

Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: doc. RNDr. Jan Mlynář, Ph.D., Ústav fyziky plazmatu, AV ČR, v. v. i.

Abstrakt: Tato bakalářská práce se věnuje problematice tzv. ubíhajících elektronů, které se generují za určitých podmínek v zařízení typu tokamak, zařízeních zaměřených na výzkum termojaderné fúze s magnetickým udržením. Tyto vysokoenergetické elektrony jsou urychlovány v elektrickém poli tokamaku a téměř nepodstupují žádné srážky s okolním plazmatem. Ubíhající elektrony jsou urychlovány až na relativistické rychlosti a jsou nebezpečné pro první stěnu tokamaku. Práce shrnuje základy fyziky ubíhajících elektronů a stručně se věnuje úvodu do magnetohydrodynamiky. Jsou zde také uvedeny použité metody zpracování signálu, které byly využity pro implementaci programu v prostředí Matlab sloužícího ke zpracování dat z magnetických diagnostik. Experimentální část práce se přímo zabývá analýzou dat z tokamaku COMPASS za účelem posouzení vlivů magnetických ostrovů na ztráty ubíhajících elektronů.

Klíčová slova: magnetické ostrovy, MHD, tokamak, ubíhající elektrony

Title:

Runaway electrons in Tokamaks

Author: Jaroslav Čerovský

Abstract: This bachelor thesis is dealing with so called runaway electrons, which are generated in tokamaks under particular conditions. These high energy electrons are accelerated in the electrical field of tokamak almost without collisions with thermal plasma particles. Runaway electrons are accelerated to the relativistic velocities and are dangerous for the first wall of tokamak. A brief summary of physics of runaway electrons and fundamentals of magnetohydrodynamics is given. There are also presented methods utilized for signal processing, which were used to implement the program in Matlab environment. Experimental work is focused on analyses of data from COMPASS tokamak for the purpose of investigation of the link between losses of runaway electrons and magnetic islands.

Key words: magnetic island, MHD, runaway electrons, tokamak

Obsah

Úvod	9
1 Základy fyziky ubíhajících elektronů	11
1.1 Vznik ubíhajících elektronů	11
1.1.1 Primární mechanismus vzniku - Dreicerův mechanismus	11
1.1.2 Mechanismus horkého konce	14
1.1.3 Sekundární mechanismus	14
1.2 Detekce ubíhajících elektronů	14
2 Základy magnetohydrodynamiky	16
2.1 Zjednodušující předpoklady modelu	16
2.2 Rovnice magnetohydrodynamiky	17
2.2.1 Odvození rovnic magnetohydrodynamiky	17
2.2.2 Uzavření soustavy rovnic	19
2.2.3 Rekonekce magnetického pole. Magnetické ostrovy	19
3 Experimenty s ubíhajícími elektrony	21
3.1 COMPASS	21
3.2 JET	22
3.3 ASDEX Upgrade	23
4 Metody zpracování signálu	24
4.1 Diskrétní Fourierova transformace	24
4.2 Korelační funkce	24
4.3 Koherenční funkce	25
4.4 Filtry	26
4.4.1 Klouzavý průměr	26
4.4.2 Pásmová propust'	26
4.5 Spektrum signálu	26
5 Zpracování dat	27
5.1 Relevantní diagnostiky plazmatu	27
5.2 Vztah magnetických ostrovů a ztrát ubíhajících elektronů	28
5.2.1 Zkoumané signály	28
5.2.2 Detekce magnetických ostrovů	29
5.2.3 Detekce podobných vzorů ve spektru HXR	30
5.2.4 Metoda určování vzájemného posunutí signálů	31
5.2.5 Analýza výboje #10004	34

5.2.6	Analýza výbojů pomocí korelační funkce	37
5.3	Vliv magnetických ostrovů na ztráty ubíhajících elektronů	40
5.4	Vliv hustoty na produkci HXR záření	41
5.5	Fyzikální interpretace výsledků	44
Závěr		46

Úvod

S rozvojem a industrializací společnosti se začala prohlubovat a stále se prohlubuje naše závislost na elektrické energii. Málokterý Evropan by si dnešní svět dokázal představit bez okamžitého přístupu k elektřině a s ní spojených náležitostí. Tato závislost lidské společnosti na elektrické energii s sebou přináší otázku spolehlivého a ekologického zdroje, který by byl současně ekonomicky výhodný a konkurenceschopný vzhledem k současným zdrojům elektrického proudu.

V současné době jaderného skepticismu, kdy je provoz jaderných elektráren v určitých zemích omezen, a narůstající produkce energie z obnovitelných zdrojů je čas pátrat po takovém zdroji, který by zajistil produkci energie pro další generace. I přes růst produkce elektřiny z obnovitelných zdrojů tento způsob výroby nemůže nahradit energii vytvořenou pomocí klasických elektráren, protože je dle současného stavu techniky odkázán na aktuální klimatické podmínky [18].

Zdrojem, který by byl schopný zajistit výrobu energie zejména pro velká centra v průběhu dalších generací, by mohl být zdroj založený na jaderné fúzi. Jaderná fúze je proces, při kterém dochází ke slučování lehkých atomových jader a současně k uvolnění energie. V minulosti bylo realizováno mnoho experimentů, které si kladly za cíl zvládnutí této reakce a demonstraci její použitelnosti jako budoucího zdroje energie, ale ukázalo se, že zvládnutí tohoto úkolu s sebou přináší veliké překážky.

V současné době se výzkum soustředí na realizaci tzv. termojaderné fúze, jaderné fúze, která je realizována za pomoci velmi vysokých teplot. Klíčovým problémem je, že pro dosažení fúze je potřeba zvládnout obrovské teploty a není snadné při takto vysokých teplotách udržet teplo a stabilní plazma po dostatečně dlouhou dobu. Jedna z nesporných výhod výroby elektřiny pomocí termojaderné fúze je, že se nepotýká s problémy ohledně nedostatku paliva a ani s výrobou skleníkových plynů. Neprodukuje žádný jaderný odpad, který by bylo nutné dlouhodobě skladovat.

Ke studiu termojaderné fúze se ve velké míře používá zařízení, které nese jméno tokamak. Tokamak je užíván jako magnetická nádoba, která slouží k uchování vysokoteplotního plazmatu. Vzájemnému dotyku stěny a plazmatu zabraňuje přítomnost magnetického pole. Toto zařízení je tvaru toroidu a magnetické pole, které slouží k udržení částic, se skládá ze dvou hlavních složek, a to z pole toroidálního a poloidálního. Toroidální pole B_T je vytvořeno pomocí cívek, které obklopují torus, a pole poloidální B_{pol} je výsledkem proudu, který teče plazmatem v toroidálním směru. Tento proud tekoucí plazmatem je indukován, tedy plazma můžeme připodobnit sekundárnímu závitu transformátoru.

Tokamaky jsou nyní nejnadějnější cestou, která míří ke zvládnutí kontrolované termojaderné fúze. Výzkum tokamaků začal již v 50. letech dvacátého století v Sovětském Svazu. Koncept tokamaku je nejlépe prostudovanou a zvládnutou technologií. Za tento náskok oproti jiným typům udržení jako jsou stelátory, které k udržení plazmatu také využívají magnetické pole, nebo zařízení pro inerciální fúzi, které reprezentují zcela odlišný přístup k realizaci termojaderné fúze, vděčí poměrně jednoduché koncepci. Musíme zde ale upozornit, že i přesto je konstrukce tokamaku velice složitou záležitostí, která leží na konstrukčních a materiálových hranicích.

Výzkum kontrolované termojaderné fúze prostřednictvím tokamaků, i když se tak na první pohled nemusí zdát, zaznamenal velký pokrok. Od 60. let dvacátého století se teploty plazmatu v tokamacích

zvýšily téměř 3000krát a v 90. letech byly na mnoha zařízeních dosahovány obrovské teploty pohybující se okolo 200 milionů °C. Také součin $n\tau_E$, kde n představuje hustotu plazmatu a τ_E jeho dobu udržení tepelné energie, který je podstatným parametrem pro energeticky využitelný reaktor, se zvýšil zhruba 3000krát. V roce 1997 operoval anglický tokamak JET se směsí deuteria a tricia a dosáhl fúzního zisku $Q = P_{fus}/P_{heat} \approx 0,65$ [10]. Tento parametr vyjadřuje poměr mezi výkonem P_{fus} , který byl způsoben fúzí, a výkonem vnějšího ohřevu plazmatu P_{heat} . S uvedenou směsí se počítá jako s budoucím palivem pro fúzní elektrárny, protože fúze deuteria a tricia je za současných podmínek nejdosažitelnější fúzní reakcí. Výše zmíněná fakta dokládají, že dosavadní úspěchy fyziky tokamaků jsou výsledkem systematického výzkumu a vývoje, který vede k jasně stanovenému cíli, a to ke konstrukci užitečného fúzního reaktoru.

V posledních letech celá fúzní komunita čeká na další podstatný krok ve studiu termojaderné fúze, a to na dokončení tokamaku ITER. Tento projekt by měl ukázat naše schopnosti zvládnutí kontrolované termojaderné fúze a ověřit použitelnost fyzikálních modelů, inženýrských řešení, či různých konstrukčních konceptů. Dalším logickým krokem by měla být stavba experimentálního reaktoru DEMO, který by již měl demonstrovat použitelnost tohoto způsobu výroby energie pro komerční účely.

Pro bezpečný provoz tokamaků a budoucích fúzních reaktorů je velice podstatné studium tzv. ubíhajících elektronů. Ubíhající elektrony jsou vysokoenergetické částice, které by při nárazu do první stěny tokamaku mohly způsobit velké škody, a tak bránit kontinuálnímu provozu reaktorů, tedy stabilní výrobě energie. V současné době jsou zejména studovány okolnosti jejich vzniku a metody, které by vedly k potlačení jejich generace, či k jejich bezpečnému a řízenému zániku.

Ubíhající elektrony nemůžeme považovat pouze za fenomén fyziky tokamaků. Jsou pozorovány a studovány i v odlišných odvětvích fyziky. Mimo jiné, pomocí přítomnosti ubíhajících elektronů se některé teorie snaží vysvětlit mechanismus vzniku blesků [5]. Ubíhající elektrony by měly sloužit k předionizaci atmosféry a vést ke snížení průrazného napětí pod hodnotu napětí, které je mezi oblakem a zemí.

V první kapitole předložené bakalářské práce jsou shrnuty základy fyziky ubíhajících elektronů. Druhá kapitola je věnována základům magnetohydrodynamiky a souvislostem mezi přepojením magnetických silokřivek a vznikem magnetických ostrovů. Výsledky experimentů s ubíhajícími elektrony na tokamacích COMPASS, JET a ASDEX jsou uvedeny ve třetí kapitole. Čtvrtá kapitola představuje metody, které byly využity pro zpracování dat. Poslední pátá kapitola se zabývá samotným zpracováním výsledků a jejich možnou fyzikální interpretací.

Kapitola 1

Základy fyziky ubíhajících elektronů

Elektrony jsou v tokamacích zejména urychlovány pomocí toroidálního elektrického pole a podstupují v plazmatu mnoho srážek způsobených Coulombovskou interakcí. Elektrony s dostatečně velkými rychlostmi mohou být díky síle, která na ně působí, urychleny až na velmi vysoké energie.

1.1 Vznik ubíhajících elektronů

Přítomnost elektrického pole způsobuje vznik tzv. ubíhajících elektronů [7]. Ke vzniku ubíhajících elektronů dochází, když urychlující síla, která je způsobena elektrickým polem E , je větší než třecí síla, kterou způsobují Coulombovské srážky s ostatními částicemi plazmatu. Účinný průřez, který charakterizuje pravděpodobnost srážky, klesá s druhou mocninou rychlosti, a tudíž jsou interakce mezi rychle se pohybujícími částicemi a plazmatem méně časté. V tokamacích mohou být elektrony urychleny až na desítky či stovky MeV. Takto energetické elektrony jsou velice nebezpečné pro vakuovou komoru tokamaku. Můžeme rozlišovat tři základní způsoby vzniku ubíhajících elektronů a to primární (Dreicerův mechanismus), sekundární a mechanismus horkého konce.

1.1.1 Primární mechanismus vzniku - Dreicerův mechanismus

Jak bylo zmíněno v úvodu kapitoly, tak ke vzniku ubíhajících elektronů dochází v okamžiku, když urychlující síla způsobená elektrickým polem E převyšuje třecí sílu, která je způsobena Coulombovskými srážkami s ostatními částicemi plazmatu. Pro primární vznik elektronů je podstatné tzv. Dreicerovo pole [1], které je dáno výrazem

$$E_D = \frac{n_e e^3}{4\pi\epsilon^2 k T_e} \ln(\Lambda). \quad (1.1)$$

Dreicerovo pole představuje velikost elektrického pole E , které je potřebné k tomu, aby rychlost elektronu vzrostla a převýšila tepelnou rychlost v plazmatu během průměrné doby mezi srážkami. Ve vztahu (1.1) označuje $\ln(\Lambda)$ Coulombův logaritmus, který je definován jako

$$\ln(\Lambda) = \ln\left(\frac{\lambda_D}{b_0}\right) \quad \lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k}{\sum_{\alpha} Q_{\alpha}^2 n_{\alpha} / T_{\alpha}}}, \quad (1.2)$$

kde λ_D představuje Debyeovu délku, vzdálenost, na které poklesne potenciál bodového zdroje vlivem stínění v plazmatu na hodnotu $1/e$ Coulombova potenciálu. b_0 je kritický srážkový parametr, srážkový parametr, při kterém bude úhel rozptylu 90° .

V případě, že velikost elektrického pole E dosáhne hodnoty $0.43E_D$ nebo vyšší, jsou všechny elektrony urychleny k relativistickým rychlostem. Uvažíme-li relativistické efekty, dostaneme odlišnou podmínku pro kritické elektrické pole E_c [2], která reprezentuje nejnižší limit pro produkci ubíhajících elektronů. Kritické elektrické pole E_c můžeme zapsat ve tvaru

$$E_c = \frac{n_e e^3}{4\pi\epsilon^2 m_e c^2} \ln(\Lambda). \quad (1.3)$$

Význam kritického pole můžeme lépe vysvětlit na následujícím zjednodušeném odvození. Pro malé rychlosti elektronů roste třecí síla způsobená srážkami v plazmatu lineárně s velikostí rychlosti jako je tomu u plynů nebo tekutin. Třecí síla však dosahuje svého maxima pro rychlost, která je rovna tepelné rychlosti elektronů. Elektrony, které se pohybují rychlostí větší než je jejich tepelná rychlost, podstupují v plazmatu srážky se srážkovou frekvencí

$$\nu = \frac{n_e e^4 \ln \Lambda}{4\pi\epsilon^2 m_e^2 v^3}. \quad (1.4)$$

Pro elektrony pohybujícími se rychleji než tepelnými rychlostmi klesá srážková frekvence s třetí mocninou rychlosti. Zapišeme-li třecí sílu ve tvaru $F(v) = m_e \nu v$, bude tato síla klesat se čtvercem rychlosti. Pokles třecí síly je způsoben tím, že elektrony podstupují menší počet srážek. Třecí sílu můžeme zapsat ve tvaru

$$F(v) = m_e \nu v \approx m_e v \frac{e^4 n_e \ln \Lambda}{4\pi\epsilon^2 m_e^2 v^3}. \quad (1.5)$$

Pohyb elektronu v elektrickém poli je dán rovnicí

$$m_e \frac{dv}{dt} = eE - m_e \nu v. \quad (1.6)$$

Z této rovnice je patrné, že v případě, když $E > m_e \nu v / e$, pak bude elektron elektrickým polem urychlován a pokud není přítomen jiný mechanismus, který by způsobil zpomalování elektronů než třecí síla, dojde ke generaci ubíhajících elektronů v případě, že elektrické pole nabude hodnoty (1.3). Dále můžeme z rovnice (1.6) určit kritickou rychlost

$$m_e \frac{dv}{dt} = eE \left(1 - \frac{n_e e^3 \ln \Lambda}{4\pi\epsilon^2 m_e v^2 E} \right) = eE \left(1 - \frac{v_c^2}{v^2} \right). \quad (1.7)$$

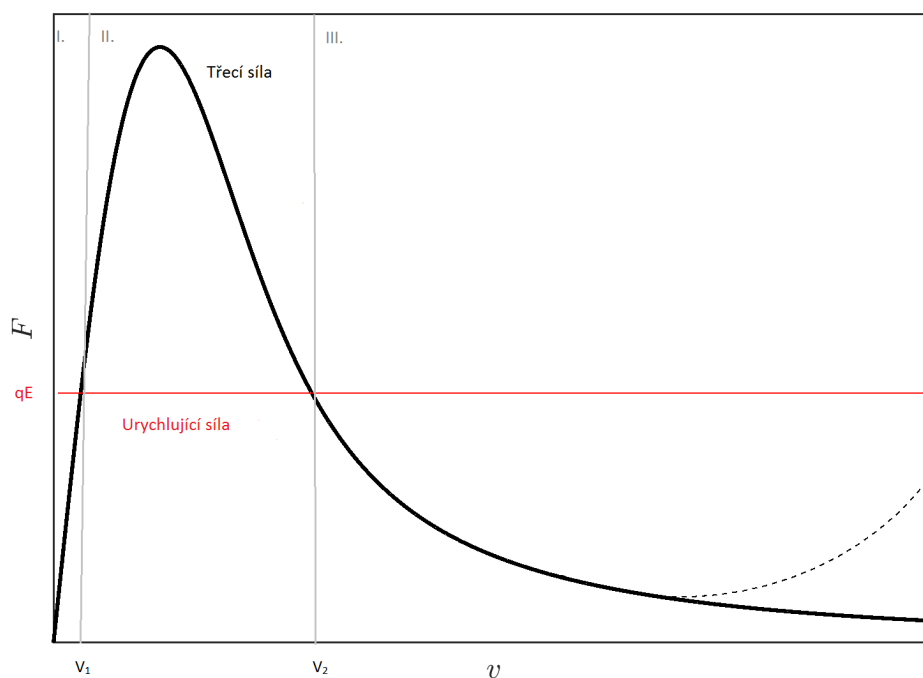
Pro kritickou rychlost je pravá strana rovnice nulová a tedy

$$v_c = \sqrt{\frac{n_e e^3 \ln \Lambda}{4\pi\epsilon^2 m_e E}} \quad (1.8)$$

reprezentuje rychlost, která odpovídá rychlosti, kdy je vyrovnána třecí síla způsobená plazmatem a urychlující síla elektrického pole.

K urychlování elektronů nebude docházet stále. Pro rychlosti blížíící se k rychlosti světla dojde k vyzářování synchrotronového záření a ustaví se zde rovnováha mezi energií, kterou elektron získá z elektrického pole a energií vyzářenou do okolí.

Vztah (1.1) pro Dreicerovo pole závisí na elektronové hustotě n_e a teplotě T_e a dává nám představu, za jakých podmínek můžeme očekávat zvýšenou produkci ubíhajících elektronů v tokamacích. Vysokoenergetické elektrony budou zejména produkovány ve středu plazmatu, protože profil elektronové teploty T_e je zde obvykle ostřejší než profil elektronové hustoty n_e .



Obrázek 1.1: Ilustrační obrázek pro demonstraci vzniku ubíhajících elektronů primárním mechanismem. Pro elektrony pohybující se rychlostí menší než v_1 převládá urychlující síla elektrického pole a elektrony budou urychlovány až do doby, kdy nabudou právě rychlosti v_1 , a obě síly se vyrovnají. Tento bod je rovnovážný, protože kdyby elektrony získaly vyšší rychlost než je v_1 , převládla by třecí síla a částice by byly zpomaleny. Elektrony z oblasti I. budou urychleny na rychlost v_1 a elektrony z oblasti II. budou zpomaleny převládající třecí silou na rychlost v_1 . Rozdílná situace bude panovat pro elektrony, jejichž rychlost překročila rychlost v_2 . Pro tyto elektrony převládá urychlující síla a jsou urychlovány na vysoké rychlosti. Čárkovanou čarou je naznačeno, že při relativistických rychlostech začne částice vyzařovat synchrotronní záření a tím ztrácet energii. Vyzařování zabrání dalšímu vzrůstu rychlosti.

1.1.2 Mechanismus horkého konce

Mechanismus horkého konce (hot-tail mechanism) [15] se významně liší od způsobu vzniku ubíhajících elektronů, který byl popsán v předchozí kapitole a zejména souvisí s nestabilitami plazmatu. Generace ubíhajících elektronů je způsobena nedokonalou termalizací elektronů během náhlého zchlazení plazmatu po disrupci. Pro studium ubíhajících elektronů jsou velice důležité tzv. radiační disrupce. Při těchto disrupcích dochází k velmi rychlému zchlazení plazmatu způsobeného vyzářením energie plazmatem zpravidla v důsledku vzrůstající přítomnosti nečistot.

Přítomnost nečistot v plazmatu může být způsobena erozí částí vakuové komory nebo úmyslně, vstříknutím plynu s velkým protonovým číslem Z nebo vhozením peletky. Tyto techniky byly a jsou v současnosti studovány, protože bychom je mohli využít k potlačení nebezpečných typů disrupcí. Během náhlé termalizace plazmatu elektrony ztrácí svou energii ionizací a deexcitací atomů nečistot, ale rychlejší elektrony mají v porovnání s elektrony pohybujícími se termální rychlostí v_T menší srážkovou frekvenci ν a to znamená, že rychlé elektrony nejsou dostatečně zpomaleny a neztratí svou energii během termalizace, protože jejich střední čas mezi srážkami τ je větší než doba chladnutí plazmatu t_0 .

1.1.3 Sekundární mechanismus

Další mechanismus odpovídající za generaci ubíhajících elektronů je nazýván sekundární nebo lavinovitý (avalanche mechanism) [14]. Tento druh vzniku ubíhajících elektronů je zván sekundárním, protože k jeho realizaci je již potřeba přítomnost těchto elektronů a jejich množství je posléze "lavinovité" navyšováno.

I přes malý účinný průřez srážek ubíhajících elektronů s ostatními termálními elektrony k těmto srážkám dochází a elektrony, které se do té doby pohybovaly termální rychlostí, získávají vlivem srážek s ubíhajícími elektrony dostatek energie k tomu, aby překonaly kritickou rychlost, a samy se stávají ubíhajícími. Tyto elektrony jsou nadále urychlovány a poté se opět chovají jako primární. Jeden ubíhající elektron může tímto způsobem urychlit mnoho jiných elektronů tak, aby mu stále zůstala dostatečně velká rychlost (nadkritická). Energie takto vzniklých ubíhajících elektronů není příliš vysoká a pohybuje se v rozmezí 10-20 MeV. Takto nízké energie jsou způsobeny blízkými srážkami, které dávají vzniku ubíhajícím elektronům.

Analýzou disrupcí se ukázalo, že velké tokamaky srovnatelné s ITERem mohou být více náchylné k masivnímu vzniku ubíhajících elektronů než ty současné, právě díky jejich generaci sekundárním mechanismem. V současných tokamacích s proudem plazmatu okolo 1 MA je zesilující faktor tvorby ubíhajících elektronů zhruba $\approx e^2$, ale pro srovnatelně veliký tokamak jako ITER je zesilující faktor velmi vysoký, $\approx e^{50}$, což dělá z tohoto mechanismu tvorby ubíhajících elektronů nejnebezpečnější způsob generace.

1.2 Detekce ubíhajících elektronů

Většina metod zaměřených na detekci ubíhajících elektronů je nepřímých a jsou zejména založeny na pozorování výsledků reakcí vyvolaných ubíhajícími elektrony v materiálech, které se projevují emisí tvrdého rentgenového záření, neutronu nebo emisí synchrotronového záření.

- **Synchrotronní záření** je elektromagnetické záření, které je vyzařováno nabitou částicí při jejím zrychleném pohybu v magnetickém poli. V případě vysoce energetických ubíhajících elektronů je záření vyzařováno ve velmi úzkém kuželu ve směru pohybu elektronů. Celková energie vyzářená jedním elektronem, který se pohybuje kolmo na siločivky magnetického pole, může být vyjádřena vztahem

$$P_e = \frac{2}{3} \frac{r_e m_e c^3}{R^2} \beta^2 \gamma^4, \quad (1.9)$$

kde $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ je klasický poloměr elektronu a R je poloměr kruhové dráhy, po které se elektron pohybuje. Vlnové délky synchrotronového záření leží nejčastěji v infračervené části spektra. Jednou z možností měření synchrotronového záření emitovaného ubíhajícími elektrony je použití infračervené kamery, která je umístěna v tangenciálním portu tokamaku. V případě, že má kamera dobré časové a prostorové rozlišení, je možné měřit polohu svazku ubíhajících elektronů a jeho změnu v průběhu experimentu.

- **Brzdné záření** neboli bremsstrahlung je elektromagnetické záření, které je emitováno zbrzděnou nabitou částicí. Tato emise záření je stejného původu jako synchrotronní záření, ale je spojována s úbytkem rychlosti částice způsobenou interakcí s ostatními částicemi plazmatu nebo částicemi hmoty. Ačkoliv je srážková frekvence ubíhajících elektronů nízká. Stále podstupují srážky s ionty a výsledkem této interakce je emise fotonu. Toto záření má spojitě spektrum, které je omezeno kinetickou energií částic. Brzdné záření je také emitováno ve chvíli, kdy ubíhající elektrony narazí do pevné struktury (např. první stěna tokamaku, limiter).

Detekce tvrdého rentgenového záření (HXR) je jedním z důkazů, které nasvědčují přítomnosti ubíhajících elektronů v tokamaku. Emise tohoto záření je způsobena nárazem vysokoenergetického elektronu do první stěny tokamaku nebo limiteru. V tomto případě se jedná o emisi brzdného záření, které je způsobeno prudkým zbrzděním elektronu při kontaktu se stěnou. Energie uvolněná brzdným zářením je úměrná $Z_i^2 \sqrt{T_e}$ a produkce záření je tedy silnější pro těžší atomová jádra. Měření rentgenového záření může být využito pro odhad distribuční funkce ubíhajících elektronů při správné kalibraci detektoru, ale detekce rentgenového záření není podmíněna pouze přítomností ubíhajících elektronů, protože rentgenové záření může mít původ i v jiných procesech odehrávajících se v tokamaku. Fotony, které jsou emitovány elektrony, mohou opustit prostor tokamaku nebo mohou být absorbovány a znovu emitovány atomy první stěny tokamaku. Proto není vždy jednoduché správně interpretovat naměřená data.

Také měření měkkého rentgenového záření (SXR) můžeme získat relevantní informace vypovídající o dynamice ubíhajících elektronů. Ubíhající elektrony, které byly vytvořeny v průběhu disrupce, mohou interagovat s ostatními částicemi plazmatu (brzdné záření) a nebo s nečistotami.

Dalším důležitý děj při studiu ubíhajících elektronů je vznik tzv. foto-neutronu. Foto-neutron je neutron, který je vytvořen interakcí vysokoenergetického fotonu a jádra atomu. Pro realizaci tohoto procesu musí energie fotonu přesáhnout energii, kterou je neutron vázán k jádru. Emise neutronů např. z jádra uhlíku vyžaduje energii fotonu okolo 10 MeV.

Kapitola 2

Základy magnetohydrodynamiky

Magnetohydrodynamika (MHD) je tekutinový model, kterým lze popsat rovnováhu a podmínky stability plazmatu. Nejjednodušší verze magnetohydrodynamiky je nazývána ideální magnetohydrodynamikou a předpokládá, že plazma může být reprezentováno jako jediná kapalina s nekonečnou vodivostí. Ačkoliv tento model nezahrnuje kvantové ani relativistické efekty, dává nám důležité odpovědi na otázky ohledně stability a rovnováhy při různé geometrii magnetického pole.

Základní rovnice magnetohydrodynamiky lze získat určením momentů Boltzmanovy rovnice. Tyto rovnice společně s Maxwellovými rovnicemi pro elektrické a magnetické pole představují výchozí soustavu pro popis plazmatu. V případě, že je v plazmatu dominantní magnetické pole, můžeme provést mnoho dalších zjednodušení. Tato kapitola byla volně převzata z publikace [8].

2.1 Zjednodušující předpoklady modelu

Plazma můžeme považovat za kontinuum pouze tehdy, pokud je srážkově dominantní. Srážky jsou podstatným jevem. Tuto vlastnost lze vyjádřit tak, že střední volné dráhy částic v plazmatu λ_e, λ_i jsou zanedbatelné vůči charakteristickým rozměrům plazmatu L a střední čas τ_e, τ_i , během kterého dochází ke srážkám, je mnohem kratší než doba T , po kterou se o plazma zajímáme a tedy:

$$\lambda_e, \lambda_i \ll L \quad \tau_e, \tau_i \ll T. \quad (2.1)$$

Plazma je kvazineutrální, to znamená, že v každém objemu srovnatelném s charakteristickým rozměrem plazmatu L^3 , je stejný počet kladných a záporných nábojů, z čehož vyplývá, že hustota náboje je nulová:

$$\rho_Q = \sum_{\alpha} Q_{\alpha} n_{\alpha} = 0. \quad (2.2)$$

Na plazma se můžeme dívat jako na jedinou tekutinu. V tomto modelu používáme místo rychlostí různých složek plazmatu jen těžišťovou rychlost a proudovou hustotu

$$\mathbf{u} = \frac{\sum_{\alpha} m_{\alpha} \mathbf{u}_{\alpha}}{\sum_{\alpha} m_{\alpha}} \quad (2.3)$$

$$\mathbf{j} = \sum_{\alpha} Q_{\alpha} \mathbf{u}_{\alpha}. \quad (2.4)$$

V nejjednodušší variantě magnetohydrodynamiky se požadují nerelativistické rychlosti všech druhů částic. Tento požadavek můžeme vyjádřit:

$$\frac{u_\alpha}{c} \ll 1. \quad (2.5)$$

Požadavek nerelativistických rychlostí všech druhů částic s sebou přináší jednoduchou verzi Ohmova zákona:

$$\mathbf{j} \doteq \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}). \quad (2.6)$$

Zanedbáme-li v Maxwellově rovnici pro rotaci magnetické intenzity $\mathbf{H}$ Maxwellův posuvný proud oproti proudové hustotě $\mathbf{j}$, dostaneme Maxwellovu rovnici ve tvaru:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \implies \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}. \quad (2.7)$$

Musíme si uvědomit, že toto zanedbání je možné pouze pro nízkofrekvenční děje. Uvažujeme-li periodickou závislost vlny ve tvaru $\exp(i\omega t)$, dostali bychom následující omezení na frekvenci $\omega \ll \sigma/\varepsilon$. Tato podmínka je splněna pro veliké vodivosti plazmatu σ nebo pro nízké frekvence dějů ω .

2.2 Rovnice magnetohydrodynamiky

2.2.1 Odvození rovnic magnetohydrodynamiky

Časový vývoj magnetického pole určíme z Maxwellových rovnic doplněných o Ohmův zákon (2.6) a uvažováním námi vyřčených předpokladů. Tedy uvažujeme soustavu rovnic

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} & \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{j} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho_Q & \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \mathbf{D} &= \varepsilon \mathbf{E} & \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H} \end{aligned}$$

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}).$$

Z výše uvedených rovnic můžeme získat výraz pro časovou změnu magnetického pole $\mathbf{B}$ v následujícím tvaru

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{1}{\sigma\mu} \nabla^2 \mathbf{B} + \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}). \quad (2.8)$$

Magnetické pole se v čase může měnit dvěma způsoby. První člen na pravé straně rovnice (2.8) reprezentuje pronikání magnetického pole do okolního plazmatu (člen difuze) a druhý člen souvisí s pohybem plazmatu, často je nazýván člen zamrzání. Pro pomalé pohyby plazmatu převládá člen difuze. Pro plazma s vysokou vodivostí ($\sigma \rightarrow \infty$) dominuje člen zamrzání.

Další rovnice, která nám pomůže při popisu plazmatu, bude rovnice pro hustotu plazmatu ρ . Hustotu plazmatu ρ a její tok $\mathbf{j}_\rho$ můžeme definovat jako

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta N}{\Delta V} \quad \mathbf{j}_\rho = \rho \mathbf{u}, \quad (2.9)$$

kde ΔN označuje počet částic v objemu ΔV .

Uvážíme-li, že počet částic se při proudění nemění, platí, že časový úbytek počtu částic v libovolném objemu musí být roven toku přes plochu ohraničující tento objem. Toto tvrzení můžeme vyjádřit následovně

$$-\frac{d}{dt} \int_V \rho dV = \int_{\partial V} \mathbf{j}_\rho \cdot d\mathbf{S}. \quad (2.10)$$

Společně s Gaussovou větou integrálního počtu a přihlédnutím, že uvedená rovnost platí pro každý objem V , dostaneme rovnici kontinuity ve tvaru

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} = 0. \quad (2.11)$$

Rovnici pro rychlost odvodíme pro případ ideální magnetohydrodynamiky a poté uvedeme výsledek, který bychom dostali uvažováním viskózního proudění za přítomnosti magnetického a gravitačního pole. Zavedením hustoty síly pro proudící prostředí $\mathbf{f} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta \mathbf{F}}{\Delta V}$ můžeme Newtonovu pohybovou rovnici vyjádřit ve tvaru

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \mathbf{f}. \quad (2.12)$$

Sílu můžeme napsat jako $\mathbf{F} = -\nabla W_p$ a obdobná rovnice platí pro hustoty. Uvážíme-li, že hustota tlakové energie W_p je rovna tlaku p , dostáváme

$$\mathbf{f} = -\nabla p, \quad (2.13)$$

a pohybová rovnice s hustotou síly způsobenou tlakem a s využitím takzvané konvektivní derivace má proto tvar

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p. \quad (2.14)$$

Tato rovnice může být dále upravena s pomocí rovnice kontinuity do zákona zachování hybnosti, který ve složkovém zápisu můžeme vyjádřit jako

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_k) + \frac{\partial}{\partial x_l}(p\delta_{kl} + \rho u_k u_l) = 0. \quad (2.15)$$

V závorce v prostorových derivacích se nachází tok hybnosti neboli tenzor tlaku. Tenzor hybnosti se skládá ze dvou částí. Skalární část je tvořena normálním tlakem, který působí ve všech směrech stejně. Tenzorová část souvisí s prouděním kapaliny. Odvozený zákon zachování hybnosti může být dále zjednodušen zavedením tenzoru tlaku $T_{kl}^{(P)} = p\delta_{kl} + \rho u_k u_l$. Poté dostaneme následující tvar zákona zachování hybnosti ve složkovém zápisu

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_k) + \frac{\partial}{\partial x_l}(T_{kl}^{(P)}) = 0. \quad (2.16)$$

Pro viskózní vodivou kapalinu bychom dostali rovnici pro rychlost ve tvaru

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_k) + \frac{\partial}{\partial x_l}(T_{kl}^{(P)} + T_{kl}^{(M)}), \quad (2.17)$$

kde $T_{kl}^{(P)}$ je tenzor tlaku viskózní tekutiny a $T_{kl}^{(M)}$ je Maxwellův tenzor pnutí pro magnetické pole. Oba tenzory můžeme ve složkovém zápise vyjádřit ve tvaru

$$\begin{aligned} T_{kl}^{(P)} &= p\delta_{kl} + \rho u_k u_l - V_{kl} \\ T_{kl}^{(M)} &= \frac{\mathbf{H} \cdot \mathbf{B}}{2} \delta_{kl} - H_k B_l \end{aligned} \quad (2.18)$$

kde V_{kl} je tenzor viskozity, který lze psát

$$V_{kl} = \eta \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} - \frac{2}{3} \delta_{kl} \nabla \cdot \mathbf{u} \right) + \zeta \delta_{kl} \nabla \cdot \mathbf{u}. \quad (2.19)$$

Koeficienty η a ζ se nazývají první a druhá vazkost. Skalární část Maxwellova tenzoru pnutí je nazývána magnetickým tlakem a je rovna hustotě energie magnetického pole. Tenzorová část odpovídá silovému působení na plazma.

2.2.2 Uzavření soustavy rovnic

Ze statistického popisu plazmatu plyne, že středování Boltzmanovy rovnice přes všechny rychlosti vede na rovnice kontinua. Nekonečnou soustavu parciálních diferenciálních rovnic, kterou získáme středováním přes mocniny rychlosti, je nutné v určité fázi ukončit algebraickým vztahem. Lze tak učinit u rovnice pro tlak. Budeme předpokládat, že tlak splňuje vztah

$$p = p(\rho). \quad (2.20)$$

K nejčastěji používaným uzavřením soustavy MHD rovnic například patří *uzavření nestlačitelnou kapalinou*, kde předpokládáme, že hustota je konstantní, tj. $\rho = \text{const.}$, nebo *uzavření polytropou*, kde předpokládáme polytropní závislost mezi tlakem a hustotou $p\rho^{-\gamma} = \text{const.}$. Závěrem zapíšeme získanou soustavu MHD rovnic v konzervativním tvaru:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= \frac{1}{\sigma \mu} \nabla^2 \mathbf{B} + \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho u_k) + \frac{\partial}{\partial x_l} (T_{kl}^{(P)} + T_{kl}^{(M)}) &= 0 \\ p &= p(\rho). \end{aligned} \quad (2.21)$$

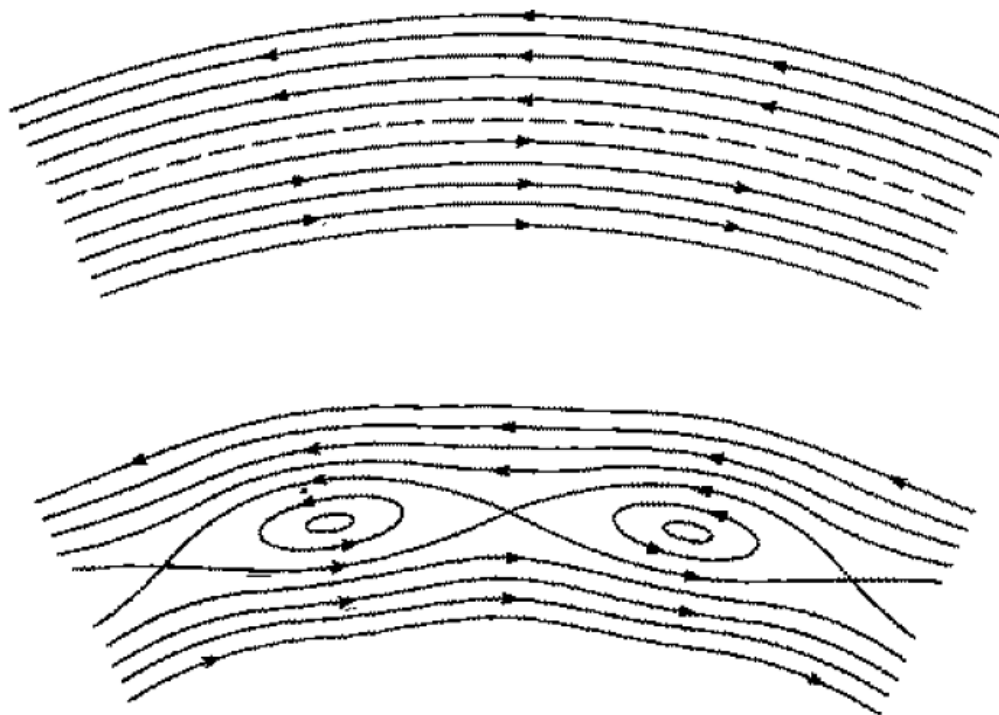
2.2.3 Rekonekce magnetického pole. Magnetické ostrovy

V přírodě je běžné, že magnetické pole přejde do stavu s nižší energií tím, že změní svou topologii a dojde k tzv. rekonekci magnetického pole. Uvolněná energie poté zahřeje okolní plazma. K rekonekci nejčastěji dochází ve chvíli, kdy magnetické siločivky míří opačným směrem.

K popisu přepojení magnetických siločivek nelze použít ideální magnetohydrodynamiku, ve které předpokládáme, že má plazma nulový odpor (nekonečnou vodivost σ). Z hlediska ideální magnetohydrodynamiky není možné proudění plazmatu napříč magnetických siločivek, neexistuje disipace energie. Kterákoli změna topologie magnetického pole není možná. Z výše uvedených důvodů je nutné k popisu přepojení magnetických siločivek využít tzv. rezistivní magnetohydrodynamiku. V této verzi magnetohydrodynamiky má plazma nenulový odpor (konečnou vodivost σ).

Představíme-li si, že se v plazmatu k sobě přiblíží dvě oblasti magnetického pole, které mají opačně orientované siločivky. V této oblasti vzniká tzv. neutrální vrstva, který je charakteristická velmi nízkou hodnotou magnetického pole, a právě zde dojde ke změně topologie pole a k přechodu do stavu s nižší energií. Oblast, ve které dojde k rekonekci, se podle svého tvaru nazývá X-bod. V případě, že v neutrální vrstvě je přítomno více X-bodů, vznikají mezi nimi tzv. magnetické ostrovy.

V okamžiku, kdy se v rezistivním plazmatu objeví magnetohydrodynamická nestabilita, tak s sebou obvykle přináší změnu topologie magnetického pole. Tato změna topologie magnetického pole se



Obrázek 2.1: Ilustrace k přepojení magnetických siločar a k formaci magnetických ostrovů. Tento obrázek byl převzat z publikace [20].

většinou objevuje na magnetických površích (křivky konstantního tlaku), které mají racionální hodnoty bezpečnostního faktoru q . Bezpečnostní faktor q je definován jako počet oběhů magnetické siločáry v toroidálním směru nutným k tomu, aby siločára vykonala jeden oběh poloidální. Na těchto magnetických površích dochází k rekonekci a formaci magnetických ostrovů.

Souvislosti mezi ztrátami ubíhajících elektronů a nestabilitami plazmatu byly již v minulosti zkoumány na tokamaku Compass. Výzkum se soustředil zejména na objasnění vlivu magnetické rekonekce při tzv. pilové nestabilitě a výtrysků ubíhajících elektronů, a podle posledních výsledků jsou vysokoenergetické elektrony při tomto procesu pouze vyvrhovány a ne generovány [4].

V tokamacích běžně dochází k rotaci magnetických ostrovů v plazmatu. Frekvence tohoto pohybu je obvykle pozorována v oblasti několika desítek kHz. Podle posledních experimentálních výsledků se ukazuje, že ztráty ubíhajících elektronů mohou být ovlivněny existencí magnetických ostrovů v plazmatu.

Kapitola 3

Experimenty s ubíhajícími elektrony

Výzkum na nejvýznamnějších světových tokamacích v souvislosti s ubíhajícími elektrony spočívá zejména ve snaze porozumět generaci ubíhajících elektronů a metodám, které by byly schopné potlačit jak vznik, tak i již přítomné svazky ubíhajících elektronů v tokamaku. Tyto studie jsou velice důležité pro bezpečný a spolehlivý chod budoucích fúzních reaktorů.

Největší riziko pro budoucí tokamaky včetně ITERu jsou tzv. disrupce (náhlé ukončení existence plazmatu). Při disrupci dochází k indukci proudu ve všech vodivých součástech tokamaku a působí na ně velké elektromagnetické síly ($\mathbf{j} \times \mathbf{B}$), které mohou způsobit poškození vakuové komory. Tepelné zatížení může překročit materiální limity a způsobit natavení první stěny tokamaku. Během náhlého poklesu proudu mohou být ubíhající elektrony urychleny na velmi vysoké energie a mohou nést i více než polovinu proudu, který tek l v tokamaku před disrupcí. Tyto elektrony tvoří svazek a náraz tohoto svazku do první stěny tokamaku vede k lokalizovaným tepelným zátěžím a může zavinit poškození křehkých součástí tokamaku (např. chlazení, podpůrné systémy, diagnostika), které jsou umístěny za první stěnou tokamaku.

3.1 COMPASS

Tokamak COMPASS je jedním ze dvou tokamaků, které jsou provozovány na území České republiky. COMPASS s hlavním poloměrem $R_0 = 0,56$ m a vedlejším poloměrem $a = 0,23$ m se v současnosti řadí k menším tokamakům. Další základní parametry tokamaku jsou toroidální pole $B_T = 1,2$ T, proud plazmatem $I_p \approx 200$ kA. Tvar plazmatu se může měnit od kruhového po eliptický, až k plazmatu ve tvaru písmena D. Charakteristické hustoty plazmatu jsou v řádu $10^{19} - 10^{20}$ m⁻³. Typická délka výboje je 0,4 s, ale za určitých podmínek je možné dosáhnout délky výboje až 1 s [12].

První kampaň, která byla věnována pozorování ubíhajících elektronů, se na tokamaku Compass odehrála v roce 2014 [17]. Plazma, které bylo při této kampani studováno, bylo limitováno a tvar plazmatu byl kruhový nebo eliptický. Vlastnosti ubíhajících elektronů byly zejména studovány v závislosti na proudu procházejícím plazmatem a jeho hustotou. Během této kampaně proběhlo několik zajímavých pozorování. Signály z cívek IPR (Internal Partial Rogowski) napovídaly, že během výboje je v plazmatu přítomna struktura, která má tendenci se pohybovat na vnější stranu tokamaku. Výsledkem tohoto pohybu bylo zvyšující se EPFS (the Equilibrium Field Power Supply), které tlačí plazma zpět na vnitřní stěnu, a tak se snaží udržet tuto strukturu stabilní. Vzhledem k dalším aspektům je zřejmé, že se jedná o svazek ubíhajících elektronů. Při prováděných experimentech byla také pozorována prostorová asymetrie signálu z HXR detektoru.

Při dalším výzkumu ubíhajících elektronů na tokamaku COMPASS byla také využita injekce těžkého plynu, argonu, který má způsobit rychlé zchlazení, a tím zlepšit a hlavně izolovat generaci ubíhajících elektronů [16].

Maximální hodnota energie ubíhajících elektronů byla odhadnuta na 10–15 MeV. Po uměle vyvolané disrupci byl pozorován pohyb plazmatu směrem k vnitřní stěně tokamaku. Toto pozorování je ve shodě s pozorováními, které byly zaznamenány na tokamacích TFTR a Tore Supra. Také byl zkoumán vztah bezpečnostního faktoru okraje plazmatu q_{eff} a rychlosti disrupce I_γ . Bylo pozorováno, že pro disrupce, po nichž nezůstaly žádné ubíhající elektrony a ani nedošlo k jejich generaci po disrupci, bylo typické, že ve většině případů platilo $q_{eff} < 3, 5$.

Také byl vyšetřován vztah velikosti elektrického pole před disrupcí E_{disr} normalizovaného ke kritickému poli E_c a hustotě plazmatu před disrupcí n_{disr} . Ukázalo se, že k vytvoření silného proudu, který je nesen ubíhajícími elektrony po disrupci, dochází pro menší hodnoty poměru E_{disr}/E_c . Pro vyšší hodnoty zmíněného poměru byla pozorována menší hodnota proudu neseného ubíhajícími elektrony, bereme-li v úvahu stejné hustoty n_{disr} .

3.2 JET

JET (Joint European Torus) je v současné době největším operujícím tokamakem, který je umístěn v Culham Center for Fusion Energy ve Velké Británii. Jedná se o evropský projekt, který má za účel otevřít cestu k fúzní energetice.

Ubíhající elektrony byly v minulosti běžně pozorovány při disrupci na JETu s uhlíkovou stěnou (JET-C) a divertorovou konfigurací. V pozdějších experimentech, které byly věnovány studiu ubíhajících elektronů, byl svazek ubíhajících elektronů vytvořen vstříknutím argonu nebo jiných těžkých plynů [13].

Bylo pozorováno, že fáze, kdy je proud nesený výhradně pomocí ubíhajících elektronů (electron plateau regime), se liší podle způsobu, jakým byl svazek ubíhajících elektronů vytvořen. Zatímco svazek ubíhajících elektronů vytvořený pomocí pomalého vstříknutí plynu byl charakteristický stálým proudem a zanedbatelnou tvorbou fotoneutronů až do konečného poklesu proudu, svazek vytvořený za pomoci masivního vstříknutí argonu vykazoval pozvolný pokles proudu plazmatem a stálou emisi tvrdého rentgenového záření až do finálního poklesu proudu.

Po výměně uhlíkové stěny za beryliovou a instalaci wolframového divertoru, která měla JET více přiblížit podmínkám, ve kterých bude operovat ITER, a tím pro ITER získávat cenné informace pro přípravu provozních scénářů, významně poklesla generace ubíhajících elektronů během spontánních disrupcí. Toto je připisováno pomalejšímu poklesu proudu při disrupci, který je zpomalen menším vyzářováním plazmatu a to je způsobeno absencí uhlíku jako radiační nečistoty.

Ačkoliv tvorba ubíhajících elektronů u spontánních disrupcí je ojedinělá na JET-ILW (ITER-Like Wall), mohou být podmínky jejich vzniku studovány použitím masivní injekce směsi deuteria a argonu pomocí tzv. DMV (Disruption Mitigation Valves), což jsou vysokotlaké ventily. DMV s 10% směsí argonu a 90% směsí deuteria jsou běžně používány jako ochranný prvek, protože je známo, že injekce této směsi neprodukuje žádné ubíhající elektrony. Výskyt ubíhajících elektronů tedy může být studován v závislosti na použití různých směsí D_2 a Ar vstříknutých pod odlišnými tlaky v přítomnosti různých toroidálních magnetických polí odlišné hustoty a tvaru plazmatu.

Jedním z výsledků mapování podmínek vzniku ubíhajících elektronů po disrupci je, že malý podíl E_{ac}/E_D , kde E_{ac} představuje urychlující pole a E_D Dreicerovo pole, a nízké toroidální magnetické pole B_T nepředstavují podmínky, při kterých dochází ke vzniku velkého množství ubíhajících elektronů, zatímco vysoké B_T a vysoký podíl zmíněných elektrických polí vede ke generaci vysokých proudů nesených pomocí ubíhajících elektronů. Při těchto experimentech se také ukázalo, že stejné hodnoty podílu E_{ac}/E_D vedou ke větší tvorbě ubíhajících elektronů v konfiguraci s limiterem než s divertorem. Tyto

experimentální výsledky ukazují, že tvar plazmatu hraje svou roli při urychlování elektronů a potvrzuje výsledky z ostatních tokamaků, které naznačují, že tokamaky v konfiguraci s limiterem nebo s nízkou elongací produkují snadněji ubíhající elektrony. Tokamaky s vyšší elongací mohou vytvářet svazky ubíhajících elektronů pouze vyvoláním disrupce v málo elongovaném plazmatu.

Dalším z parametrů, který byl zkoumán v souvislosti s tvorbou ubíhajících elektronů, jsou turbulence magnetického pole. Ke studiu byla použita průměrná hodnota normalizovaných magnetických fluktuací $\delta B_{pol}/B_T$. Velikost těchto fluktuací byla opět zkoumána v závislosti na poměru E_{ac}/E_D a bylo pozorováno, že ke generaci ubíhajících elektronů za velkých magnetických fluktuací dochází pouze při vysoké hodnotě podílu elektrických polí.

Část experimentů se také soustředila na potlačení generace ubíhajících elektronů. Nejdříve byla vyvolána disrupce vstříknutím čistého argonu pod relativně nízkým tlakem, která byla následně doprovázena vstříknutím deutéria v různých časových rozestupech. Ukázalo se, že v případech, kdy bylo deuterium vstříknuto před prudkým poklesem teploty, který doprovází disrupci, došlo k úplnému potlačení generace ubíhajících elektronů, ale injekce po poklesu teploty neměla na tvorbu ubíhajících elektronů žádný vliv.

Protože zabránění vzniku ubíhajících elektronů před prudkým poklesem teploty nebude proveditelné při všech disrupcích na tokamaku ITER, musí být vyzkoušeno i potlačení již existujícího svazku ubíhajících elektronů. Při těchto experimentech byla opět vyvolána disrupce injekcí argonu a poté v různých časových okamžicích existence svazku ubíhajících elektronů byl vstříknut plyn s vysokým protonovým číslem (high-Z gas, např. neon, argon), ale nebyl pozorován žádný vliv na parametry ubíhajících elektronů, který by signalizoval potlačení svazku. Tento výsledek se liší od výsledků, které byly získány na menších zařízeních.

3.3 ASDEX Upgrade

Tokamak ASDEX je německý fúzní experiment, který je umístěn v Garchingu. V současnosti je jedná o druhý největší projekt pro studium termojaderné fúze po stelarátoru Wendtstein 7-X, který se nachází na území Německa.

Jedním z výzkumů, který přímo souvisí s problematikou ubíhajících elektronů, je výzkum potlačení neoklasických rezistivních modů a studium disrupcí [21]. Studium disrupcí se zejména soustředilo na potlačení jejich následků za pomoci masivní injekce neonu. V rozmezí parametrů vhodných pro potlačení náhlého poklesu proudu a teploty doprovázející disrupci měla vysokotlaká tryska umístěná na vnitřní straně tokamaku větší plnicí účinnost (fuelling efficiency) než tryska, která byla umístěna na vnější straně tokamaku. Ukázalo se, že při dalším zvyšování hustoty po disrupci s účelem dosáhnout kritické hustoty, která by zajistila potlačení ubíhajících elektronů, se plnicí účinnost obou trysek značně snížila a satureovala se na hodnotě, která zhruba odpovídá 25% kritické hustoty (Rosenbluthovy hustoty).

Při těchto experimentech také byly pozorovány stabilní svazky ubíhajících elektronů, které byly vytvořeny vyvoláním prudkého poklesu proudu v nízkohustotním plazmatu za pomoci vstříknutí plynu.

Kapitola 4

Metody zpracování signálu

Pro získání co nejvíce informací z naměřených dat, či k charakterizaci různých vlastností měřeného signálu slouží různé metody pro zpracování signálu. V běžné praxi naměřená data v sobě obsahují informace, které do nich byly zaneseny způsobem sběru, či charakterem celého experimentu. Úkolem metod, které se věnují zpracování signálu, je potlačit tyto případné nepříjemné vlivy a získat pouze informace týkající se fyzikálních procesů zkoumaného signálu. Text této kapitoly byl volně přejat z publikací [6] a [9].

4.1 Diskrétní Fourierova transformace

Fourierova transformace (FT) je jedním ze základních nástrojů pro zpracování signálů, který dovoluje jednoznačný převod signálů z časové reprezentace do frekvenční či naopak. Definiční vztahy Fourierovy transformace vyžadují znalost matematického vyjádření signálu či jeho spektra, ale ve většině technických aplikací neznáme tuto matematickou reprezentaci. Jsme odkázáni k použití numerické metody, která je známá pod názvem diskrétní Fourierova transformace (DFT). Tuto transformaci můžeme mezi posloupnostmi $\{x(n)\}_{n=0}^{N-1}$ a $\{X(k)\}_{k=0}^{N-1}$ definovat následujícími vztahy

$$X(k) = \sum_{n=0}^{N-1} x(n) e^{-\frac{2\pi i n k}{N}} \quad \text{pro } k = 0, \dots, N-1, \quad (4.1)$$

$$x(n) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} X(k) e^{\frac{2\pi i n k}{N}} \quad \text{pro } n = 0, \dots, N-1, \quad (4.2)$$

kde vztah (4.1) nazýváme přímou Fourierovou transformací a vztah (4.2) nazýváme zpětnou Fourierovou transformací. Pro výpočet DFT se používá algoritmus, který se nazývá rychlá Fourierova transformace.

4.2 Korelační funkce

Míru korelace dvou veličin určíme pomocí tzv. korelačního koeficientu, ale výsledkem výpočtu zmíněného koeficientu je skalár a tak se příliš nehodí k popisu velikosti korelace v čase u dynamicky se vyvíjejících veličin. Tuto možnost ovšem poskytuje tzv. korelační funkce (cross-correlation function) $R_{x_1, x_2}(t_1, t_2)$. Funkce udává míru podobnosti signálu $x_1(t)$, který byl získán při realizaci náhodného procesu $\xi_1(t)$ v čase t_1 , se signálem $x_2(t)$, který byl získán realizací náhodného procesu $\xi_2(t)$ v čase t_2 .

V oblasti zpracování signálu za předpokladu stacionarity a ergodicity obou náhodných procesů $\xi_1(t)$, $\xi_2(t)$ definujeme korelační funkci pro signály spojitě v čase $x_1(t)$ a $x_2(t)$ jako

$$R_{x_1, x_2}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x_1(t) x_2(t + \tau) dt, \quad (4.3)$$

kde $\tau = t_1 - t_2$ a T je doba pozorovaného časového intervalu. Jestliže se zajímáme pouze o dynamiku jednoho náhodného procesu $\xi(t)$, ke kterému přísluší naměřený signál $x(t)$, můžeme v případě časově spojitého signálu definovat tzv. autokorelační funkci předpisem

$$R_{x, x}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) x(t + \tau) dt. \quad (4.4)$$

Autokorelační funkce je funkcí sudou a platí, že $R_{x, x}(0) \geq R_{x, x}(\tau)$. Je-li zkoumaný signál periodický, pak také jeho autokorelační funkce je funkce periodická se shodnou periodou. Korelační a autokorelační funkce nachází využití nejen pro náhodné procesy, ale i pro procesy deterministické. V tomto případě hodnota korelační funkce dvou signálů charakterizuje míru podobnosti obou signálů v závislosti na jejich vzájemném posunutí.

Jak jsme již uvedli v předchozím oddíle, tak v praktických aplikacích neznáme přesné matematické vyjádření zkoumaného signálu, ale disponujeme pouze konečným vzorkem námi naměřený dat. Odhad korelační funkce pro konečné signály $x_1(n)$ a $x_2(n)$, kde $n = 0, \dots, N - 1$, můžeme definovat jako

$$R_{x_1, x_2}(m) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-m-1} x_1(n+m) x_2(n) \quad \text{pro } m \geq 0, \quad (4.5)$$

$$R_{x_1, x_2}(m) = R_{x_2, x_1}(-m) \quad \text{pro } m < 0,$$

kde $m = -N + 1, \dots, N - 1$ má význam vzájemného posunutí diskretních signálů. Se znalostí korelační funkce můžeme určit dobu, která odpovídá vzájemnému posunutí signálu, při které si jsou signály nejvíce podobné. Tuto dobu v počtech vzorků signálu můžeme určit ze vztahu

$$\tau_m = \arg \max_{m \in \{-N+1, \dots, N-1\}} (R_{x_1, x_2}(m)). \quad (4.6)$$

Skutečné časové posunutí τ_t určíme ze znalosti vzorkovací frekvence f_s a vztahu $\tau_t = \tau_m / f_s$.

4.3 Koherenční funkce

Další funkci, kterou můžeme vyšetřovat vzájemný vztah dvou signálů, nazýváme koherenční funkcí (coherence function). Koherenční funkci, dále pouze koherenci, můžeme vypočítat ze vztahu

$$\gamma_{xy}^2(f) = \frac{|S_{xy}(f)|^2}{S_{xx}(f) S_{yy}(f)}, \quad (4.7)$$

kde $S_{xx}(f)$ a $S_{xy}(f)$ jsou křížové spektrální hustoty, které můžeme za pomoci korelačních funkcí vyjádřit ve tvaru

$$S_{xx}(f) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_{xx}(n) e^{-2\pi i f n}, \quad S_{xy}(f) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_{xy}(n) e^{-2\pi i f n} \quad (4.8)$$

pro $-\infty < n < \infty$. Koherence splňuje pro všechny frekvence f podmínku $0 \leq \gamma_{xy}^2(f) \leq 1$. Hodnoty koherence tedy leží v uvedeném intervalu a představují míru korelace mezi dvěma signály na určité frekvenci. V případě, že jsou signály na dané frekvenci zcela korelované, je hodnota koherence rovna jedné. Naopak, ve chvíli, kdy je hodnota koherence pro danou frekvenci nulová, jsou signály zcela nekorelované na této frekvenci. Koherence, jednoduše řečeno, ukazuje míru podobnosti signálu pro příslušné frekvence.

4.4 Filtry

4.4.1 Klouzavý průměr

Klouzavý průměr (moving average) je jedním z nejběžnějších filtrů sloužících ke zpracování signálu, protože se jedná o filtr nejjednodušší k použití i k pochopení. Tento filtr je vhodný pro běžné účely jako je potlačení šumu. Filtr zkonstruovaný za pomoci klouzavého průměru vyhlazuje signál takovým způsobem, že každou hodnotu signálu nahradí průměrem vedlejších hodnot z určitého rozsahu. Klouzavý průměr můžeme definovat jako

$$x_s(n) = \frac{1}{2N+1} \sum_{i=-N}^N x(n+N+i), \quad (4.9)$$

kde $x_s(n)$ je vyhlazená n -tá hodnota signálu $x(n)$. N je počet sousedních hodnot z každé strany hodnoty signálu $x(n)$, které posloužily k výpočtu hodnoty $x_s(n)$.

4.4.2 Pásmová propust'

Pásmovou propust' nazýváme filtr, který propouští signál jenom v určitém rozsahu frekvencí. Tento filtr bývá obvykle konstruován spojením dolní a horní propustě. Ideální pásmová propust' by propouštěla pouze signály v určitém frekvenčním rozmezí a zcela by potlačovala signály o frekvencích mimo rozmezí, ale konstrukce takového filtru není možná a vždy bude existovat pásmo frekvencí, které bude filtrem pouze zeslabeno.

Tento filtr je běžně používán u bezdrátových vysílačů a přijímačů a našel své uplatnění i při zpracování dat týkajících se studia atmosféry.

4.5 Spektrum signálu

V řadě praktických úloh se zajímáme o spektrum signálu. Jedna ze základních metod odhadu výkonové spektrální hustoty, která charakterizuje rozložení energie ve spektru signálu, se nazývá periodogram. Periodogram je Fourierova transformace nestranného odhadu autokorelační funkce signálu. Pro signál $x(n)$, kde $n = 0, \dots, N-1$, který byl zaznamenán za pomoci vzorkovací frekvence f_s , můžeme periodogram definovat vztahem

$$P(f) = \left| \sum_{n=0}^{N-1} x(n) \exp^{-2\pi i f n} \right|^2 \quad \text{pro} \quad -1/2\Delta t < f \leq 1/2\Delta t, \quad (4.10)$$

kde Δt označuje takzvanou vzorkovací periodu, neboli čas mezi dvěma vzorky. Vzorkovací frekvencí se zabývá tzv. vzorkovací teorém, který říká, že dokonalá rekonstrukce signálu je možná pouze tehdy, když je vzorkovací frekvence větší než dvojnásobek maximální frekvence vzorkovaného signálu. Polovina vzorkovací frekvence je nazývána Nyquistovou frekvencí a je dána $f_N = 1/2\Delta t$.

Další metodou používanou ke studiu spektra signálu je spektrogram. Spektrogram je vizuální reprezentací frekvencí, které jsou přítomny ve sledovaném signálu. Běžně se spektrogram zobrazuje jako graf, jehož horizontální osou je čas a vertikální frekvence. Třetí rozměr, který naznačuje amplitudu konkrétní frekvence v daném čase, je reprezentován intenzitou barvy v příslušném místě grafu např. obrázek 5.4.

K určení spektrogramu signálu se využívá krátkodobé Fourierovy transformace, která představuje Fourierovu transformaci aplikovanou na signál postupně po krátkých úsecích, které jsou vybírány pomocí symetrického okna.

Kapitola 5

Zpracování dat

Následující část práce se zejména věnuje zpracování experimentálních dat z tokamaku Compass, a to především hledání korelací mezi různými diagnostikami plazmatu s důrazem na problematiku ubíhajících elektronů. Bude zde představen možný vztah MHD nestabilit s existencí a především ztrátami ubíhajících elektronů. Nejprve krátce charakterizujeme diagnostiku použitou při zkoumání souvislostí parametrů plazmatu. Dále bude nastíněn vztah magnetických ostrovů přítomných v plazmatu s ubíhajícími elektrony.

5.1 Relevantní diagnostiky plazmatu

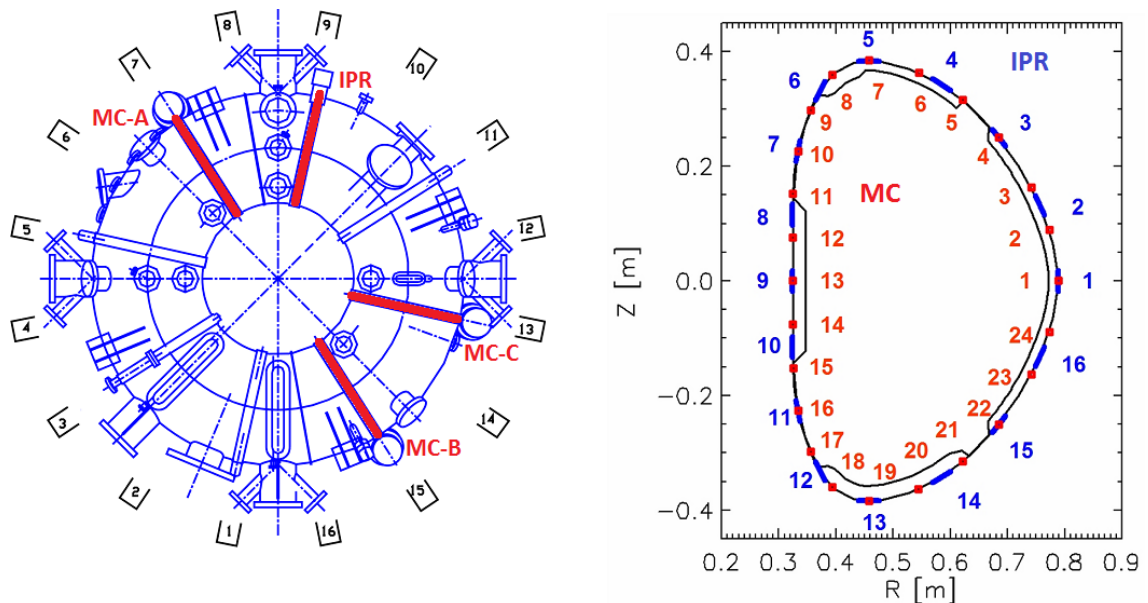
Poloha základních magnetických diagnostik instalovaných na tokamaku COMPASS je zobrazena na obrázku 5.1. V levé části obrázku jsou červeně vyznačeny jednotlivé polohy prstenců cívek, které obklopují torus, a v pravé části je naznačena jejich poloidální poloha.

K měření fluktuací magnetického pole tokamaku jsou použity tzv. Mirnovovy cívky, tj. cívky zanedbatelných rozměrů vůči rozměrům plazmatu, které měří lokální fluktuace magnetického pole. Tyto cívky jsou umístěny na tokamaku Compass ve třech toroidálních úhlech. V každém toroidální úhlu obklopuje průřez tokamaku 24 trojic cívek. V každé trojici je cívka měřící poloidální, toroidální a radiální složku magnetického pole. Další důležitou magnetickou diagnostikou jsou cívky IPR (Internal Partial Rogowski), tj. cívky uvnitř komory, měřící část změny poloidálního pole plazmatu. Tyto cívky se dají opět využít k detekci změn magnetického pole. Na tokamaku je umístěno 16 cívek obklopujících torus v jednom toroidálním úhlu.

Další významnou diagnostikou sledující důsledky chování ubíhajících elektronů je detektor tvrdého rentgenového záření (Hard X-Ray). Tokamak Compass disponuje scintilačním detektorem (NaI(Tl)) s fotonásobičem. Detektor je umístěn na severní straně haly tokamaku zhruba ve výšce 2,4 m a tedy díky své poloze zaznamenává signály převážně ze severní poloviny tokamaku.

Při studiu ubíhajících elektronů můžeme dále využít detektor neutronů. K detekci neutronů na tokamaku je využit plastický scintilační detektor typu EJ410 s fotonásobičem, který je stíněn pomocí olověných cihlíček chránících detektor před tvrdým rentgenovým zářením. Detektor je umístěn v severní části haly tokamaku ve výšce okolo 0,1 m. Signál je nenulový díky neutronům vzniklým při fúzních reakcích, produkovaných za pomoci ohřevu neutrálními svazky, a nebo fotoneutronům, či tvrdému rentgenovému záření.

K pozorování procesů probíhajících v centru plazmatu, identifikaci nečistot nebo k pozorování rychlých radiačních procesů spojených s nestabilitami plazmatu slouží měření měkkého rentgenového záření (Soft X-Ray). Na tokamaku se měkké rentgenové záření detekuje pomocí křemíkových fotodiod nainsta-



Obrázek 5.1: Přehled nejdůležitějších diagnostik měřících magnetické pole tokamaku COMPASS. Na obrázku vlevo je znázorněna toroidální pozice Mirnovových cívek (MC) a cívek IPR (Internal Partial Rogowski) obklopujících torus. Na obrázku zobrazena poloha cívek vůči průřezu tokamaku. Obrázek byl převzat z publikace [11].

lovaných na rovinném čipu v uspořádání dírkové komory. Tato diagnostika je citlivá pro záření s energií v rozmezí přibližně 1 – 10 keV.

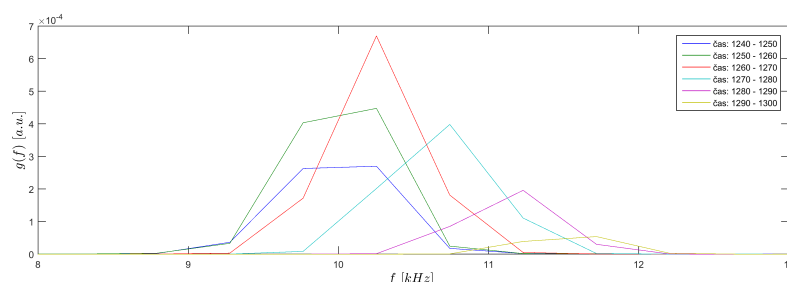
5.2 Vztah magnetických ostrovů a ztrát ubíhajících elektronů

Jedním z možných způsobů ztrát ubíhajících elektronů je podle posledních výsledků jejich interakce s MHD nestabilitami. V této práci jsme se zaměřili na souvislost existence magnetických ostrovů a jejich vlivu na udržení ubíhajících elektronů. Pro naše pozorování jsme použili výboje, které vykazovaly známky existence magnetických ostrovů. K nalezení výbojů, ve kterých došlo k vytvoření magnetických ostrovů, byly využity spektrogramy Mirnovových cívek. Existence magnetických ostrovů se na spektrogramu Mirnovovy cívky projeví jasně zřetelnou křivkou s frekvencí málo proměnou v čase v rozsahu zhruba 8 – 40 kHz. Spektrogram dokládající přítomnost magnetického ostrova v plazmatu je ukázán např. na obrázku 5.3.

5.2.1 Zkoumané signály

V následujících kapitolách zaměřených na studium vztahu ubíhajících elektronů a MHD nestabilit se budeme zejména zajímat o signály z detektoru tvrdého rentgenového záření a signály získané pomocí magnetických diagnostik, které jsou vyobrazeny na obrázku 5.1. Pokud nebude řečeno jinak, byly vždy využívány Mirnovovy cívky měřící poloidální složku magnetického pole, které jsou na výše zmíněném obrázku označeny číslem 1. Další použitou magnetickou diagnostikou jsou cívky IPR, u kterých také byla využita cívka s číslem 1.

Jelikož jsou některé signály do databáze ukládány integrované a jiné zase ve své původní podobě, byly signály, které zaznamenávají fluktuace pole (tedy změny - derivace měřených veličin), integrovány



Obrázek 5.2: Vývoj spektrálních hustot výkonu signálu z Mirnovovy cívky A spočítaných v časových úsecích odpovídající detekované přítomnosti ostrova.

a následně od nich byla odečtena jejich střední hodnota, která byla získána výrazným vyhlazením integrovaného signálu metodou klouzavého průměru. V případě, že signál byl již ukládán jako integrovaný, byla odečtena pouze jeho střední hodnota.

Poslední úpravou signálů bylo zajištění jejich správné polaritu. Polaritu cívky snadno poznáme, podíváme-li se na zintegrováný signál. V případě, že signál měl opačnou polaritu než ostatní, byl vynásoben faktorem -1 .

5.2.2 Detekce magnetických ostrovů

Abychom našli výboje, ve kterých byly přítomny magnetické ostrovy, implementovali jsme v prostředí Matlab program, který je schopen s určitou přesností vyhledávat přítomnost magnetického ostrova a určit čas jeho trvání.

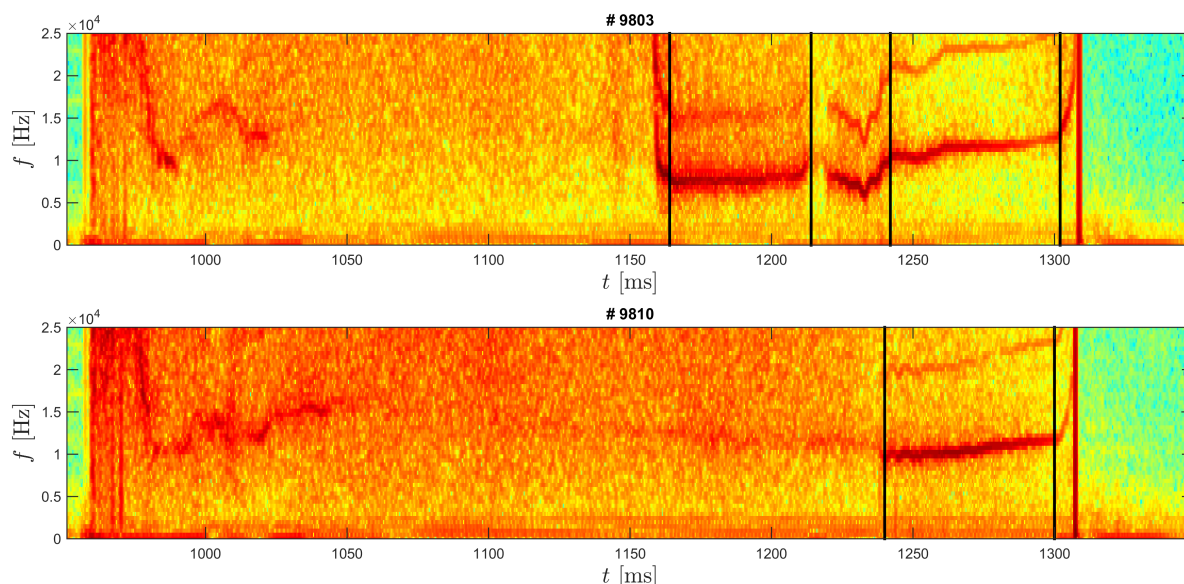
Princip vyhledávání magnetických ostrovů spočívá v tom, že výboj je rovnoměrně rozdělen do úseků délky 2 ms. V každém úseku je spočítána spektrální hustota výkonu signálu a je nalezeno její maximum. Výrazné frekvence byly vyhledávány pouze v rozmezí 1,5 – 25 kHz. Spodní hranice byla vybrána z důvodu, že byl přítomný velmi výrazný šum pod spodní hranicí. Horní hranice rozmezí frekvencí byla určena s ohledem na očekávané frekvence pozorovaných jevů.

Po nalezení maxim ve všech úsecích signálu a určení odpovídající frekvence byl vyhodnocen vztah po sobě jdoucích frekvencí příslušících jednotlivým maximům. V případě, že se po sobě jdoucí frekvence lišily pouze o 1 kHz, byly časy odpovídající těmto úsekům zaznamenány. Na obrázku 5.2 jsou zobrazeny spektrální hustoty výkonu pro intervaly, ve kterých byla detekována přítomnost magnetických ostrovů. Z obrázku je patrné, že se vzrůstajícím časem se zvyšuje hodnota frekvence odpovídající maximu spektrální hustoty. Tento trend je patrný i ze spektrogramu, který je umístěn na obrázku 5.3.

Abychom ještě zpřísnilí rozhodnutí o přijmutí časových úseků a jejich označení na potenciální možnost přítomnosti magnetického ostrova, byla vložena dodatečná podmínka, která zamítala málo výrazná maxima vůči svému okolí. Tohoto bylo docíleno tím, že maximum muselo být větší než $\frac{5}{4}$ násobku průměru hodnot ve studovaném rozsahu.

Pro konečné určení rozmezí časů, ve kterých se nacházely magnetické ostrovy, jsme stanovili, že minimální délka posloupnosti po sobě jdoucích intervalů, splňující výše uvedené podmínky, musí být alespoň 10. Tímto jsme naši rozlišovací schopnost snížili tak, že nejsme schopni rozpoznat přítomnost magnetického ostrova kratšího než 20 ms. Ukázalo se, že tato podmínka brání chybné detekci magnetických ostrovů, která může být způsobena velkým počtem po sobě jdoucích maxim, jejichž frekvence jsou dostatečně blízko u sebe, ale ve skutečnosti nemají nic společného s přítomností magnetických ostrovů.

Na obrázku 5.3 jsou zobrazeny spektrogramy výbojů #9803 a #9810. Černé čáry naznačují určnou přítomnost magnetického ostrova. Na spektrogramu výboje #9803 si můžeme všimnout, že program



Obrázek 5.3: Spektrogramy Mirnovovy cívky pro výboje #9803 a #9810. Černé čáry zobrazují určený začátek a konec existence ostrova.

označil přítomnost magnetického ostrova pouze v úsecích, kde se frekvence výrazně nemění. To je způsobeno tím, že je vždy zkoumán vztah po sobě jdoucích frekvencí příslušících maximům spektrální hustoty, a v případě, kdy je posun ve frekvenci velmi výrazný, program tento skok není schopen vyhodnotit jako pokračující výraznou frekvenci. Tento způsob vyhledávání výbojů a určování časů existence magnetických ostrovů není bezchybný, ale pomáhá zúžit výběr zajímavých výbojů pro další zpracování.

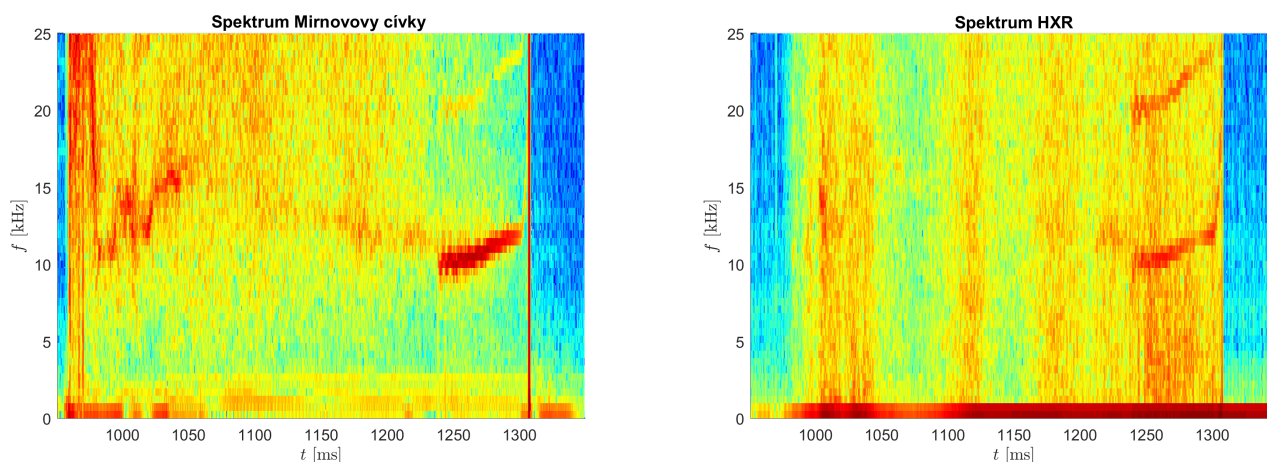
5.2.3 Detekce podobných vzorů ve spektru HXR

Jelikož jsme chtěli zkoumat vztah mezi existencí magnetických ostrovů a ztrátami ubíhajících elektronů, bylo potřebné projít již vyhledané výboje, ve kterých byl nalezen magnetický ostrov, a podívat se na spektrogram tvrdého rentgenového záření (HXR). Ve spektrogramu HXR jsme hledali stejné vzory, výrazné frekvence, které byly patrné ve spektrogramu z Mirnovovy cívky. Na obrázku 5.7, 5.4 můžeme vidět příklady spektrogramů signálů z Mirnovovy cívky a detektoru HXR záření. Na obou spektrogramech si můžeme jednoduše všimnout výrazných frekvencí, které jsou shodné pro oba spektrogramy.

Abychom určili, zda se na obou spektrogramech z Mirnovovy cívky a HXR detektoru vyskytují stejné vzory a jsou tedy tyto veličiny do určité míry korelované, použili jsme koherenční funkci 4.7. Jak bylo popsáno v podkapitole 4.3 koherence nabývá hodnot blízkých jedné v případě, že jsou signály vzájemně korelované.

Pro již vybrané výboje a časy, ve kterých byla určena existence magnetického ostrova, jsme vypočítali koherenci mezi signálem získaným z Mirnovovy cívky a signálem z HXR detektoru. Určili jsme maximum koherenční funkce a jemu příslušnou frekvenci. Ve chvíli, kdy maximum koherence bylo větší než 0,8, byl příslušný úsek signálu označen za korelovaný.

Na obrázku 5.4 vidíme spektrogramy příslušící výboji #9810. Jak bylo již ukázáno na obrázku 5.3, ve výboji byla detekována přítomnost magnetického ostrova v čase 1240 – 1300 ms. Pro toto časové rozpětí byly spočítány koherenční funkce mezi signálem z HXR detektoru a Mirnovovými cívkami (A1,B1,C1) a IPR1. Všechny koherenční funkce jsou zobrazeny na obrázku 5.5. Můžeme si všimnout, že pro všechny



Obrázek 5.4: Spektrogramy Mirnovovy cívky a detektoru HXR záření výboje #9810. Existence ostrova byla určena v rozmezí 1240 – 1300 ms.

koherenční funkce platí, že jejich maximum je větší než 0,9 a v každém případě odpovídá frekvenci 10,254 kHz.

Na obrázku 5.6 jsou ukázány spektrogramy studovaných signálů pocházející z výboje #10019. Na spektrogramu signálu z Mirnovovy cívky jsou vyznačeny úseky, ve kterých byla detekována přítomnost magnetického ostrova. Můžeme si všimnout, že nebyla rozpoznána výrazná frekvence v rozmezí 1080 – 1100 ms. Špatné určení je způsobeno tím, že implementovaný program nedokáže rozpoznat magnetické ostrovy kratší než 20ms. V úsecích vyznačených přerušovanou čarou byla dále spočítána koherence a určeno její maximum. Touto čarou je na obou spektrogramech určena část výboje, ve kterém maximum koherenční funkce převýšilo hodnotu 0,8. Takovéto úseky jsme označili za vzájemně korelované.

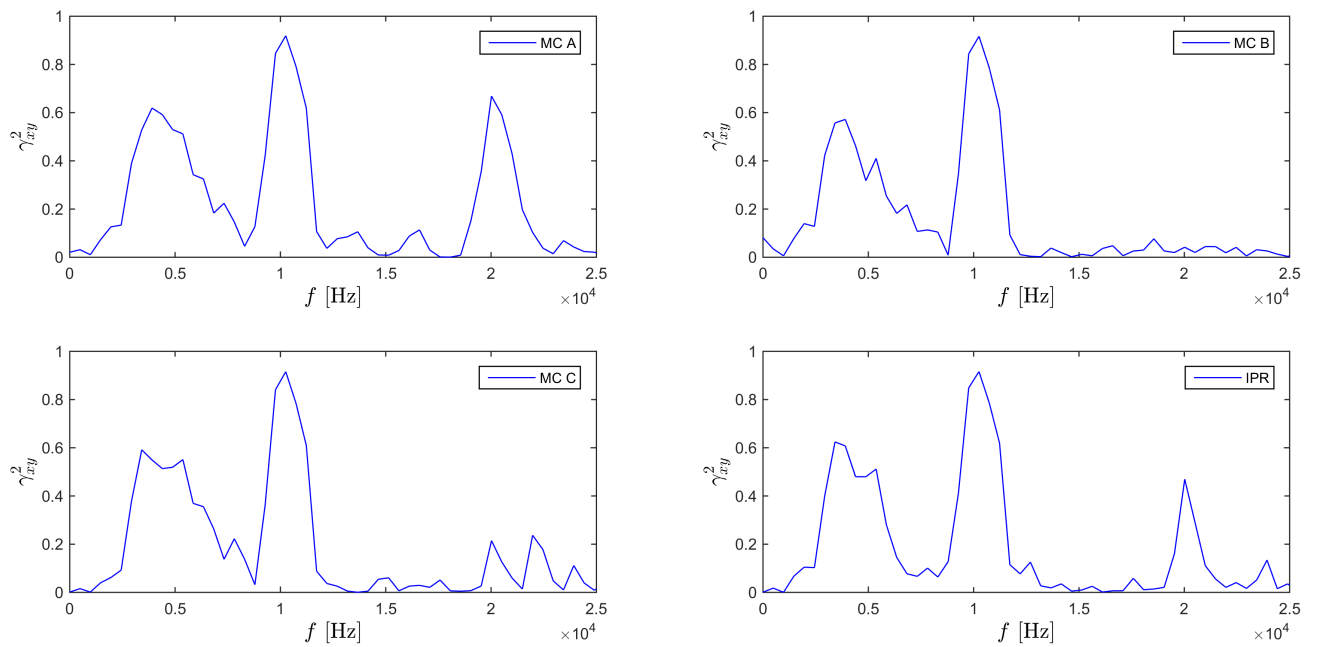
Jak si můžeme všimnout na obrázku 5.6 tato metoda vyhledávání shodných vzorů není zcela bezchybná, ale dává nám jednu z prvních informací ohledně míry korelace studovaných signálů. Nalezení shodného vzoru je do značné míry závislé na dřívějším správném určení přítomnosti magnetických ostrovů v průběhu výboje. Představený způsob hledání korelací mezi signály není schopen posoudit míru korelace v průběhu studovaného rozmezí. Dokáže pouze vyhodnotit vzájemný vztah celých zkoumaných úseků.

5.2.4 Metoda určování vzájemného posunutí signálů

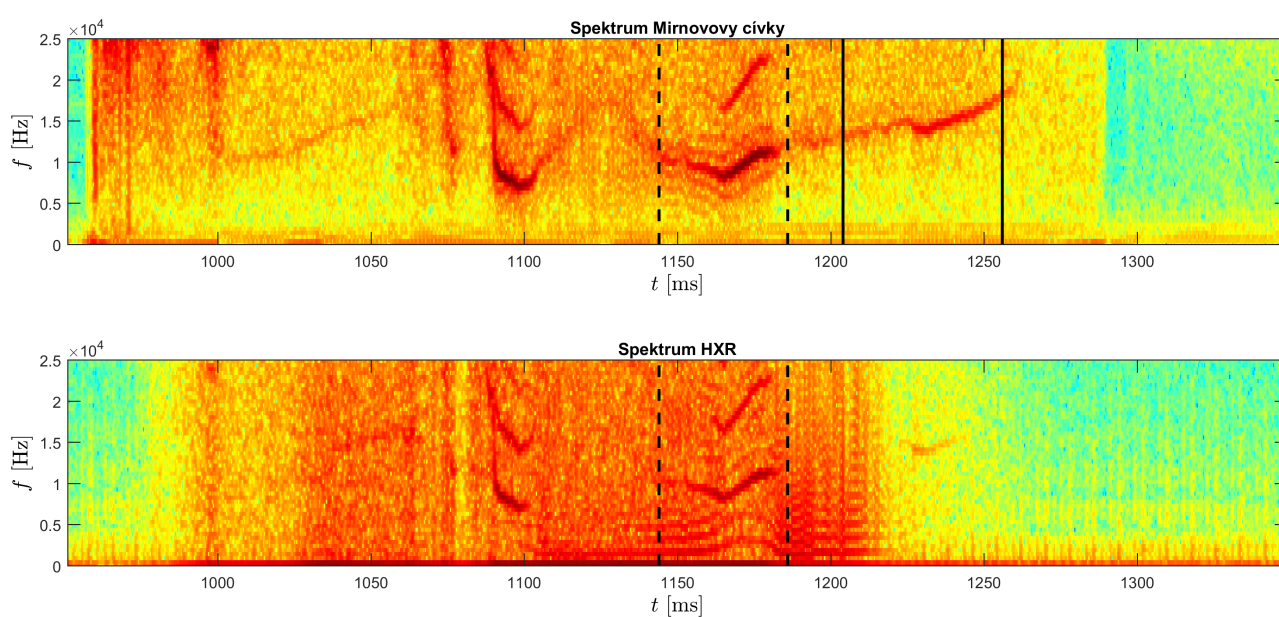
Výběr výbojů a časů s ohledem na vztah ubíhajících elektronů a MHD nestabilit, který byl představen v předchozích podkapitolách, bude dále využit ke studiu časového zpoždění mezi signály z HXR detektoru a signálů získaných prostřednictvím Mirnovových cívek.

Vzájemné korelace a zpoždění signálů jsme vyhodnocovali pomocí korelační funkce, která byla představena v podkapitole 4.2. Způsob studia zpoždění signálů bude demonstrován na výboji #10004. Spektrogramy signálu pocházejícího z Mirnovovy cívky a HXR detektoru jsou zobrazeny na obrázku 5.7.

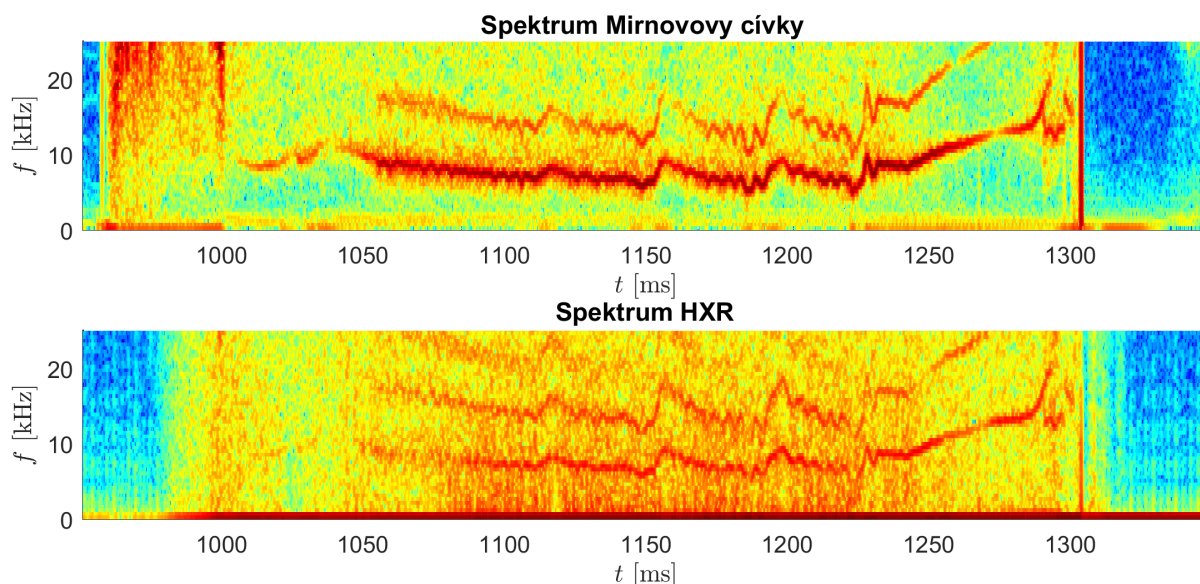
Korelační funkce mezi signálem z magnetické diagnostiky a signálem z HXR detektoru byla počítána pouze v časech, kdy byly přítomny magnetické ostrovy a objevil se i odpovídající vzor na spektrogramu tvrdého rentgenového záření. Každý studovaný signál prošel filtrem, který měl za úkol odstranit frekvence nižší než 100 Hz a vyšší než 100 kHz. Jak již bylo uvedeno, nízké frekvence byly odstraněny kvůli přítomnému výraznému šumu, který je dobře viditelný na spektrogramu HXR zobrazeném na obrázku 5.7 (výrazná červenohnědá čára v okolí nulové frekvence). Vysoké frekvence byly odstraněny z důvodu



Obrázek 5.5: Určené koherenční funkce signálu z Mirnovových cívek (A1,B1,C1) (viz. obrázek 5.4), IPR1 a signálu z HXR detektoru pro výboj #9810 v rozmezí 1240 – 1300 ms, ve kterém byla detekována existence magnetického ostrova. Každá koherenční funkce měla maximum odpovídající frekvenci 10,254 kHz.



Obrázek 5.6: Ilustrace výsledků použití metody pro hledání korelací signálů získaných z Mirnovovy cívky a signálu z HXR detektoru v průběhu výboje #10019. Na horním spektrogramu jsou vyznačeny intervaly, v nichž byl detekován magnetický ostrov. Na obou spektrogramech je přerušovanou čarou vyznačen úsek signálu, který byl určením maxima koherence označen za korelovaný. Přerušovaná čára vyznačuje interval 1144 – 1186 ms. Plná čára značí interval 1236 – 1258 ms.



Obrázek 5.7: Spektrogram signálu Mirnovovy cívky a HXR detektoru v průběhu výboje #10004.

potlačení vlivu charakteru sběru na získaný signál. Takto získané signály byly dále lehce vyhlazeny metodou klouzavého průměru.

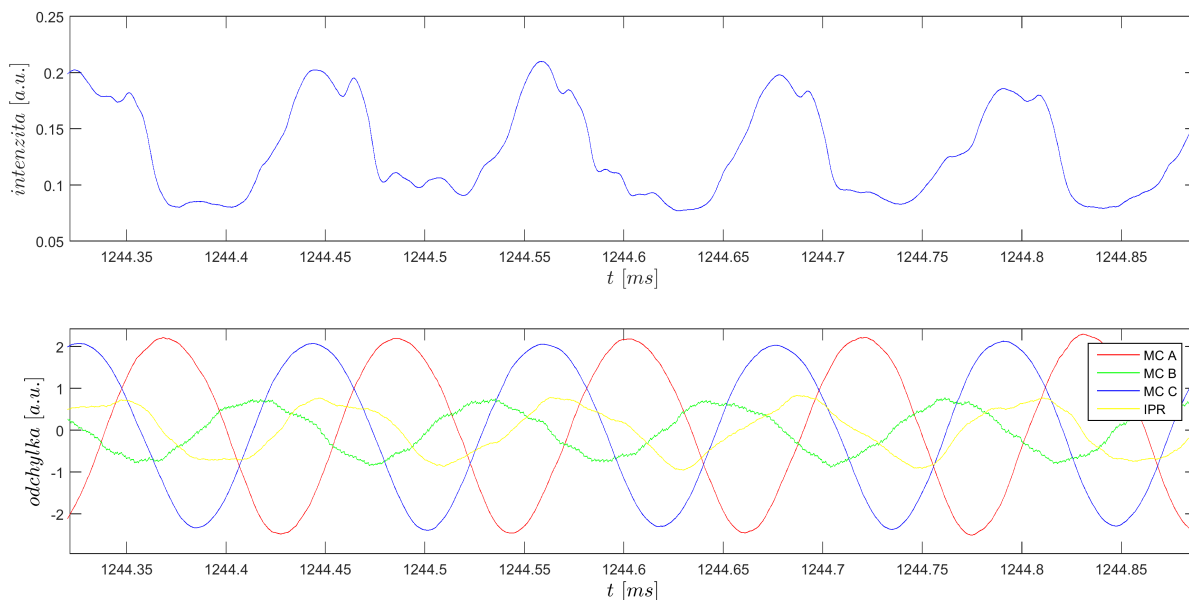
Na obrázku 5.8 jsou zobrazeny studované signály získané během výboje #10004. Na horním grafu je umístěn signál tvrdého rentgenového záření a na spodním grafu jsou znázorněny signály magnetických diagnostik. Zde si můžeme všimnout, že všechny signály jsou periodické a mají stejnou frekvenci. Toto jednoduché pozorování pouze potvrzuje, že oba signály mají dominantní shodnou frekvenci, která může být odečtena ze spektrogramu. Pro úsek, ve kterém byla patrná výrazná frekvence na obou spektrogramech umístěných na obrázku 5.7, byla určena korelační funkce mezi signálem HXR a jednotlivými magnetickými diagnostikami. Vypočítané korelační funkce jsou zobrazeny na obrázku 5.9. Svislou čarou jsou proložena nejbližší maxima korelačních funkcí určených od nulového posunutí τ .

Velikost posunutí signálu tvrdého rentgenového záření vůči signálu získanému z magnetických diagnostik jsme určovali právě jako polohu nejbližšího maxima vůči nulovému posunutí τ . Srovnáme-li obrázek 5.8, na němž jsou zobrazeny studované signály, a obrázek 5.9, na kterém se nachází vypočítané korelační funkce, můžeme si všimnout, že korelační funkce jsou stejně umístěny kolem $\tau = 0$ jako signály magnetických diagnostik v okolí nárůstu signálu tvrdého rentgenového záření.

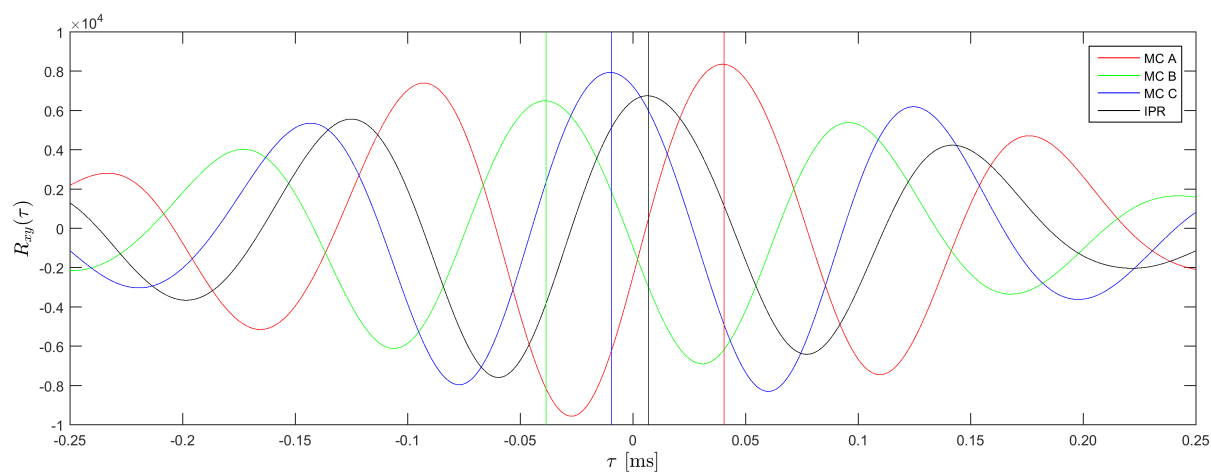
5.2.5 Analýza výboje #10004

Jednou ze základních diagnostik sloužících ke zkoumání ubíhajících elektronů je detektor tvrdého rentgenového záření. Tyto detektory jsou výhodné svojí poměrně lehkou instalací a dávají zejména důležité informace ohledně nárůstu či poklesu produkce tvrdého rentgenového záření. Nevýhodou těchto detektorů je, že umožňují pouze nelokalizovatelná měření a tedy nevíme, odkud detekované záření pochází.

Částečně odstranit tuto nevýhodu při zkoumání vztahu ubíhajících elektronů a jejich interakce s MHD nestabilitami by bylo možné využitím signálů magnetických diagnostik a následnou analýzou pomocí korelačních funkcí. Tato metoda by mohla sloužit k přibližné lokalizaci HXR záření a tím posloužit k získání dalších poznatků o zkoumaných jevech.



Obrázek 5.8: Signály tvrdého rentgenového záření a signály magnetických diagnostik v průběhu výboje #10004.



Obrázek 5.9: Korelační funkce signálu tvrdého rentgenového záření a jednotlivých magnetických diagnostik. Svislými čarami jsou znázorněna nejbližší maxima korelační funkce určeného od nulového posunutí τ mezi signály.

Podstata této metody spočítá v určení korelačních funkcí mezi signálem z HXR detektoru a signály z Mirnovových cívek a cívek IPR. Jak bylo zmíněno v předchozí podkapitole, korelační funkce nám umožňuje určit vzájemné zpoždění mezi studovanými signály. Určením těchto zpoždění bychom mohli určit přibližnou polohu původu detekovaného záření.

Podstata této metody můžeme představit na obrázcích 5.8 a 5.9, na kterých jsou ukázány signály z výboje číslo #10004 pocházející z magnetických diagnostik, detektoru HXR záření a jejich vzájemné korelační funkce. Na prvním ze zmíněných obrázků si můžeme všimnout, že signály pocházející z magnetických diagnostik jsou vždy rozmístěny stejným způsobem kolem bodu, ve kterém nabývá signál z HXR detektoru svého maxima. Naše vysvětlení tohoto specifického pořadí signálů bylo, že vznik HXR záření je způsoben nárazem ubíhajících elektronů, který je ovlivněn přítomností magnetického ostrova v plazmatu, do limiteru. Podíváme-li se na obrázek 5.1, tak prstence cívek sledujících změny magnetického pole jsou seřazeny v toroidálním směru ve stejném pořadí jako signály na obrázku 5.8, ale i limiter, který byl označen za místo možného vzniku detekovaného záření, byl umístěn mezi portem 10 a 11 uvnitř tokamaku.

Na obrázku 5.9 jsou znázorněny korelační funkce signálů, které jsou zobrazeny na obrázku 5.8. Porovnáním uvedených obrázků snadno poznáme, že korelační funkce jsou seřazeny stejným způsobem jako signály magnetických diagnostik a jsou i shodným způsobem uspořádány kolem bodu odpovídajícímu nulovému posunutí, jako původní signály kolem bodu, ve kterém signál detektoru tvrdého rentgenového záření dosahoval maxima. Tato skutečnost pouze potvrzuje to, že dva signály magnetických diagnostik, konkrétně signály z Mirnovovy cívky B a C dosahují svého maxima před maximem signálu z HXR detektoru a zbylé dva signály z cívky IPR a Mirnovovy cívky A dosahují maxima až po tomto maximu. Musíme ještě poznamenat, že studujeme signály pouze v té části výboje, která vykazuje existenci magnetického ostrova a na spektrogramu HXR je názorný stejný vzor jako na spektrogramu Mirnovovy cívky. Tedy ty části výboje, které vykazují velkou korelaci mezi magnetickými fluktuacemi a signálem z HXR detektoru.

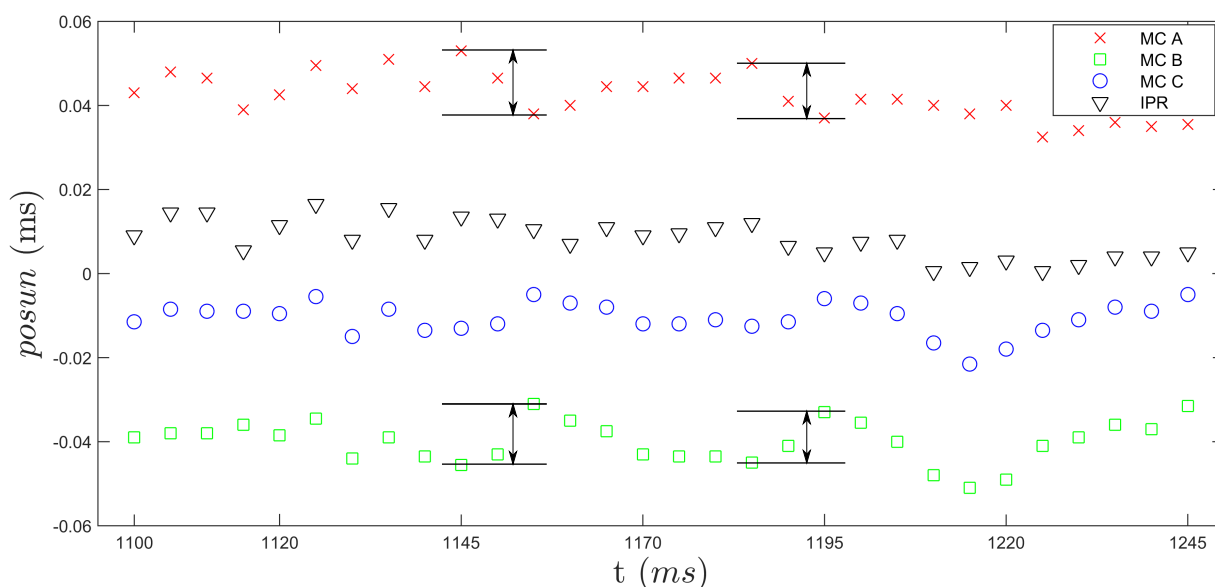
Spektrogramy signálů získaných v průběhu výboje #10004 jsou zobrazeny na obrázku 5.7. Určili jsme vzájemné posunutí signálu z HXR detektoru a signálů získaných z magnetických diagnostik. Toto určení je demonstrováno na obrázku 5.9.

Už při prvním pohledu na spektrogram výboje #10004 spatříme velmi výraznou křivku pohybující se v okolí 10 kHz. Tato křivka, jak už bylo řečeno, indikuje existenci magnetického ostrova. Z důvodů, že dle spektrogramu signálu z Mirnovovy cívky byl magnetický ostrov přítomný téměř po celou dobu existence plazmatu a na spektrogramu signálu z HXR detektoru je jasně viditelná ta samá křivka, byly tyto signály po velice dlouhou dobu spolu korelovány. Zmíněné důvody nám umožňují se nejenom pokusit určit zpoždění signálů, které by bylo určováno pomocí korelační funkce vypočtené přes celý interval, kdy se ve spektrogramech signálů objevují stejné vzory, ale pokusit se určit zpoždění mezi signály v průběhu výboje.

Výsledné zpoždění signálů v různých časech výboje #10004 je zobrazeno na obrázku 5.10. Zpoždění bylo určováno za pomoci korelační funkce, která byla vypočítána vždy v 5 ms intervalech. Z obrázku je patrné, že vzájemné zpoždění jednotlivých signálů nezůstává v průběhu výboje konstantní.

Jednu z možných souvislostí mezi změnou zpoždění signálů a parametrů plazmatu můžeme určit ze spektrogramů signálů, které jsou zobrazeny na obrázcích 5.7 a 5.12, který současně zobrazuje spektrogram signálu z Mirnovovy cívky a proud procházející plazmatem I_p . Každá výrazná změna ve zpoždění signálů zhruba odpovídá času, kdy se rychle měnila frekvence módu a došlo k náhlému poklesu proudu.

Zvýšení frekvence, které je jasně viditelné ze spektrogramu studovaných signálů, způsobilo zmenšení zpoždění signálů. Toto zmenšení zpoždění signálů je dobře patrné na obrázku 5.10 hlavně u Mirnovovy cívky B a C, které vykazují výrazné změny v časových úsecích 1150–1170 ms a 1190–1215 ms. Výraznější změny na ostatních magnetických diagnostikách nejsou patrné.



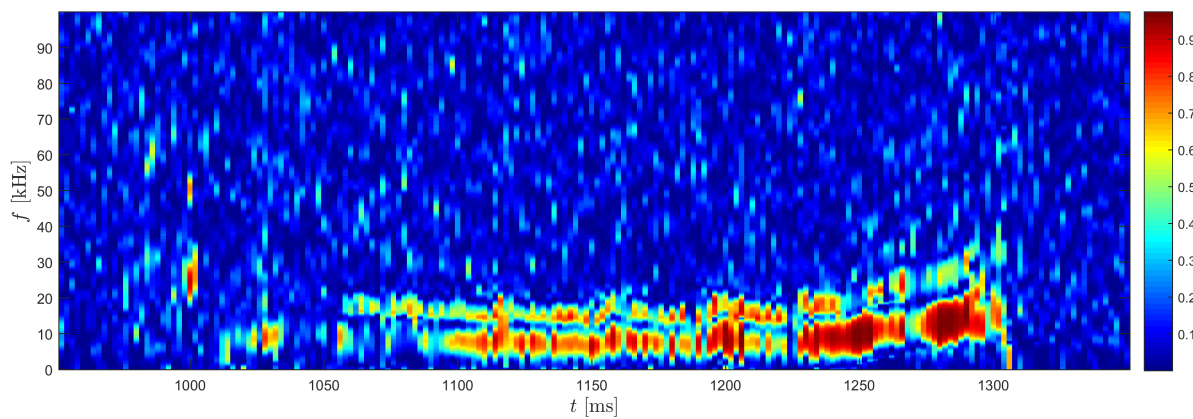
Obrázek 5.10: Časový vývoj posunutí signálu z detektoru tvrdého rentgenového záření vůči různým magnetickým diagnostikám v průběhu výboje #10004. Zkratka MC je označením pro Mirnovovu cívku. IPR označuje Internal Partial Rogovski Coil.

Podíváme-li se na obrázek 5.8, kde jsou zobrazeny získané signály z magnetických diagnostik a signálu tvrdého rentgenového záření v průběhu výboje, tak jak již bylo řečeno, je maximum signálu z HXR detektoru vždy umístěno mezi maxima magnetických diagnostik stejným způsobem. Maximum signálu pocházejícího z Mirnovovy cívky B a Mirnovovy cívky C předchází signál, kdežto maxima signálů z cívky IPR a Mirnovovy cívky A se objevují až po maximum signálu tvrdého rentgenového záření. Na obrázku 5.10, kde je uvedeno vzájemné posunutí signálů v průběhu výboje, si ještě můžeme všimnout, že výše uvedené pořadí se nemění. Nahlédneme-li opět na levou polovinu obrázku 5.1, který zobrazuje rozmístění magnetických diagnostik na tokamaku a uvážíme-li, že mezi portem 10 a 11 je uvnitř tokamaku na pravé straně při pohledu kolmo na průřez umístěn limiter, který slouží k ochraně první stěny tokamaku, můžeme očekávat, že pořadí signálů bude takové, jaké je zobrazeno na obrázku 5.8 právě tehdy, když ubíhající elektrony budou primárně narážet na tento limiter.

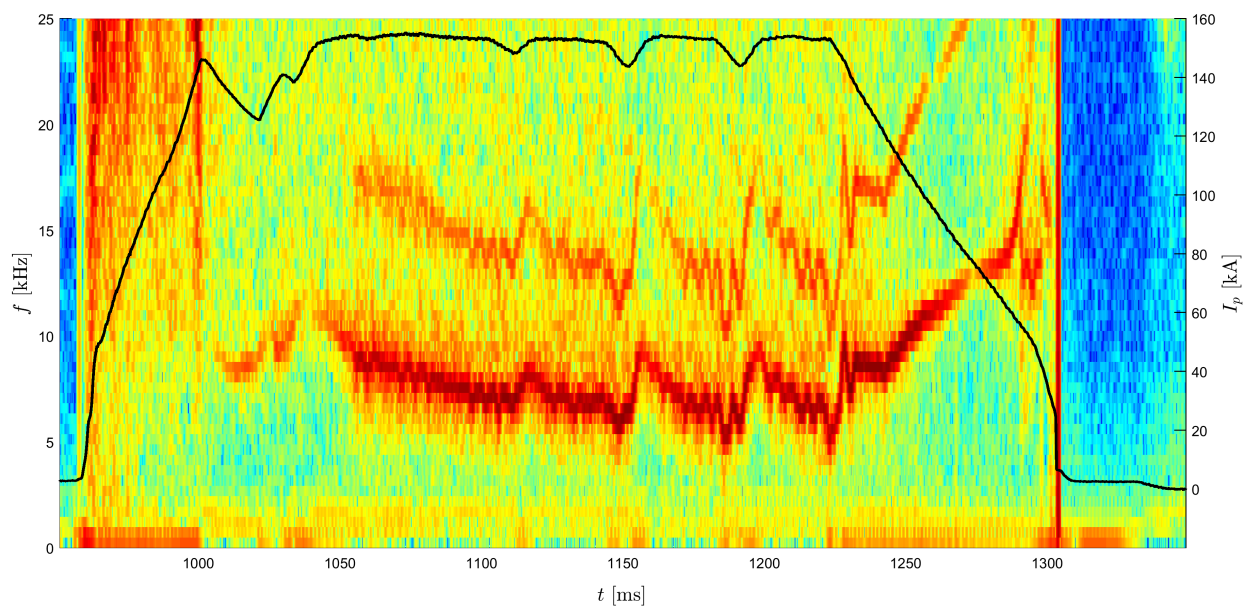
Srovnáme-li spektrogramy studovaných signálů a obrázek 5.11, na kterém je zobrazena jejich vzájemná koherence, všimneme si, že signály nejsou korelované po celou existenci magnetického ostrova. Tvrdé rentgenové záření bylo sice detekováno již od počátku výboje, ale zřejmě nemuselo být způsobeno ztrátami ubíhajících elektronů interagujících s magnetickým ostrovem, ale mohlo docházet ke srážkám ubíhajících elektronů s okolním plazmatem a k změně jejich rychlosti, která mohla způsobit jejich ztrátu. Signály začínají být vzájemně korelovány zhruba od 1100 ms, ale přítomnost ostrova je patrná už od cca 1050 ms viz obrázek 5.7 a 5.11.

5.2.6 Analýza výbojů pomocí korelační funkce

Na základě předpokladu, že při uvedeném pořadí signálů, které bylo ukázáno u výboje #10004, je záření způsobeno nárazem ubíhajících elektronů na limiter, jsme analyzovali další výboje a tak jsme se pokusili vystopovat původ vzniku HXR záření. Před samotným zpracováním této analýzy jsme odhado-



Obrázek 5.11: Koherence signálu z Mirnovovy cívky a signálu tvrdého rentgenového záření výboje #10004.



Obrázek 5.12: Spektrogram Mirnovovy cívky a proud plazmatem I_p během výboje #10004.

Číslo skupiny	1	2	3	4
Počet výbojů	5	32	17	5

Tabulka 5.1: Zastoupení jednotlivých skupin v korelační analýze.

vali, že většina výbojů se bude podobat výboji #10004, a tedy že pořadí s rozmístěním korelačních funkcí bude podobné jako na obrázku 5.9 a místem vzniku podstatné části záření bude výše zmíněný limiter.

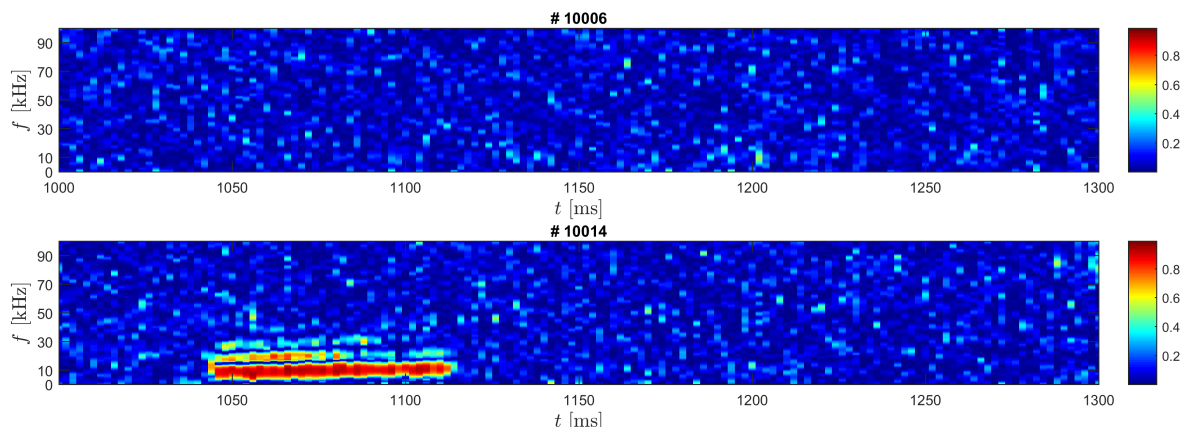
Naši korelační analýzu jsme provedli na 60 výbojích, ve kterých byl detekován magnetický ostrov a byl zároveň zřetelný shodný vzor na spektrogramu z HXR záření. Při jednom výboji byly určené korelační funkce seřazeny takovým způsobem, který neodpovídá geometrii a možnému seřazení signálů. Zbývajících 59 výbojů může být podle symetrie a pořadí kolem bodu s nulovým posunutím rozděleno do následujících skupin:

- 1. skupina: bod s nulovým posunutím ležel mezi korelační funkcí Mirnovovy cívky C a cívky IPR
- 2. skupina: bod s nulovým posunutím ležel mezi korelační funkcí Mirnovovy cívky B a Mirnovovy cívky C
- 3. skupina: bod s nulovým posunutím ležel mezi korelační funkcí Mirnovovy cívky A a Mirnovovy cívky B
- 4. skupina: bod s nulovým posunutím ležel mezi korelační funkcí cívky IPR a Mirnovovy cívky A.

V tabulce 5.1 je uvedeno zastoupení jednotlivých skupin, do kterých byly rozděleny výboje při korelační analýze. Z této tabulky je patrné, že námi očekávané pořadí korelačních funkcí (1. skupina), které reprezentuje ve své podstatě i pořadí signálů magnetických diagnostik vůči signálu z HXR detektoru, bylo určeno pouze pro 5 výbojů ze 60. Nejvíce zastoupenou skupinou byla skupina 2, která představuje situaci, kdy je bod s nulovým posunutím umístěn mezi maximy Mirnovovy cívky B a Mirnovovy cívky C. Toto pořadí bylo určeno pro více než polovinu všech zkoumaných výbojů. Druhou nejčastější situací bylo, že bod s nulovým posunutím leží mezi maximy korelačních funkcí signálů z Mirnovovy cívky A a B.

Taková korelační analýza je postavena na jednoduché představě. Detekcí stejných vzorů ve spektru magnetických diagnostik a spektru signálu z HXR detektoru víme, že ztráty ubíhající elektronů jsou ovlivněny interakcí s magnetickými ostrovy. Představíme-li si, že v určitém místě tokamaku bylo vyprodukováno rentgenové záření, které bylo ovlivněno poruchou magnetického pole, tak s určitým zpožděním tato porucha bude detekována jednou z magnetických diagnostik a zároveň již byla detekována na magnetické diagnostice, která je umístěna na místě předcházejícím místu vzniku záření. Určením vzájemného zpoždění signálů z magnetických diagnostik a signálu z HXR detektoru, tedy identifikací signálu magnetické diagnostiky, který signálu z HXR detektoru předchází, a signálu z magnetické diagnostiky, který po signálu z HXR detektoru následuje, bychom mohli lokalizovat místo vzniku záření, oblast mezi příslušnými magnetickými diagnostikami.

Správnost a použitelnost této metody korelační analýzy by měla být dále ověřena, ale už nyní můžeme říci, že použitelnost této metody je do velké míry ovlivněna kvalitou studovaných signálů. Zejména signál z detektoru tvrdého rentgenového záření byl i při velmi výrazné frekvenci, která byla shodná s frekvencí magnetického ostrova, modulován jinými frekvencemi a tento fakt do značné míry ztěžoval následnou analýzu. Dalším vlivem, který by mohl ovlivňovat předvedenou korelační analýzu, je poloidální rotace magnetických ostrovů v plazmatu a samotná struktura magnetických ostrovů. Poloidální rotace by



Obrázek 5.13: Koherence signálů z Mirnovovy cívky a HXR detektoru pro výboje #10006 a #10014. Ve výboji #10014 byla v čase 1050 – 1118 ms detekována existence magnetických ostrovů.

mohla způsobovat fázový rozdíl, který by mohl významným způsobem pořadí korelačních funkcí pozměnit, protože v okamžiku, kdy magnetické ostrovy v plazmatu rotují i v poloidálním směru, není pro frekvenci detekovaných fluktuací magnetického pole podstatná pouze toroidální rotace magnetických ostrovů v plazmatu, ale právě i jejich poloidální rotace.

5.3 Vliv magnetických ostrovů na ztráty ubíhajících elektronů

Pro srovnání vlivu magnetických ostrovů na ztráty ubíhajících elektronů využijeme výboje #10006 a #10014. Oba výboje dosahovaly ve své ustálené fázi (fáze výboje, kdy je konstantní proud - flattop) proudu procházejícího plazmatem 150 kA a hustota byla nastavena na $1,5 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$. Jeden z rozdílů parametrů výboje je, že u výboje #10006 bylo vytvořeno elongované plazma ($\kappa = 1,1$) a výboj #10014 byl výbojem s kruhovým plazmatem.

Ve výboji #10014 byla detekována přítomnost magnetického ostrova v čase 1050 – 1100 ms, naopak ve výboji #10006 přítomnost magnetického ostrova detekována nebyla. Na obrázku 5.13 jsou zobrazeny koherence signálů získaných z Mirnovovy cívky a detektoru tvrdého rentgenového záření. Je patrné, že na obrázku, na kterém je umístěna koherence signálů patřící k výboji #10006, není znatelná žádná korelace. Odlišná situace je znázorněna na obrázku představujícím koherenci signálů pocházejících z výboje #10014. Zde si můžeme všimnout, že zkoumané signály jsou velmi korelované přibližně v čase 1048 – 1115 ms. Toto časové rozmezí se dobře shoduje s dobou, ve kterém byla detekována přítomnost magnetických ostrovů. Existence magnetických ostrovů byla ve výboji #10014 detekována v čase 1050 – 1118 ms.

Na obrázcích 5.14 a 5.15 jsou zobrazeny spektrální hustoty výkonu signálů z Mirnovovy cívky a HXR detektoru v první polovině studovaných výbojů. Na těchto obrázcích můžeme lehce ukázat význam analýzy signálů pomocí koherence. Na obrázku 5.14, který zobrazuje spektrální hustoty výkonu signálů

z výboje, ve kterém nebyla detekována existence magnetických ostrovů, si můžeme všimnout, že spektrální hustoty jednotlivých signálů se pro odpovídající časové intervaly značně liší. Spektrální hustoty signálů získaných z magnetické diagnostiky a z detektoru tvrdého rentgenového záření mají maxima pro zcela různé frekvence. Tento vzájemný vztah signálů byl již dříve demonstrován na obrázku 5.13, který ukazuje jejich vzájemnou koherenci a i z toho obrázku je patrné, že signály si vzájemně neodpovídají.

Naopak na obrázku 5.15 jsou zobrazeny spektrální hustoty výkonu pro signály pocházející z výboje #10014, ve kterém byla určena existence magnetických ostrovů a podle obrázku 5.13 i vysoká hodnota koherence mezi studovanými signály, která spadá do intervalu, ve kterém byla detekována přítomnost magnetických ostrovů. Přítomnost magnetických ostrovů byla ve výboji #10014 určena v intervalu 1050 – 1118 ms. Toto určení dobře odpovídá obrázku 5.15 (spodní graf), kde si můžeme všimnout zejména třech dobře definovaných vrcholů, které náleží spektrálním hustotám určeným v intervalech shodných s určenou existencí ostrovů.

Porovnáme-li na obrázku 5.15 horní a spodní graf, zjistíme, že na grafech jsou zobrazeny dva vrcholy, které jsou shodné pro oba vyobrazené grafy. Tedy, že signály mají v určitých časových intervalech shodné výrazné frekvence. Nejvýraznější shody ve spektrálních hustotách můžeme pozorovat v intervalech 1050 – 1075 ms a 1075 – 1100, což velmi dobře odpovídá situaci, která je zobrazena na obrázku 5.13 (spodní graf), kde se nachází vzájemná koherence signálů.

Můžeme si všimnout, že i na obrázku 5.14 (spodní graf), kde jsou zobrazeny spektrální hustoty výkonu signálu pocházejícího z Mirnovovy cívky, se maxima všech spektrálních hustot převážně pohybují zhruba okolo kHz. Srovnáme-li tento obrázek s obrázkem 5.15 (spodní graf), zjistíme, že vrcholy nejsou tak dobře definovány a maxima nedosahují tak vysokých hodnot, jako je tomu na obrázku 5.15.

Z uvedených grafů vidíme, že existence magnetických ostrovů v plazmatu podstatným způsobem ovlivňuje ztráty ubíhajících elektronů. V momentě, kdy jsou v plazmatu přítomny magnetické ostrovy, se pohybuje dominantní frekvence signálu získaného z HXR detektoru zejména okolo 10 kHz. Ve chvíli, kdy nejsou v plazmatu přítomny magnetické ostrovy, má signál z HXR detektoru dominantní frekvence podstatně nižší a pohybují se převážně v okolí 1 kHz. Ukazuje se, že tyto frekvence jsou jistým způsobem ovlivněny frekvencí setrvačníku, kterým je napájen tokamak COMPASS [3].

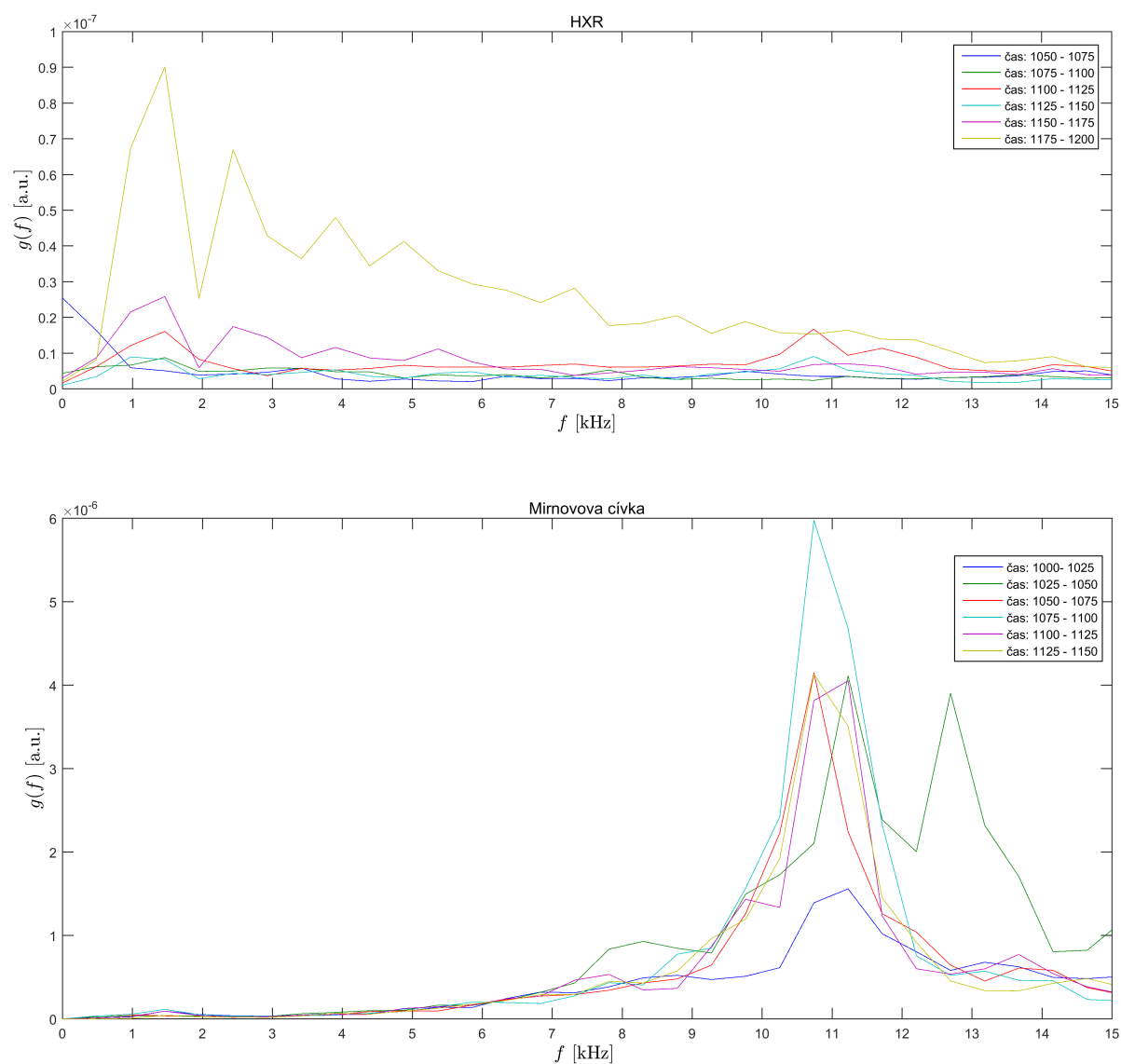
5.4 Vliv hustoty na produkci HXR záření

Pro generaci ubíhajících elektronů je podstatné tzv. kritické pole E_c (1.3). Pomineme-li slabou závislost Coulombova logaritmu na hustotě elektronů, tak je kritické pole přímo úměrné hustotě elektronů v plazmatu.

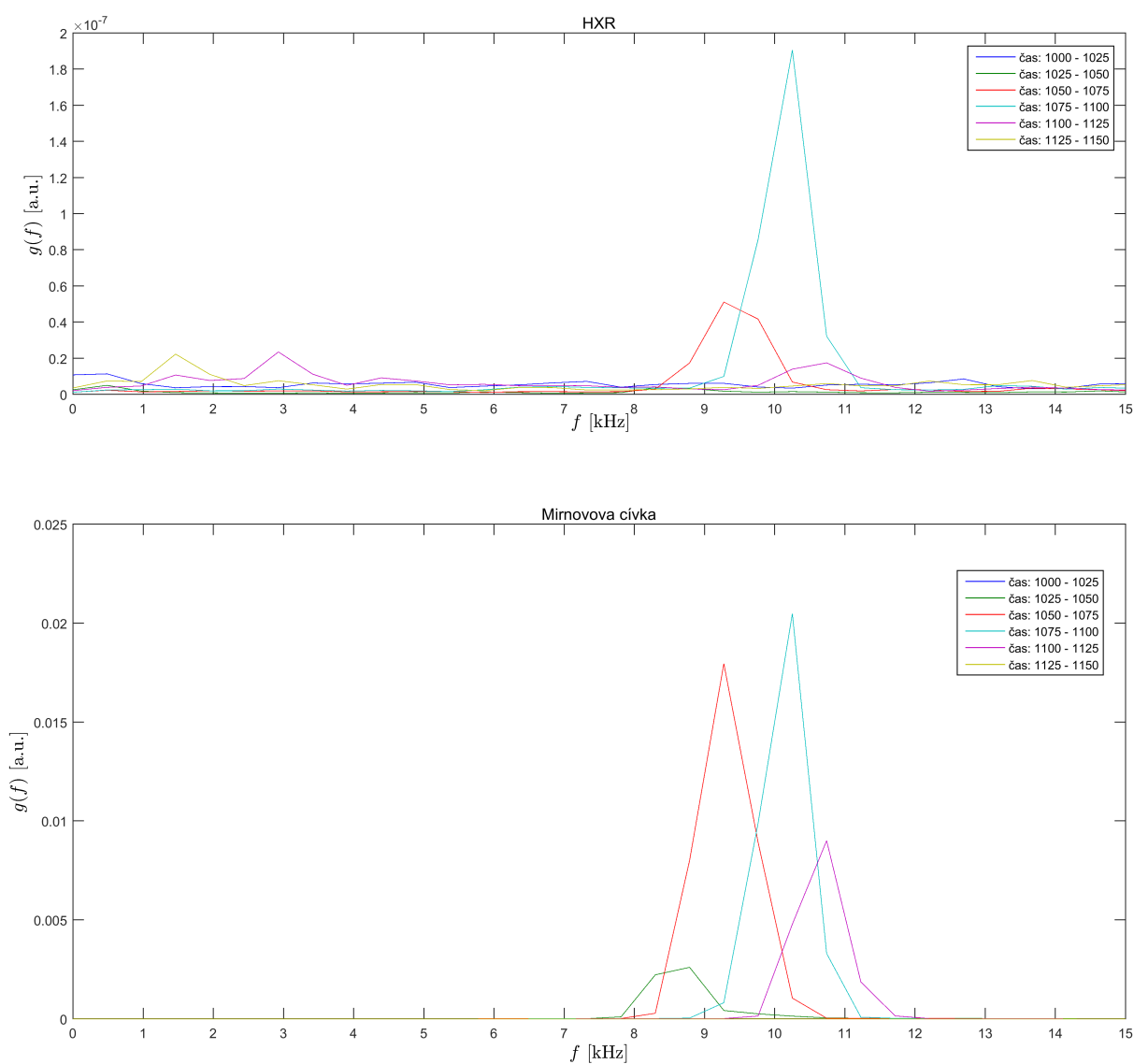
Z tohoto vztahu jasně vyplývá, že hustota plazmatu je jeden z mála parametrů, jehož změnou můžeme přímo ovlivňovat tvorbu ubíhajících elektronů v tokamaku. Ve chvíli, kdy operujeme s dostatečně vysokou hustotou, je generace (Dreicerovým mechanismem) ubíhajících elektronů zanedbatelná.

Vliv hustoty plazmatu na produkci tvrdého rentgenového záření můžeme vyhodnotit na základě obrázku 5.16, který zobrazuje závislost průměrné intenzity HXR záření na průměrné hustotě během výboje. Průměrnou intenzitou HXR záření je myšlena průměrná hodnota amplitudy zintegrovaného signálu pocházejícího z detektoru tvrdého rentgenového záření, která byla určena v čase 1260–1270 ms. Průměrnou hustotou v průběhu výboje je myšlena průměrná hodnota hustoty, které byla určena v čase 960–1260 ms. K určení průměrné hustoty během výboje bylo využito dvou diagnostik. V jednom případě jsme k určení průměrné hustoty během výboje využili hustotu, která byla změřena za pomoci interferometru. V druhém případě byla využita hustota, která byla změřena metodou Thomsonova rozptylu.

K porovnání vlivu hustoty na produkci HXR záření byly využity výboje #9500 - #12000, ale musíme zde upřesnit, že nebylo možné využít zcela všech výbojů, protože u určitých výbojů nebyl signál z požadovaných diagnostik použitelný. Naše statistika může být také zčásti zkreslená, protože výboje nebyly nijak tříděny, takže jsou zde tedy například zahrnuty výboje, při kterých již plazma ve chvíli výpočtu průměrných hodnot neexistovalo. Abychom odfiltrovali vlivy, které nám mohou zkreslit naši statistiku museli bychom např. v prostředí Matlab implementovat algoritmus, který by byl schopen nerelevantní výboje vyřadit.



Obrázek 5.14: Spektrální hustoty výkonu $g(f)$ signálu z HXR detektoru (horní graf) a signálu z Mirnovovy cívky (spodní graf) v různých časových úsecích v první polovině výboje #10006.



Obrázek 5.15: Spektrální hustoty výkonu $g(f)$ signálu z HXR detektoru (horní graf) a signálu z Mirnovovy cívky (spodní graf) v různých časových úsecích v první polovině výboje #10014.

Na grafech, které jsou zobrazeny na obrázku 5.16 a vyjadřují vliv průměrné hustoty během výboje na produkci tvrdého rentgenového záření, si můžeme všimnout, že největších průměrných hodnot intenzity HXR záření je dosahováno především pro nízké hodnoty během výboje. Tento výsledek dobře odpovídá představě, že ubíhající elektrony, které jsou zejména příčinou vzniku tvrdého rentgenového záření, jsou generovány při nízkých hustotách plazmatu. Podíváme-li se znovu na horní graf, který je zobrazen na obrázku 5.16, všimneme si, že největších průměrných intenzit tvrdého rentgenového záření nebylo dosahováno pro nejmenší hustoty. Tento fakt by mohl pravděpodobně odpovídat tomu, že pro tvorbu ubíhajících elektronů existuje jakási optimální hustota, která umožňuje vzniku dostatečného množství ubíhajících elektronů v počátku výboje, které je i přes jejich ztráty v průběhu výboje podstatné a stále je doplňováno vznikem ubíhajících elektronů sekundárním mechanismem.

Na zmíněných obrázcích si také můžeme všimnout rozdílu určených hodnot průměrné hustoty za pomoci různých metod. Jednou z věcí, které by v nadcházející práci stály za prozkoumání je, proč jsou v grafech přítomny body, které přiřazují i poměrně velkým hodnotám hustoty vysokou průměrnou hodnotu intenzity HXR záření.

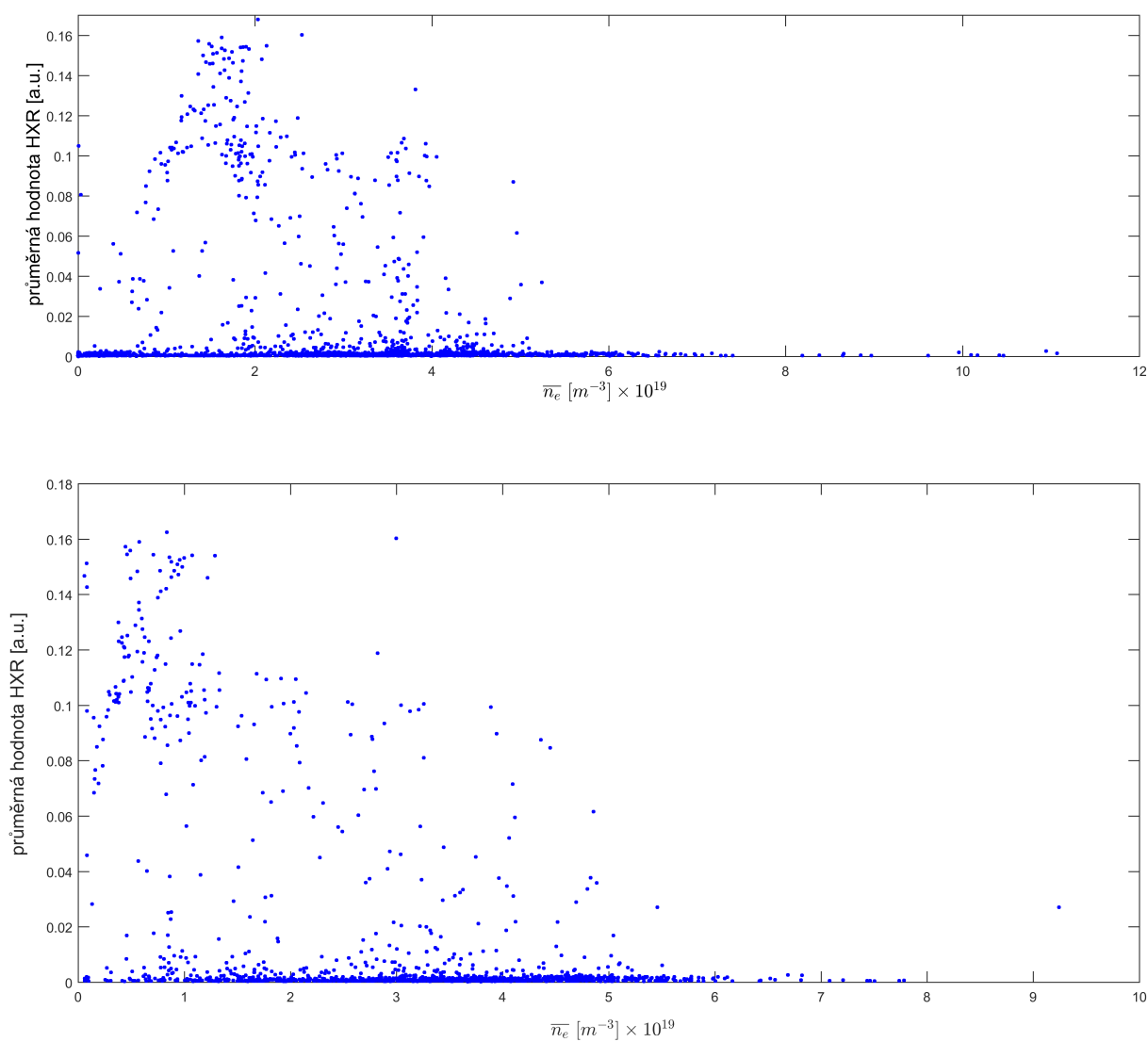
5.5 Fyzikální interpretace výsledků

Z uvedených výsledků je zřejmé, že MHD nestability (magnetické ostrovy) zásadním způsobem ovlivňují ztráty ubíhajících elektronů. Pomocí měření fluktuací magnetického pole jsme schopni detekovat pohybující se strukturu v plazmatu a určit frekvenci tohoto pohybu, která je podle našich výsledků úzce spojena s charakterem ztrát ubíhajících elektronů.

Rychlé změny ve zpoždění signálů, které jsou zobrazeny na obrázku 5.10, a které souvisí se změnou proudu procházejícího plazmatem (viz obrázek 5.12), jsou způsobeny změnou rychlosti rotace magnetických ostrovů. Kdybychom znali periodicitu těchto ostrovů v toroidálním směru (toroidální módové číslo), byli bychom schopni určit rychlost rotace těchto ostrovů v plazmatu.

Je patrné, že rychlost rotace magnetických ostrovů plazmatem ovlivňuje frekvenci ztrát ubíhajících elektronů, ale není zcela jasné, jaký vliv mají magnetické ostrovy na velikost ztrát ubíhajících elektronů. Není tedy zcela jasné prokázáno, že magnetické ostrovy zhoršují udržení ubíhajících elektronů.

Podle prováděných experimentů se ukazuje, že ubíhající elektrony se vyskytují zejména na kraji plazmatu a jsou dobře lokalizované v prostoru, ačkoliv magnetické ostrovy by se měly nacházet více uvnitř plazmatu. Z toho plyne, že ztráty jsou do jisté míry způsobeny jen radiální fluktuací pole (jeho zvlněním) než samotnou rekonekcí.



Obrázek 5.16: Vliv průměrné hustoty plazmatu $\bar{n}_e$ během výboje na produkci tvrdého rentgenového záření. Na obou grafech je znázorněna závislost průměrné amplitudy signálu z HXR detektoru určená v čase 1260 – 1270 ms na průměrné hustotě, která byla určena v čase 960 – 1260 ms. Na horním grafu byla hustota plazmatu určena za pomoci interferometru, zatímco na dolním grafu byla hustota určena metodou Thomsonova rozptylu.

Závěr

V první kapitole bakalářské práce jsou shrnuty základy teorie týkající se fyziky ubíhajících elektronů. Jsou zde uvedeny a vysvětleny základní pojmy, které jsou podstatné pro pochopení studované problematiky, a principy vzniku ubíhajících elektronů. Konec kapitoly je věnován možnostem detekce ubíhajících elektronů.

Druhá kapitola je věnována základům magnetohydrodynamiky a seznamuje čtenáře se základními koncepty tohoto způsobu popisu plazmatu. Tato kapitola má především význam pro budoucí výzkum a studium, protože pomáhá utřídit základní koncepty, které budou nezbytné pro pokračování práce na zpracovávaném tématu.

Následující třetí kapitola je již úzce zaměřena na problematiku ubíhajících elektronů a je věnována popisu a přehledu experimentů, které jsou v současné době prováděny na evropských tokamacích. Jsou zde prezentovány výsledky z tokamaku COMPASS a JET a stav experimentů s ubíhajícími elektrony na tokamaku ASDEX.

Čtvrtá kapitola bakalářské práce se zabývá představením základních metod pro zpracování signálů, které byly využity při praktickém zpracování dat získaných během výbojů na tokamaku COMPASS. Jsou zde zejména uvedeny principy metod, které byly v experimentální části použity pro implementaci programu v prostředí Matlab.

Poslední pátá kapitola je věnována přímo zpracování dat z tokamaku COMPASS. V prostředí Matlab byl implementován algoritmus, který využívá magnetické diagnostiky, a je schopen detekovat přítomnost magnetických ostrovů. Ve výbojích, ve kterých byla detekována přítomnost magnetických ostrovů, byly dále vyhledávány shodné výrazné frekvence ve spektrech signálu z magnetických diagnostik a signálu z detektoru tvrdého rentgenového záření. Na takto vybraných výbojích byla vyzkoušena korelační analýza a byly sledovány vztahy a souvislosti mezi signály magnetických diagnostik a signály z HXR detektoru v časech, kdy byly v plazmatu přítomny magnetické ostrovy. V práci byl ukázán vliv magnetických ostrovů na ztráty ubíhajících elektronů s výsledkem, že rotace magnetických ostrovů v plazmatu zásadním způsobem ovlivňuje charakter ztrát ubíhajících elektronů. Dále byl diskutován vliv hustoty na vznik ubíhajících elektronů prostřednictvím určení průměrných hustot v průběhu výboje a průměrné intenzity tvrdého rentgenového záření.

V další práci na téma ubíhajících elektronů by bylo vhodné navázat na dosavadní výsledky a věnovat se detailnějšímu studiu interakcí ubíhajících elektronů s MHD nestabilitami. Pro lepší pochopení procesů týkajících se této interakce a získání více informací ohledně ztrát ubíhajících elektronů bychom se měli zaměřit i na detailnější analýzu jiných diagnostik, které nám mohou poskytnout nový vhled do studované problematiky - například na měření elektronové cyklotronové frekvence, Čerenkovova záření nebo synchrotronního záření ubíhajících elektronů.

Literatura

- [1] Dreicer, H.: *Electron and ion runaway in fully ionized gas. i*, Physical Review, 115 (1959), st. 238.
- [2] Connor, J., W.; Hastie, R., J.: *Relativistic limitations on runaway electrons*, Nuclear Fusion, 15 (1975), st. 415.
- [3] Ficker, O. a kolektiv: *42nd Conference on Plasma Physics: Runaway electron losses induced by various MHD events in the COMPASS tokamak*, Lisabon, 2015.
- [4] Ficker, O.: *Generation, losses and detection of runaway electrons in tokamaks*, diplomová práce, FJFI ČVUT v Praze, 2015, http://physics.fjfi.cvut.cz/publications/FTTF/DP_Ondrej_Ficker.pdf, [2. 7. 2016].
- [5] Gurevich, A.,V.; Zybin, K., P.: *Runaway Breakdown and the Mysteries of Lightning*, Physics Today, 58(2005), st. 37-43.
- [6] Holčík, J.; Komenda, M.; Martin (eds.) a kol.: *Matematická biologie: e-learningová učebnice - 3. kapitola [online]*, 1. vydání, Brno, Masarykova univerzita, 2015, <http://portal.matematickabiologie.cz>, [29.6. 2016].
- [7] Jaspers, R.: *Relativistic Runaway Electons in Tokamak Plasmas*, Technische Universiteit, Eindhoven, 1995.
- [8] Kulhánek, P.: *Úvod do teorie plazmatu*, AGA, Praha, 2013.
- [9] Madisetti, V., K.; Williams, D., W.: *Digital signal processing Handbook*, CRC Pres, Inc.,1999.
- [10] Male, D.: *50 years of fusion research*, Nuclear Fusion, 50(2009), st. 014004.
- [11] Melnikov, A.,V.; Markovič, T.; Eliseev, L., G.; Adámek, J.; Aftanas, M.; Bilkova, P.; Boehm. P.; Gryaznevich, M.; Imříšek, M.; Lysenko, S., E.; Medvedev, S., Yu.; Panek, R.; Peterka, M.; Seidl., J.; Stefanikova, E.; Stockel, J.; Weinzettl, V. a kolektiv týmu COMPASS: *Quasicoherent modes on the COMPASS tokamak*, Plasma Physics and Controlled Fusion, 57 (2015), st. 065006.
- [12] Pánek, R.; Bilyková, O.; Fuchs, V.; Hron, M.; Chráška, P.; Pavlo, P.; Urban, J.; Weinzettl, V.; Zajac, J. a kol.: *Reinstallation of the COMPASS-D tokamak in IPP ASCR*, Czechoslovak Journal of Physics, 56(2006), st. B125-B137.
- [13] Reux, C.; Plyusnin, V.; Alper, B.; Alves, D.; Bazylev, B.; Belonohy, E.; Boboc, A.; Breznisek, S.; Coffey, I.; Decker, J. a kol.: *Runaway electron beam generation and mitigation during disruptions at JET-ILW*, Nuclear Fusion, 55(2015), st. 093013.

- [14] Rosenbluth, M.; Putvinski, S.: *Theory for avalanche of runaway electrons in tokamaks*, Nuclear Fusion, 37(1977), st. 1355.
- [15] Smith, H., M.; Verwichte, E.: *Hot tail runaway electron generation in tokamak distuptions*, Physics of Plasmas, 15(2008), st. 072502.
- [16] Vlaínič, M.; Mlynář, J.; Cavalier, J.; Weinzettl, V.; Papřok, R.; Imříšek, M.; Ficker, O.; Noterdaeme J.-M. a kolektiv týmu COMPASS: *Post-Disruptive Runaway Electrons Beam in COMPASS Tokamak*, Journal of Plasma Physics, 81(2015), st. 475810506.
- [17] Vlaínič, M.; Mlynář, J.; Weinzettl, V.; Papřok, R.; Imříšek, M.; Ficker, O.; Vondráček, P.; Havlíček, J.: *First dedicted observations of runaway electrons in COMPASS tokamak.*, Nukleonika, 60(2015), st. 249-255.
- [18] Wagner, F.: *Considerations for an EU-wide use of renewable energies for electricity generation*, The European Physical Journal Plus, 129(2014), st. 1-14.
- [19] Weinzettel, V; Pánek, R. a kolektiv.: *Overview of COMPASS diagnostics*, Fusion Engieering and Design, 86(2011), st. 1227-1231.
- [20] Wesson, J.: *Tokamaks*, Oxford University Press, New York, 2004.
- [21] Zohn, H. a kol. týmu ASDEX Upgrade: *Recent ASDEX Upgrade research in support of ITER and DEMO*, Nuclear Fusion, 55(2015), st. 104010.