

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky
Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze



Elektronové cyklotronové vlny v tokamaku COMPASS

Electron Cyclotron Waves in the COMPASS Tokamak

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Michal Farník
Vedoucí práce: Ing. Jakub Urban, PhD.
Rok: 2016



Katedra: fyziky

Akademický rok: 2015/16

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Posluchač: Michal Farník

Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze

Název práce: Elektronové cyklotronové vlny v tokamaku COMPASS

Název práce: Electron cyclotron waves in the COMPASS tokamak
(anglicky)

Osnova:

1. Základy teorie šíření elektromagnetických vln v plazmatu.
2. Popis diagnostiky emise EC vln (ECE) na tokamaku COMPASS.
3. Analýza existujících dat z ECE diagnostiky na COMPASSu.
4. Naměření a interpretace vlastních dat pomocí ECE radiometru.

Doporučená literatura:

- Stix, T.H., Waves in plasmas. 1992, New York: American Institute of Physics.
- Swanson, D.G., Plasma waves. 2nd ed. 2003, Bristol - Philadelphia: Institute of Physics Publishing.
- Urban, J., Electron Bernstein Wave Emission Simulations for Spherical Tokamaks, Department of Physical Electronics. 2008, Czech Technical University in Prague, Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering: Prague.
- Zajac, J., et al., Electron cyclotron-electron Bernstein wave emission diagnostics for the COMPASS tokamak. Review of Scientific Instruments, 2010. 81(10): p. 10D911.
- Bornatici, M., et al., Electron-Cyclotron Emission and Absorption in Fusion Plasmas. Nuclear Fusion, 1983. 23(9): p. 1153-1257.

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

Ing. Jakub Urban, Ph.D., Ústav fyziky plazmatu AV ČR, v.v.i.

Součástí zadání bakalářské práce je její uložení na webové stránky katedry fyziky a zaslání abstraktu a klíčových slov ve formátu WORD na e-mailovou adresu katedry fyziky: kf@fjfi.cvut.cz

Datum zadání bakalářské práce: 23.10.2015

Termín odevzdání bakalářské práce: 08.07.2015

.....
vedoucí katedry

.....
děkan

V Praze dne

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady uvedené v příloženém seznamu. Nemám závažný důvod proti použití tohoto díla ve smyslu §60 zákona č.121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

v Praze dne

.....
Michal Farník

Poděkování

Děkuji tímto svému školiteli Ing. Jakubu Urbanovi, PhD. za vedení mé práce, za pomoc při řešení problémů a za jeho věcné rady a připomínky v teoretické oblasti, bez kterých by tato práce nemohla vzniknout. Dále děkuji RNDr. Jaromíru Zajacovi za pomoc a podnětné konzultace v oblasti experimentu.

Název práce:

Elektronové cyklotronové vlny v tokamaku COMPASS

Autor: Michal Farník

Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Ing. Jakub Urban, PhD.
Ústav fyziky plazmatu, AV ČR, v.v.i

Abstrakt: Tato práce popisuje část teorie šíření a vzniku vln v plazmatu. Dále se zaměřuje na teorii elektronových cyklotronových vln a na její použití jako diagnostické metody zkoumající elektronovou teplotu plazmatu v tokamaku. Je poskytnut stručný popis aparatury spolu s popisem jednotlivých součástí a řešení jejich zapojení. Následně je popsán radiometr zapojený na tokamaku COMPASS spolu s metodami kalibrace naměřených dat. Experimentální část se věnuje charakteristice a zpracování dat. Hlavní důraz je kladen na ověření předpokladů pro měření elektronové teploty plynoucích z teorie, jako je optická tloušťka a vliv netermálních částic. Bylo zjištěno, že měření ECE na tokamaku COMPASS nelze použít pro diagnostiku elektronové teploty.

Klíčová slova: tokamak, COMPASS, plazma, vlny, elektronová cyklotronní emise

Title:

Electron Cyclotron Waves in the COMPASS Tokamak

Author: Michal Farník

Abstract: The bachelor thesis describes a part of the theory of wave propagation and generation in plasmas. It concentrates on the theory of electron cyclotron waves and their application as diagnostics of electron temperature in a tokamak plasma. A brief description of relevant equipment, its components and possibilities of their setting is provided. The radiometer used in the COMPASS tokamak, including its calibration, is described in details. The experimental part of the thesis focuses on data processing and interpretation. Theoretical assumptions for measurement of electron temperature, such as the optical thickness and the influence of nonthermal particles, are verified. It was found out that measurements of ECE in COMPASS tokamak cannot be used for electron temperature diagnostic.

Key words: tokamak, COMPASS, plasma, waves, electron cyclotron emission

Obsah

Úvod	1
1 Teoretický úvod	2
1.1 Definice a vlastnosti plazmatu	2
1.2 Tokamaky	3
1.3 Vlny v plazmatu	5
1.3.1 Plazmové oscilace	5
1.3.2 Vlny v plazmatu bez vnějšího magnetického pole	5
1.3.3 Vlny ve studeném plazmatu s vnějším magnetickým polem	6
1.3.4 Elektronové cyklotronové vlny v horkém plazmatu	9
1.4 Elektronová cyklotronová emise	11
2 Diagnostika ECE pomocí radiometru	14
2.1 Součásti radiometru	15
2.2 Typy radiometrů	16
2.2.1 Mřížkové spektrometry	16
2.2.2 Heterodynní radiometry	17
2.3 Diagnostika ECE na tokamaku COMPASS	19
2.3.1 Design radiometru	19
2.3.2 Kalibrace	20
3 Experimentální výsledky	22
3.1 Charakteristika signálu	23
3.2 Zpracování signálu	23
3.2.1 Kalibrace signálu	24
3.3 Selekcce dat	26

3.4	Analýza	29
3.4.1	Optická tloušťka	29
3.4.2	Vliv netermálních částic	32
3.4.3	Srovnání dat s Thomsonovým rozptylem	36
3.5	Možnosti vylepšení diagnostiky	38
	Závěr	40
	Reference	41

Úvod

Spotřeba energií na světě stále roste. Tato skutečnost je dána industrializací, lidským pokrokem a snahou zjednodušovat si každodenní život. Dnes je hlavním zdrojem energie spalování fosilních paliv. Vzhledem k jejich vyčerpatelnosti a zvyšující se těžbě, která převyšuje objem nově objevených nalezišť, je potřeba najít nové stabilní zdroje.

V úvahu přichází obnovitelné zdroje v podobě biomasy a vodních, větrných a solárních elektráren. Tyto elektrárny se však potýkají s vysokou ekologickou zátěží při jejich vzniku a likvidaci. Další možností je zdokonalování současných jaderných elektráren. Problémem se zdá být nepříliš vysoká popularita u širší veřejnosti, jenž je dána přehnaným strachem z jadra, a produkce radioaktivního odpadu. Jedním z řešení může být koncept termojaderných fúzních elektráren.

Objevení slučování jader, neboli fúze, se datuje do 40. let minulého století. Od té doby se vědci zabývají otázkou zvládnutí této reakce za účelem získání energie. To je možné díky tomu, že součet klidových hmotností lehkých jader je větší než klidová hmotnost většího jádra vzniklého jejich sloučením. Popsaný proces je zdrojem energie Slunce. Pro sloučení dvou lehkých jader je potřeba překonat Coulombovskou bariéru, kterou jsou obě částice odpuzovány. Z uvedeného důvodu se pro lidstvo jeví nejlepší fúze termojaderná, kde částice získávají rychlost tepelným pohybem.

Pohybujeme-li se v teplotách v řádech milionů Kelvinů, hmota se vyskytuje ve formě plazmatu. Dnes existují dva způsoby vytvoření a udržení plazmatu. Prvním je inerciální udržení, které udržuje palivo jen díky její setrvačnosti a které má pulzní charakter. Druhým a slibnějším přístupem je udržení magnetické, kdy je plazma udržováno magnetickým polem. Zmíněný přístup má nejbližší k realizaci termojaderné fúzní elektrárny. Přístroje, jež fungují na takovém principu, jsou mimo jiné stelarátory a tokamaky.

Stabilní dlouhodobé udržení reakce v tokamacích naráží na mnohé problémy s chováním plazmatu. Pochopení všech jevů vyskytujících se ve vysokoteplotním plazmatu lidem brání dopracovat se k řízené, ekonomicky využitelné fúzi. Proto je potřeba plazma dostatečně popsat a umět pozorovat různé problematické jevy, které se v něm odehrávají. Pro správnou charakteristiku plazmatu je důležité vyvinout dostatečně přesné diagnostické metody, jenž mohou poskytnout důvěryhodné výsledky. Takových metod existuje několik a liší se tím, jaký parametr plazmatu sledují, jak samotné měření ovlivňuje experiment nebo jakou používají technologii [1].

Na tokamacích se využívá magnetických diagnostik, reciprokových sond a vlnových metod jak aktivních, tak pasivních. Ty vynikají přesností a kontinuálním výstupem. Aktivní vlnové diagnostiky vysílají elektromagnetické vlny do plazmatu a zkoumají odraz nebo průchod prostředím. Pasivní metody zachytávají signál, jež vysílá samotné plazma. Jednou z nich je sledování elektronové cyklotronové emise (ECE), kterou plazma vyzařuje.

Studii ECE na tokamaku COMPASS a teorií šíření vln v plazmatu se zabývá tato bakalářská práce.

Kapitola 1

Teoretický úvod

1.1 Definice a vlastnosti plazmatu

Plazma je kvazineutrální plyn nabitých a neutrálních částic, který vykazuje kolektivní chování [2].

Kvazineutralitou se rozumí fakt, že se větší objem plazmatu jeví neutrální, přestože obsahuje výrazné množství nabitých částic. Tuto vlastnost přiřazujeme plazmatu, jež má charakteristický rozměr L větší než je Debyova délka. To je vzdálenost, na které je elektrický potenciál náboje vloženého do plazmatu odstíněn na $1/e$ původní hodnoty nebo na kterou se mohou vzdálit oblaka kladných a záporných nábojů. Má tvar

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}}, \quad (1.1)$$

kde e a n_e jsou náboj a hustota elektronu, ε_0 permitivita vakua, T_e elektronová teplota a k_B Boltzmannova konstanta.

Kolektivním chováním se myslí vzájemné působení částic plazmatu elektromagnetickými silami, jež mají větší dosah než působení binárních srážek [2]. Změna systému v důsledku srážek je charakterizována srážkovou frekvencí ν , což je převrácená hodnota průměrné doby, za níž částice ztratí hybnost v původním směru. Jeden z důsledků elektromagnetické interakce je popsán elektronovou plazmovou frekvencí

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0}}, \quad (1.2)$$

kde m_e je hmotnost elektronu. Je to frekvence kmitání elektronového oblaku okolo oblaku iontového. Kolektivní chování pak de facto znamená splnění $\nu \ll \omega_{pe}$.

Z předchozí definice je vidět, že plazma je charakterizováno především hustotou elektronů n_e , popřípadě iontů n_i , a jejich teplotami T_e , resp. T_i . Obecně lze zavést teplotu plazmatu T , kde se vychází z Maxwellova rozdělení rychlosti částic. Z něho pak plyne vztah mezi střední kinetickou energií a teplotou $E_{st} = \frac{1}{2} k_B T$ pro jeden stupeň volnosti. K udávání

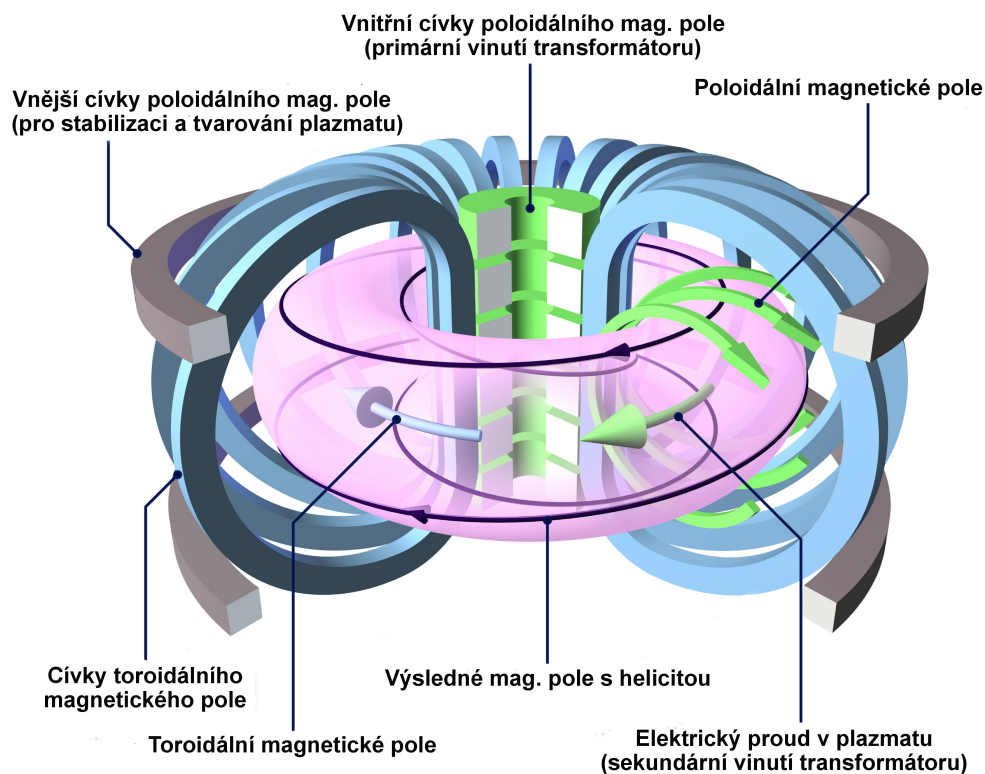
teploty lze použít energii odpovídající $k_B T$. To opravňuje používat převodní vztah

$$1 \text{ eV} = 11\,600 \text{ K}. \quad (1.3)$$

Plazma se ve vesmíru vyskytuje v nejrůznějších formách v rozmezí hustot přibližně od 1 do 10^{35} m^{-3} a teplot od 10^{-4} do 10^9 eV .

V tokamacích se setkáváme s plazmatem o hustotách přibližně $10^{19}–10^{20} \text{ m}^{-3}$ a teplotách pohybujících se v intervalu $1–10^3 \text{ eV}$.

1.2 Tokamaky



Obr. 1.1: Schéma tokamaku, převzato z [3] a upraveno.

Tokamak (zkratka z ruského „*toroidalnaja kamera s magnitnymi katuskami*“) je zařízení pro magnetické udržení plazmatu s komorou ve tvaru toroidu. Magnetické pole zabraňuje kontaktu plazmy a stěny komory. Samotné toroidální magnetické však není schopné plazma udržet, proto je potřeba využít i pole poloidální. Vytvořeno je především díky proudu v plazmatu pohybujícího se v toroidálním směru. Kombinace obou polí vytváří helikální síločáry magnetického pole, jak je vidět na Obr. 1.1 .

Stejný proud také zajišťuje ohřev plazmatu Jouleovým jevem. Tímto způsobem může být v tokamaku dosaženo teploty přibližně milion kelvinů [4]. Pro účely termojaderné fúze

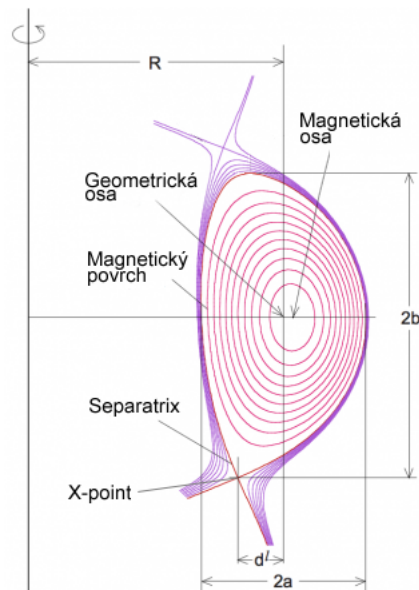
zmíněná teplota ovšem nestačí a je využíváno dalších systémů dodatečného ohřevu. Tyto systémy jsou založené buď na vysílání neutrálních svazků částic do plazmatu, nebo na absorpci elektromagnetických vln s určitou rezonanční frekvencí. Nejčastější je ohřev pomocí vln s iontovou nebo elektronovou cyklotronní frekvencí.

Kvalitu udržení silně ovlivňuje geometrie tokamaku. Postupem času se upouští od komor s kruhovým průřezem. Konstrukce cívek toroidálního magnetického pole způsobuje silnější pole na vnitřní straně tzv. High Field Side (HFS) a naopak slabší na tzv. Low Field Side (LFS). Magnetické pole je v tokamacích nepřímě závislé na vzdálenosti od osy toroidu R , tedy $B \sim \frac{1}{R}$. Díky této vlastnosti se průřez tokamaků modifikoval do tvaru písmene D, kde se větší část plazmatu vyskytuje v místě s vyšším magnetickým polem. Dalším problémem je stále výskyt částic, které nalétávají na stěnu komory a znečišťují plazma. Je žádoucí definovat oblast uzavřených magnetických siločár, tedy oblast plazmatu, jež přímo neatakuje komoru. Hranice mezi oblastí s uzavřenými a neuzavřenými siločárami se nazývá separatrix. Mimo něj je definován tzv. Scrape-Off Layer (SOL). Danou nežádoucí oblast je možné separovat umístěním limiteru nebo divertoru. Limiter je objekt z velmi odolného materiálu, který je připevněn ke komoře po celém jejím obvodu a limituje objem, v němž se uzavřené siločáry magnetického pole v tokamaku vyskytují. Naopak konfigurace divertoru pracuje s vytvořením tzv. X-pointu, který vidíme na Obr. 1.2, což je singularita magnetických povrchů. Těžké nečistoty a částice ze SOL jsou tak přiváděny do zmíněného divertoru.

Současné tokamaky operují v pulzním režimu, neboť v transformátoru nemůžeme zvyšovat stejnosměrný proud do nekonečna. Do budoucna se budou moci jednotlivé výstřely (shoty) prodloužit tzv. vlečením proudu. Nyní se však nepoužívá, protože se pracuje v experimentálním režimu a vlečení proudu by bylo energeticky náročné [3].

Experimentální část této bakalářské práce se uskutečnila na tokamaku COMPASS, hlavním zařízením typu tokamak na Ústavu fyziky plazmatu AV ČR v.v.i., což je menší tokamak, jenž dokáže operovat s H-mód režimem udržení. Díky jeho geometrii se řadí k tzv. ITER-like tokamakům. I jeho poznatky se uplatní při konstrukci tokamaku ITER v Cadarache ve Francii. Důležitými parametry jsou hlavní poloměr $R = 0,56$ m, vedlejší poloměr $a = 0,23$ m a maximální magnetické pole, kterého je tokamak schopen dosáhnout, $B_T = 2,1$ T [6].

Výzkum na tomto zařízení se soustředí na fyziku okrajového plazmatu, ubíhající elektrony, zdokonalování diagnostických metod a modelování chování plazmatu v tokamaku.



Obr. 1.2: Geometrie tokamaku, převzato z [5] a upraveno.

1.3 Vlny v plazmatu

1.3.1 Plazmové oscilace

Základním typem vln v plazmatu jsou plazmové oscilace nastíněné v kap. 1.1. Jakmile jsou elektrony posunuty vůči homogennímu iontovému pozadí, vytvořené elektrické pole se snaží elektrony přiblížit zpět do rovnovážné polohy. Elektrony se díky setrvačnosti dostanou na druhou stranu a vzniká tak kmitání s frekvencí (1.2), které je odvozeno z linearizované pohybové rovnice elektronu v elektrickém poli

$$m \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -e \mathbf{E}, \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \mathbf{v}) = 0, \quad (1.5)$$

rovnice kontinuity elektronů (1.5) a z Maxwellových rovnic (1.8) za předpokladu harmonického chování veličin. Kvůli vysoké frekvenci kmitání elektronů těžké ionty nestíhají reagovat na změny elektrického pole a můžeme je považovat za téměř nehybné. Tepelný pohyb elektronů přenáší informaci o dění v oblasti oscilace a dává vzniknout plazmové vlně. Disperzní vztah pro takovou vlnu získáme přičtením vlivu tlaku do pohybové rovnice. Dostáváme

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \frac{3}{2} k^2 v_{th}^2, \quad (1.6)$$

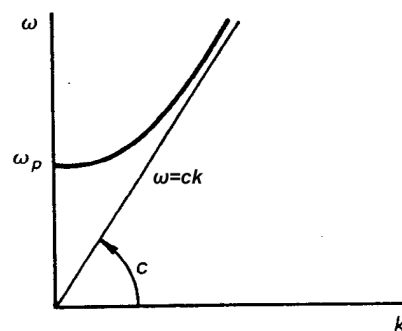
kde v_{th} je tepelná rychlost elektronů daná přepisem $v_{th}^2 = \frac{2kT_e}{m_e}$.

1.3.2 Vlny v plazmatu bez vnějšího magnetického pole

Zdrojem vln v plazmatu může být i dopadající elektromagnetická vlna. Nejjednodušším případem je plazma, na které nepůsobí vnější magnetické pole. Pro vlny ve vakuu platí $\omega^2 = c^2 k^2$, kde $\mathbf{k}$ je vlnový vektor dané vlny o velikosti k a c je rychlost světla. Na rozdíl od vakua se v plazmatu objevují poruchové proudy vyvolané pohybem nabitých částic. Je-li frekvence vlny dostatečně vysoká, jsou poruchové proudy vyvolány pouze pohybem elektronů a mají tvar $\mathbf{j} = -n_e e \mathbf{v}_e$, kde $\mathbf{v}_e$ je rychlost elektronů. Obdobným postupem jako v předchozí kapitole, z pohybových rovnic, rovnice kontinuity a Maxwellových rovnic, lze získat disperzní vztah v upraveném tvaru

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + c^2 k^2. \quad (1.7)$$

Pro tento disperzní vztah je stěžejní existence tzv. mezní frekvence. Je-li vyslána do oblasti plazmatu s plazmovou frekvencí ω_{pe} vlna s frekvencí $\omega < \omega_{pe}$, pak k je ryze imaginární. Daná vlna se v takovém prostředí nebude šířit a exponenciálně se utlumí [2]. V takovém případě jde fázová rychlost v_f k nekonečnu a grupová rychlost v_g k nule. Vlna není schopná přenášet informaci.



Obr. 1.3: Disperzní křivka, převzato z [2] a upraveno.

1.3.3 Vlny ve studeném plazmatu s vnějším magnetickým polem

Další text je zaměřen na propagaci vln v plazmatu v homogenním magnetickém poli. Pro jednoduchost se zpočátku zanedbávají srážky částic. Opět se uvažují pouze vysoko-frekvenční vlny, kdy lze zanedbat vliv pohybu iontů. Maxwellovy rovnice v jednotkách SI mají tvar

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{\rho}{\varepsilon_0}, & \nabla \times \mathbf{B} - \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} &= \mu_0 \mathbf{j}, \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0, & \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0.\end{aligned}\tag{1.8}$$

Všechny veličiny se dají rozdělit na „rovnovážnou“ v čase neměnnou část a na „poruchovou“ část a jsou označeny postupně indexy 0 a 1. V následujícím textu nesou tyto části označení nultý a první řád veličiny. Poté se předpokládá u poruchových složek, že se mění jako $\sim \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$. Uvažuje-li se malá amplituda oscilací, mohou se vyšší řády zanedbat. Pak je zapisujeme ve tvaru

$$\begin{aligned}n_e &= n_0 + n_1 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \\ \mathbf{v}_e &= \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \\ \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}.\end{aligned}\tag{1.9}$$

Pro budoucí výpočty je výhodné zahrnout proudovou hustotu $\mathbf{j}$ do vektoru elektrické indukce $\mathbf{D}$, tedy brát proudovou hustotu jako důsledek poruchy rozmístění náboje v dielektriku. Ampérův zákon pak přejde do

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}.\tag{1.10}$$

S použitím předpokladu (1.9) pro proudovou hustotu a z Faradayova zákona se získá tvar elektrické indukce

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + \frac{i}{\varepsilon_0 \omega} \mathbf{j}.\tag{1.11}$$

Z definice proudové hustoty a vektoru elektrické indukce nakonec plyne důležitý vztah

$$\mathbf{j} = -n_e e \mathbf{v} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{E} = i \varepsilon_0 \omega (\mathbf{I} - \boldsymbol{\varepsilon}) \cdot \mathbf{E},\tag{1.12}$$

kde $\boldsymbol{\varepsilon}$ je dielektrický tenzor a $\boldsymbol{\sigma}$ tenzor konduktivity. Složky dielektrického tenzoru $\boldsymbol{\varepsilon}$ nejsou všechny nezávislé. Tuto vlastnost lze potvrdit při představě kartézské soustavy souřadnic (x_1, x_2, x_3) , kde vnější magnetické pole $\mathbf{B}_0$ směřuje podél x_3 a vlnový vektor $\mathbf{k}$ leží v rovině (x_1, x_3) a svírá s x_3 úhel θ . Obrácení směrů $\mathbf{B}_0$ a $\mathbf{k}$ je ekvivalentní rotaci okolo x_2 o 180° . Dielektrický tenzor má tedy jen šest nezávislých složek, jak je ukázáno v [7]. Je-li přidána nezávislost $\boldsymbol{\varepsilon}$ na $\mathbf{k}$, tedy invariance vůči rotaci okolo x_3 , má v tomto případě dielektrický tenzor tvar

$$\boldsymbol{\varepsilon}(\omega, \mathbf{B}_0) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & 0 \\ -\varepsilon_{12} & \varepsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{pmatrix}.\tag{1.13}$$

K odvození tvaru složek zmíněného tenzoru je potřeba vyřešit pohybovou rovnici pro elektron v elektromagnetickém poli, jenž má tvar

$$-i\omega m_e \mathbf{v}_e = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}_0), \quad (1.14)$$

kde $\mathbf{B}_0$ je konstantní magnetické pole a tedy veličina nultého řádu, naproti tomu $\mathbf{v}_e$ a $\mathbf{E}$ jsou veličiny prvního řádu (vyšší řády zanedbáváme) a lze tak vynechat indexování. Soustava souřadnic byla zvolena tak, aby směr magnetického pole směřoval podél $\hat{\mathbf{z}}$ osy, tedy $\mathbf{B}_0 = \hat{\mathbf{z}}B_0$. Rovnice (1.14) zapsaná po složkách dává

$$\begin{aligned} v_1 &= -i \frac{1}{B_0} \frac{\omega_c}{\omega} \frac{1}{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}} \left(E_1 - i \frac{\omega_c}{\omega} E_2 \right), \\ v_2 &= -i \frac{1}{B_0} \frac{\omega_c}{\omega} \frac{1}{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}} \left(E_2 + i \frac{\omega_c}{\omega} E_1 \right), \\ v_3 &= -i \frac{1}{B_0} \frac{\omega_c}{\omega} E_3, \end{aligned} \quad (1.15)$$

kde

$$\omega_c = \frac{eB_0}{m_e} \quad (1.16)$$

je elektronová cyklotronová frekvence. Spolu se vztahem (1.12) lze získat složky dielektrického tenzoru

$$\varepsilon_{11} = 1 - \frac{X}{1 - Y^2}, \quad \varepsilon_{12} = i \frac{XY}{1 - Y^2}, \quad \varepsilon_{33} = 1 - X \quad (1.17)$$

s $X = (\omega_{pe}/\omega)^2$ a $Y = \omega_c/\omega$ [7].

Nyní zbývá odvodit disperzní vztah pro vlny ve studeném plazmatu. Z kombinace Faradayova a upraveného Ampérova zákona (1.10) plyne rovnice pro elektrické pole vlny

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) + \frac{1}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{E}) = 0, \quad (1.18)$$

jež přechází do soustavy homogenních algebraických rovnic

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) + \frac{\omega^2}{c} \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{E} = 0. \quad (1.19)$$

Tato soustava se zjednoduší na tvar $\mathbb{D} \cdot \mathbf{E} = 0$, kde

$$\mathbb{D} = \begin{pmatrix} -k_z^2 & 0 & k_x k_z \\ 0 & -k_x^2 - k_z^2 & 0 \\ k_z k_x & 0 & -k_x^2 \end{pmatrix} + \frac{\omega^2}{c} \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & 0 \\ -\varepsilon_{12} & \varepsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

při volbě $k_y = 0$. Podmínka na existenci netriviálního řešení takovéto soustavy $\det(\mathbb{D}) = 0$ poskytuje kýžený disperzní vztah

$$D(\mathbf{k}, \omega) \equiv \frac{c^4}{\omega^4} k_x^4 \varepsilon_{11} - \frac{c^2}{\omega^2} k_x^2 \left[\varepsilon_{12}^2 + (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{33}) \left(\varepsilon_{11} - \frac{c^2}{\omega^2} k_z^2 \right) \right] + \varepsilon_{33} \left[\left(\varepsilon_{11} - \frac{c^2}{\omega^2} k_z^2 \right)^2 + \varepsilon_{12}^2 \right] = 0. \quad (1.21)$$

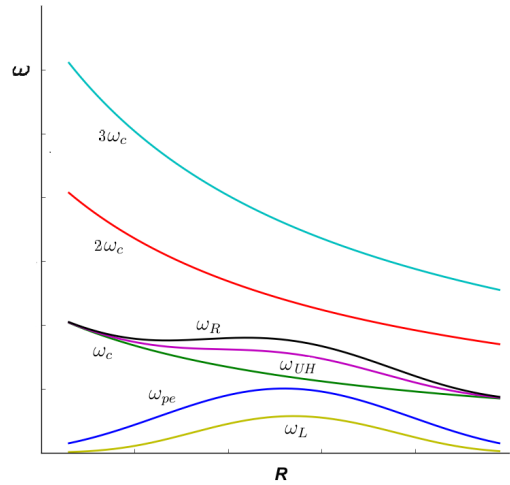
Je-li uvažován úhel θ mezi $\mathbf{k}$ a $\mathbf{B}_0$, je možné zapsat $k_x = k \sin \theta$ a $k_z = k \cos \theta$. Rovnice (1.21) je bikvadratickou rovnicí. Spolu se zavedením optického indexu $\mathbf{N} = \mathbf{k}c/\omega$ je řešením rovnice ve tvaru Appleton-Hartreeho formule [7]

$$N^2 = 1 - \frac{2X(1 - X)}{2(1 - X) - Y^2 \sin^2 \theta \pm [Y^4 \sin^4 \theta + 4Y^2(1 - X)^2 \cos^2 \theta]^{1/2}}. \quad (1.22)$$

Znaménko v rovnici výše rozdělí řešení na dva případy, resp. módy. Jedním z nich je mimořádný (X) mód s elektrickým polem kolmým ke směru vnějšího magnetického pole a jedná se o elipticky polarizovanou vlnu s nenulovým E_x . Druhým je řádný (O) mód s elektrickým polem rovnoběžným ke směru vnějšího magnetického pole a jde o lineárně polarizovanou vlnu, při šikmém šíření se jedná o vlnu s eliptickou polarizací. Při $\theta = 0$, tedy $k_x = 0$, existují kromě plazmových podélných oscilací (kap. 1.3.1), jež nepřenášejí informaci, také dva kruhově polarizované módy s opačnými polarizacemi [19].

Dříve než se začne rozebírat význam odvozeného disperzního vztahu, je vhodné si definovat důležité pojmy jako jsou mezní frekvence, neboli cutoff [katof], a rezonance. Cutoff je případ, kdy N^2 klesá k nule, tedy vlnová délka jde do nekonečna. Pro případ rezonance naopak platí $N^2 \rightarrow \infty$ a vlnová délka jde k nule. V oblasti cutoffu se vlna odráží nebo se ve specifických případech protuneluje. V oblasti rezonance je absorbována.

Pro vyšetření podmínek pro cutoffy O-módu a X-módu stačí pouze disperzní vztah (1.21). Pro splnění podmínky $N^2 = 0$ je nutné, aby byl třetí člen na levé straně roven nule. To je splněno při $X = 1$ ($\varepsilon_{33} = 0$) pro řádnou vlnu a při $X = 1 \pm Y$ ($(\varepsilon_{11} - N_z^2)^2 + \varepsilon_{12}^2 = 0$) pro mimořádnou. V druhém případě se mluví po řadě o pravotočivém (R) a levotočivém (L) cutoffu.



Obr. 1.4: Cyklotronové, cutoffové a rezonanční frekvence pro plazma v tokamaku.

Cutoffové frekvence tedy jsou

$$\begin{aligned}\omega_O &= \omega_{pe}, \\ \omega_R &= \left(\frac{\omega_c^2}{4} + \omega_{pe} \right)^{1/2} + \frac{\omega_c}{2}, \\ \omega_L &= \left(\frac{\omega_c^2}{4} + \omega_{pe} \right)^{1/2} - \frac{\omega_c}{2}.\end{aligned}\tag{1.23}$$

Pro rezonanční frekvence musí být splněna podmínka

$$X = \frac{1 - Y^2}{1 - Y^2 \cos^2 \theta},\tag{1.24}$$

která pro $\theta = \pi/2$ nastane při tzv. horní hybridní rezonanční frekvenci

$$\omega_{UH} = (\omega_c + \omega_{pe})^{1/2}.\tag{1.25}$$

V takovém místě selhává model studeného plazmatu. Z předchozího textu je vidět, že problematika vln v plazmatu obnáší některé složité vlastnosti. Jejich povaha se rapidně mění s úhlem, pod kterým jsou vysílány do plazmatu, popřípadě z něj vyzařovány. Toto zabraňuje plnému porozumění komplexních fyzikálních procesů, jež se odehrávají v horkém plazmatu.

1.3.4 Elektronové cyklotronové vlny v horkém plazmatu

Předchozí popsaný model zanedbává některé důležité vlastnosti plazmatu v tokamaku. Jednou z nich je absorpce záření podél trajektorie. Ve studeném plazmatu se také nevyskytují relativistické jevy, které hrají nemalou roli při určování cutoffů. Tato část textu se bude orientovat čistě na takzvané **elektronové cyklotronové vlny**, což jsou vlny o frekvenci srovnatelné s elektronovou cyklotronovou frekvencí (ω_c), popř. s jejími násobky.

V horkém plazmatu nelze zanedbat absorpci vln podél trajektorie, jež je vyvolána kinetickými efekty. Ty zanášejí do dielektrického tenzoru anti-hermitovské komponenty a řešením disperzního vztahu se pak stává komplexní vlnový vektor $\mathbf{k} = \mathbf{k}_r + i\mathbf{k}_i$. Pro případ diagnostiky plazmatu se využívá pouze případ $|\mathbf{k}_r| \gg |\mathbf{k}_i|$. Disperzní vztah je stále ve tvaru polynomu čtvrtého stupně pro N_x

$$D = \varepsilon_{11} N_x^4 + P = 0,\tag{1.26}$$

ale D je komplexní a P je polynom třetího stupně. Uvažuje-li se N_x konečné a $\varepsilon_{11} \neq 0$, lze rovnici (1.26) upravit do tvaru

$$F \equiv \frac{D}{\varepsilon_{11}} = N_x^4 + \frac{P}{\varepsilon_{11}} = 0.\tag{1.27}$$

S použitím předchozí podmínky pro velikost imaginárního vlnového vektoru se dá zapsat

$$\begin{aligned} F(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{r}, t) &\approx F_r(\omega, \mathbf{k}_r, \mathbf{r}, t) + iF_i(\omega, \mathbf{k}_r, \mathbf{r}, t) + i\mathbf{k}_i \cdot \nabla_{\mathbf{k}_r} F_r = 0, \\ F_r(\omega, \mathbf{k}_r, \mathbf{r}, t) &= 0, \\ \mathbf{k}_i \cdot \nabla_{\mathbf{k}_r} F_r &= -F_i(\omega, \mathbf{k}_r, \mathbf{r}, t). \end{aligned} \quad (1.28)$$

Z druhé rovnice se získá výraz pro výpočet absorpce vlny mezi dvěma body v plazmatu [7]

$$\int_{s_1}^{s_2} \mathbf{k}_i \, ds = \int_{s_1}^{s_2} \frac{|F_i|}{|\nabla_{\mathbf{k}_r} F_r|} \, ds. \quad (1.29)$$

V horkém plazmatu se může rychlost částic blížit k rychlosti světla. V takovém případě se musí započítat i relativistické jevy. Z kinetické teorie, resp. z relativistické bezesrážkové Boltzmannovy rovnice pro elektron, plyne

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} - e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = 0, \quad (1.30)$$

kde $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ je distribuční funkce elektronu, $-e$ je jeho náboj a $\mathbf{p}$ relativistická hybnost dána přepisem

$$\mathbf{p} = \gamma m_e \mathbf{v}. \quad (1.31)$$

Symbol γ představuje Lorentzův faktor, tedy $\gamma = [1 + (p/m_e c)^2]^{1/2} = [1 - (v/c)^2]^{-1/2}$. K odvození disperzního vztahu je nezbytné, stejně jako v předchozím případě, nalézt proudovou hustotu indukovanou vlněním. Nyní má tvar

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = -e \int \mathbf{v} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \, d\mathbf{v}, \quad (1.32)$$

pomocí něhož lze následně vyjádřit dielektrický tenzor. Průběh celého odvození je nad rámec této práce a výsledek pro izotropní rozdělovací funkci $f = f(p)$ je odvozen v [7, 8, 9, 10]. Relativistické efekty v prostředí tokamaku mají vliv na cutoffové podmínky. Ve [11] je ukázáno, že se nemusí tyto efekty pracně započítávat. Stačí, když se použijí cutoffové podmínky pro studené plazma spolu s pozměněnou elektronovou hmotností

$$m = m_e \left(1 + \frac{5}{\mu} \right)^{1/2}, \quad (1.33)$$

kde $\mu = m_e c^2 / T_e$. Tato oprava je nutná pro teploty nad 25 keV. Při vysokých rychlostech se zároveň změní i elektronová cyklotronová frekvence

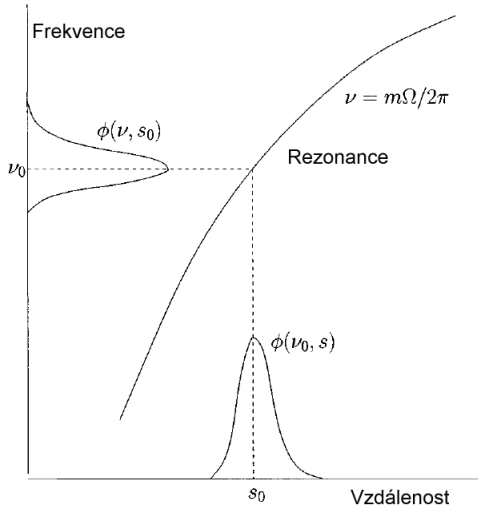
$$\omega_c = \frac{eB_0}{m_e \gamma}. \quad (1.34)$$

1.4 Elektronová cyklotronová emise

Elektrony v plazmatu vyzařují elektromagnetické záření o cyklotronové frekvenci. Je to způsobeno pohybem po kružnici o Larmorově poloměru podél vnějšího magnetického pole $\mathbf{B}_0$. Na první pohled by se mohlo zdát, že emise a absorpce je možná pouze při $\omega = \omega_c$ a že se jedná o čárové spektrum. Započtením výše uvedených jevů a dalších nehomogenních jevů se interval frekvencí, jenž lze při emisi uvažovat, rozšíří. Cyklotronové emisní spektrum se změní v široké kontinuum. Frekvence, na níž je elektron, pohybující se rychlostí $\mathbf{v}$, schopen vstřebat nebo vyzářit vlny o vlnovém vektoru $\mathbf{k}$, za přispění n -té harmonické cyklotronní frekvence, je vyjádřena vztahem

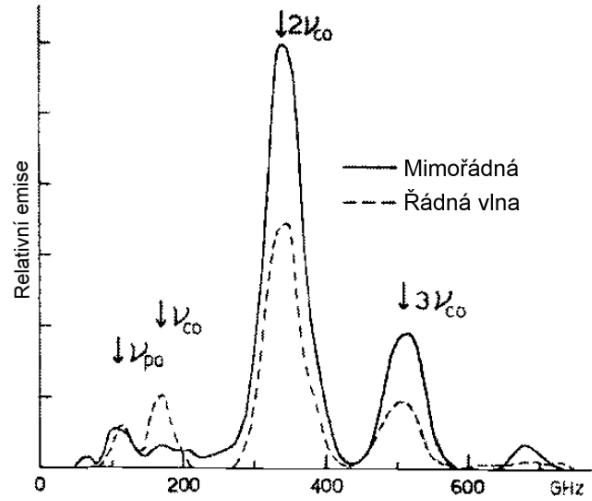
$$\omega = n\omega_c(v) + k_{\parallel}v_{\parallel}. \quad (1.35)$$

Index $\parallel$ označuje složku rovnoběžnou k vnějšímu magnetickému poli $\mathbf{B}_0$ a ω_c z (1.34). Druhý člen na pravé straně vyjadřuje podélný Dopplerův jev.



Obr. 1.5: Závislost vyzařované frekvence na pozici v plazmatu.

ν značí cyklotronní resonanci, v místě s_0 o frekvenci ν_0 s prostorovým a spektrálním rozložením $\phi(\nu_0, s)$ a $\phi(\nu, s_0)$. Převzato z [1] a upraveno.



Obr. 1.6: Typické cyklotronové emisní spektrum plazmatu v tokamaku pro případ $\omega_p < \omega_c$. ν_{po} a $n \cdot \nu_{co}$ značí plazmovou a cyklotronní harmonickou frekvenci. Převzato z [1] a upraveno.

Elektronová cyklotronová emise (ECE) se dá úspěšně použít jako diagnostika u přístrojů s magnetickým udržením, tedy v tokamacích. V těchto experimentech je přesně známo toroidální magnetické pole, které je úměrné $1/R$, kde R je hlavní radius. Je získána závislost mezi emitovanou frekvencí a místem v plazmatu, jak je vidět na Obr. 1.5. V případě Maxwellovského rozdělení rychlostí elektronů může být intenzita záření úměrná elektronové

teplotě. Je-li záření plazmatu v tokamaku považováno za záření absolutně černého tělesa, lze zapsat jeho intenzitu ve tvaru

$$I(\omega) = \frac{\omega^2 T_e}{8\pi^3 c^2}. \quad (1.36)$$

Byla použita Rayleigh-Jeansova aproximace pro $\hbar\omega \ll kT_e$, kde $\hbar$ je redukovaná Planckova konstanta a T_e elektronová teplota. Intenzita záření však jako diagnostika sama o sobě nestačí. Musí se započítat transport záření z místa emise v plazmatu do antény. Ten je dán rovnicí

$$\frac{dI}{ds} = j(\omega) - I \cdot \alpha(\omega), \quad (1.37)$$

kde s je dráha paprsku, α koeficient absorpce a j emisivita. Zmíněnou diferenciální rovnici lze integrovat a vyřešit, přičemž se objeví optická hloubka [12]

$$I(s_2) = I(s_1)e^{-\tau_{21}} + \frac{j}{\alpha} [1 - e^{-\tau_{21}}], \quad \tau_{21} = \tau_2 - \tau_1 \quad (1.38)$$

$$\tau = \int \alpha(\omega) ds.$$

Pokud optická hloubka odpovídá vzdálenosti trajektorie vlny v plazmatu, mluví se o optické tloušťce. Pro $\tau \gg 1$ se označuje plazma za opticky tlusté a emise se skutečně považuje za záření absolutně černého tělesa. Platí také Kirchhoffův zákon

$$I(\omega) = \frac{j}{\alpha}, \quad (1.39)$$

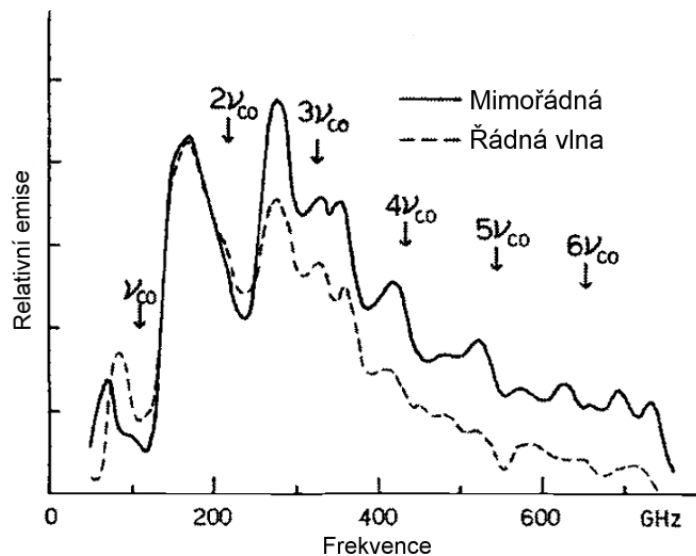
který říká, že poměr emisního a absorpčního koeficientu je konstantní a rovný právě intenzitě záření černého tělesa. Pro $\tau \ll 1$ se považuje plazma za opticky tenké a v této oblasti se absorpce a emise zanedbává [10].

Radiometrie má přesnost v řádech centimetrů v závislosti na gradientu magnetického pole. Je směrodatná v oblastech s dostatečnou optickou tloušťkou, ale s nízkou hustotou elektronů tak, aby ω_c (popř. $2\omega_c$) byla vyšší než cutoffové frekvence O-módu a X-módu. Spektrum záření plazmatu v tokamaku pro takový případ a hodnoty cyklotronových frekvencí jsou vidět na Obr. 1.6 a Obr. 1.4

Neplatí-li Maxwelllovské rozdělení rychlostí elektronů, Kirchhoffův zákon nadále také neplatí. Je nutné absorpční a emisní koeficienty počítat samostatně. Je-li porucha Maxwelllovského rozdělení způsobena netermálními vysokoenergetickými částicemi, musíme opustit i častou aproximaci $v/c \ll 1$. Intenzita emise se zvyšuje s energií elektronu v podélném směru, takže i zlomek vysokoenergetických elektronů může silně ovlivnit výsledek měření. Je potřeba si tedy dávat pozor, jestli měření záření opravdu souvisí s elektronovou teplotou. Na druhou stranu ovšem získáváme mocný nástroj na měření např. runaway elektronů (RE), což jsou relativistické elektrony urychlené toroidálním elektrickým polem. ECE dokáže s krátkým časovým intervalem předpovídat výskyt RE. Frekvence záření z těchto rychlých elektronů bude posunuta a faktor γ .

Obecně se dá říci, že se komplikuje prostorové rozlišení přijímaných frekvencí a že v přijímaném signálu bude převažovat emise z RE. Elektronové cyklotronové emisní spektrum se znepřehlední a bude mít tvar jako na Obr. 1.7 [1].

EC vlny se mimo diagnostiku dají uplatnit i při dodatečném ohřevu. Na principu vysílání vln s elektronovou cyklotronovou frekvencí pracuje mikrovlnný ohřev.



Obr. 1.7: Typické cyklotronové emisní spektrum plazmatu v tokamaku v případě výskytu většího podílu netermálních elektronů. Převzato z [1] a upraveno.

Kapitola 2

Diagnostika ECE pomocí radiometru

Magneticky udržené plazma v tokamacích emituje EC vlny s cyklotronovou frekvencí a s jejími harmonickými frekvencemi jak v O-módu tak v X-módu. Detekce ECE v těchto zařízeních umožňuje využít zjištění místa vzniku přijímaného záření. Nejčastěji se pro měření používá první harmonická frekvence O-módu (O1) a druhá harmonická frekvence X-módu (X2), neboť za okolností popsaných v kap. 1.4 splňují podmínku pro záření absolutně černého tělesa. Pak lze určit lokální elektronovou teplotu měřením radiační teploty v závislosti na frekvenci. Pro X2 jsou požadovány teploty větší než 100 eV a hustota větší než několiknásobek 10^{19} m^{-3} . Další harmonické frekvence potřebují vyšší hodnoty teplot a hustot pro dosažení vlastností záření absolutně černého tělesa.

Protože pozorované spektrum je výsledkem postupné emise a reabsorpce podél trajektorie záření, je nejjednodušší lokalizovanou teplotu měřit podél hlavního poloměru. Z důvodů snadnějšího přístupu k diagnostice je výhodné detekovat signál ze strany slabšího magnetického pole (LFS). Při jakémkoliv jiném poloidálním úhlu by bylo měření značně obtížné. Je ještě možné měřit vertikálně nebo v malém toroidálním úhlu. V takovém případě jsou pro přesné měření elektronové teploty zapotřebí výpočetní kódy [13].

Jeden z nástrojů, jak měřit ECE v experimentech s magnetickým udržením, je radiometr. Nyní budou přiblíženy jeho základní části. Aparatura se skládá z antény, která zachytává ECE. Může se jednat o trychtýřovou anténu nebo rozšířený vlnovod. Před ní lze umístit libovolný kvazi-optický systém obsahující čočky či zrcadla. Přenos signálu z antény zajišťuje vlnovod, který je z důvodů co nejmenších ztrát dlouhý několik metrů. Aby se vyhnulo špatné interpretaci dat z důvodů změny polarizace ve vlnovodu, většinou se před něj umísťuje polarizátor. Následuje nástroj pro selekci frekvence, nejčastěji rozdělovač, a poté záření putuje do detektoru. Dále se využívají směšovače, které snižují frekvenci signálu, aby s ní další součásti radiometru mohly pracovat.

Každá radiometrická soustava na měření ECE obsahuje tyto základní prvky, avšak jejich provedení, co se technologie týká, je různé. Liší se mimo jiné ve způsobu zachytávání záření, ale hlavně ve zpracování signálu. K problému rozdělení frekvencí a měření intenzity záření o této frekvenci existuje více přístupů, které budou v následujícím textu diskutovány.

2.1 Součásti radiometru

Vlnovod. K přenosu mikrovln mezi zařízeními je využíván tzv. vlnovod. Jde o dutou trubici z vodivého materiálu (kovu). Průřez může být obdélníkový, kruhový, eliptický nebo jakéhokoliv jiného tvaru s rozměry srovnatelnými s délkou vlny. Používají se většinou při přenášení signálu s frekvencí větší než 40 GHz. Na signály pod touto hranicí se čím dál více využívají koaxiální kabely.

Vlnovodem se mohou šířit dva typy vln. Jde o vlny příčně elektrické (TE), které mají nenulové složky intenzity elektrického pole pouze v příčném směru a příčně magnetické (TM), které mají nenulové složky intenzity magnetického pole pouze v příčném směru. Elektromagnetické pole v příčném směru musí splňovat okrajové podmínky na dokonale vodivých stěnách vlnovodu. Tečné složky intenzity elektrického pole musí být nulové a derivace tečných složek intenzity magnetického pole ve směru normály musí být taktéž nulové. Elektromagnetické pole ve vlnovodu může být uspořádáno různými způsoby, jež nazýváme módy. Každý mód má mezní frekvenci, od které se může ve vlnovodu šířit

$$f_{mez} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}, \quad (2.1)$$

kde a a b jsou velikosti stran průřezu obdélníkového vlnovodu, m a n pořadová čísla módu. Pro TM vlny musí být m i n větší než nula, pro TE stačí, aby jedno z čísel bylo nenulové.

Anténa. Zařízení, jež umožňuje elektromagnetickým vlnám přechod z vysílače do prostoru nebo z prostoru do přijímače, nazýváme anténou. Od ní se očekávají dvě hlavní vlastnosti. Za prvé musí vytvořit vhodný přechod mezi vlnovodem a volným prostorem tak, aby byla veškerá přivedená energie vyzářena a žádná se nevracela zpět do vysílače. Za druhé musí mít směrový účinek, tzn. musí soustřeďovat vlny do určitého směru. Základním typem je trychtýřová anténa, jež vzniká rozšířením obdélníkového nebo kruhového vlnovodu jak v rovině elektrického, tak magnetického pole. Poskytuje hladký přechod TM a TE vln ve vlnovodu do TEM módu ve volném prostoru, tedy módu kde neexistuje elektrické a magnetické pole ve směru šíření.

Směšovač. Jedná se o elektrický obvod, ve kterém dochází ke směšování. K procesu, při němž dochází k přeměně vstupního vysokofrekvenčního signálu o frekvenci f_v na vysokofrekvenční signál o jiné frekvenci, zpravidla menší. Směšovač je tvořen vlastním směšovacím obvodem, filtrem a oscilátorem. Ten dodává další signál o jiné frekvenci f_o , než je ona vstupní, přičemž se frekvence signálu může a nemusí měnit. Při směšování nesmí dojít k narušení informačního obsahu vstupního signálu. Existují dva způsoby směšování. První se nazývá aditivní, kde na nelineárním prvku obvodu (diodě, tranzistoru, nebo elektronce) vzniká součet nebo rozdíl vstupního signálu a signálu z oscilátoru. Ve druhém způsobu, tzv. multiplikativním, se signály přivádí na lineární prvek. Výsledný směšovací produkt je roven součinu napětí s oběma frekvencemi. Nejběžněji se používají nelineární diodové součástky, tím pádem aditivní směšování. GaAs Schotkyho dioda dobře splňuje všechny nároky na radiometrii ve fúzních zařízeních.

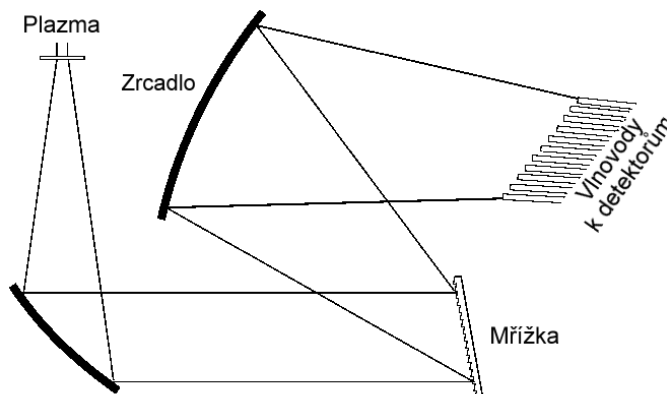
Diodové detektory. Na konci všech přijímačů se vyskytuje detektor. Pro ECE radiometrii je využíváno diodových detektorů, které převádějí signál na stejnosměrné napětí. Jelikož je podstatná hlavně energie signálu, je detektor nejdůležitější součástí. Často se používají p-n diody nebo Schottkyho dioda. U ní se objevuje v reakci na malý radiofrekvenční signál výstup úměrný druhé mocnině amplitudy onoho signálu. Tudíž se měří výkon signálu. Schottkyho dioda je vytvořena spojením kovu a polovodiče. Polovodičem je nejčastěji křemík nebo GaAs typu N, kov je zastoupen zlatem nebo hliníkem. Její voltampérová charakteristika je podobná klasickému přechodu P–N. Hlavní výhodou je, že vedení elektrického proudu je realizováno pouze majoritními nosiči, tedy elektrony. Při difúzi se na okrajích hradlové vrstvy nehromadí minoritní nositelé a doba mezi vznikem a zánikem hradlové vrstvy je tedy velmi krátká. Náboj v kovu je rozptýlen v čase řádově 10^{-13} s, to je výhoda Schottkyho diody pro zpracování signálů s vysokou frekvencí.

2.2 Typy radiometrů

2.2.1 Mřížkové spektrometry

U diagnostiky ECE se vyžaduje vysoké časové rozlišení. Pro tento účel byly vyvinuty spektrometry bez pohyblivých částí. Jejich rozlišení závisí pouze na kvalitě použitých detektorů. Aparatura se skládá z fokusujícího zrcadla, za nímž se vyskytuje mřížka. Díky interferenci lze vypočítat úhly, ve kterých mají jednotlivé vlnové délky (resp. frekvence) interferenční maxima. Do těchto oblastí se pak dají umístit antény s detektory a zkoumat ECE. Tímto způsobem se vytvoří kanály na fixních frekvencích. Místo mřížky se používá také polychromátor, což je zařízení izolující konečný počet úzkých pásů vlnových délek.

Dále se dá využít principu sekvenčních spektrometrů. Spektrum se snímá postupně tím, že se mění intenzita záření dopadajícího na výstup k detektoru se změnou λ . Jde de facto o skenování. V principu stačí zaměnit statickou mřížku (resp. polychromátor) za otáčející. Rychlost otáčení udává časové rozlišení diagnostiky.



Obr. 2.1: Mřížkový spektrometr pro měření ECE, převzato z [7] a upraveno.

Problémem tohoto uspořádání jsou chyby způsobené vyššími interferenčními řádami. Proto je nezbytné přidat filtrování dolní propustí.

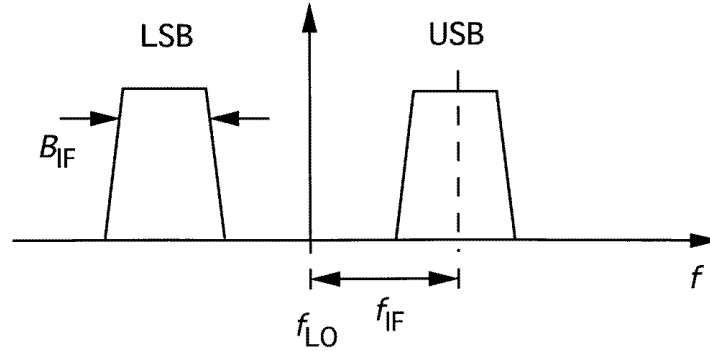
2.2.2 Heterodynní radiometry

Vysokého časového rozlišení dokáží dnes dosáhnout i heterodynní radiometry. Ty se staly standartním nástrojem pro ECE diagnostiku a dosahují nejvyššího spektrálního a časového rozlišení pro měření v omezeném frekvenčním rozsahu. Využívají tzv. heterodynního přijímače, jež snižují frekvenci přichozího záření (RF) za pomoci druhého signálu v oscilátoru (LO) a převádí signál se vstupní frekvencí na signál o střední frekvenci (IF). Hlavními důvody je lepší filtrování a detekce při nižších frekvencích. Šířka spektra RF pro jednu konverzi se pro elektronové teploty v řádu keVů volí v rozmezí 300–1000 MHz, pro nižší teploty na okraji plazmatu můžeme volit šířku 100 MHz [14]. Heterodynních radiometrů, které splňují různé požadavky na přesnost a rozlišení, existuje několik druhů. V následujícím textu si nejpoužívanější typy popíšeme.

Double-sideband přijímač. Tento přijímač je citlivý na nižší a vyšší pásmo frekvencí symetricky rozložené okolo LO frekvence. Okrajové frekvence obou pásem jsou pro nižší (LSB) a vyšší (USB) pásmo

$$\text{LSB} : f_{\text{LO}} - \left(f_{\text{IF}} \pm \frac{1}{2} B_{\text{IF}} \right) \quad \text{USB} : f_{\text{LO}} + \left(f_{\text{IF}} \pm \frac{1}{2} B_{\text{IF}} \right), \quad (2.2)$$

kde f_{IF} je střední frekvence IF a B_{IF} je jeho šířka spektra.



Obr. 2.2: Rozmezí frekvencí pro DSB, převzato z [14].

Rozlišení je dáno výrazem $\Delta f_R = 2f_{\text{IF}} + B_{\text{IF}}$. Aby se dosáhlo potřebné hodnoty rozlišení, f_{IF} a B_{IF} se pohybují v 100 MHz rozsahu. Double-sideband přijímač (DSB) má nejmenší ztráty při konverzi frekvencí a nejmenší šum. Při správném výběru f_{IF} a B_{IF} frekvenční mezera okolo f_{LO} mezi LSB a USB zabraňuje šumu z LO proniknutí do signálu IF.

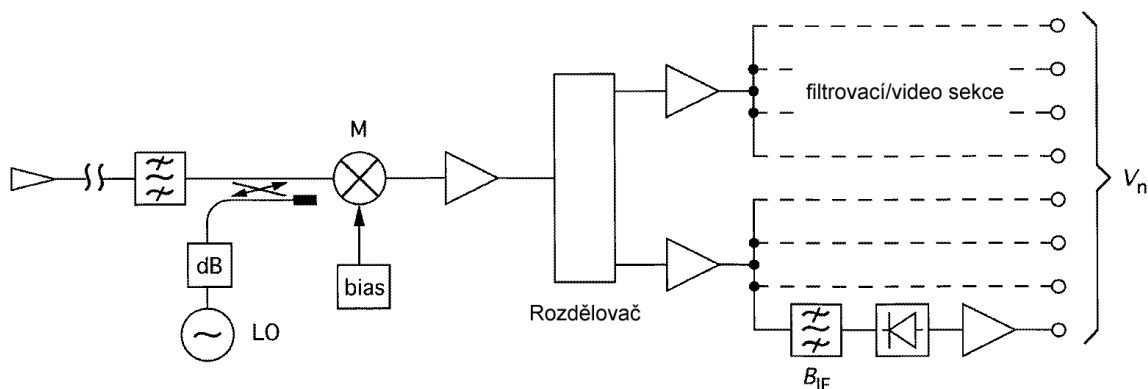
S tímto jedním DSB přijímačem se tedy může za příznivých podmínek měřit teplota na určité pozici v plazmatu jako funkce času. Aby se pokrylo nejlépe celé ECE spektrum,

musí se použít řada těchto přijímačů. Signál přijatý anténou musí být rozdělen za použití frekvenčních rozdělovačů (multiplexorů) [14].

Skenující DSB přijímač. Pro heterodynní radiometry je těžké přesně pracovat na širokém rozsahu frekvencí. Jak už bylo zmíněno, dá se tento problém vyřešit větším počtem jednotlivých přijímačů na fixních frekvencích. Tento systém poskytuje diskrétní měření frekvencí, tedy pozic v plazmatu.

Jiným způsobem lze dosáhnout spojitého měření frekvencí, a to skenováním v určeném frekvenčním rozmezí. V tom případě se upouští od vysokého časového rozlišení, které je nyní závislé na rychlosti rozmítání a šířce pozorovaného spektra. Polovodičové oscilátory mohou rozmítat v 3 ms intervalech. Aby se tento časový interval mohl zkrátit, nemusí rozmítat přes všechny frekvence. Může se použít více oscilátorů a rozmítat jen přes zlomek šířky spektra. Popsaný radiometr se používal na tokamaku TFTR v USA nebo v HL-1M a HT-7 v Číně [14].

Single-sideband přijímač s multikanálovým filtrem. Většinou se však kontinuální měření spektra od ECE diagnostiky nepožaduje. Důležitější je při zkoumání ECE získávat spojitá časová data na fixních diskrétních frekvencích, resp. pozicích v plazmatu. Jako nezbytná se tato vlastnost jeví při zkoumání magnetohydrodynamických jevů, změny teplot a jejich turbulentních fluktuací. Rozlišení frekvencí lze volit počtem kanálů a šířkou jejich spektra. Toho se dá docílit multikanálovým DSB přijímačem, jako se používá na tokamaku COMPASS.



Obr. 2.3: Blokový diagram multikanálového SSB přijímače, převzato z [14] a upraveno. dB je atenuátor, M směšovač, bias přepětí, B_{IF} filtr, v_n počet kanálů.

S použitím směšovače a lokálního oscilátoru se může ale vytvořit single-sideband přijímač (SSB), který konvertuje RF pásmo s šířkou do 20 GHz na IF pásmo s ekvivalentní šířkou. Po rozšíření IF pásma se zmenšené ECE spektrum dá rozdělit rozdělovači nebo multiplexory do několika frekvenčních kanálů, kde probíhá další zpracování signálu. Multiplexor a rozdělovač se od sebe liší tím, že rozdělovač pouze rozdělí signál do více kanálů, takže se v našem

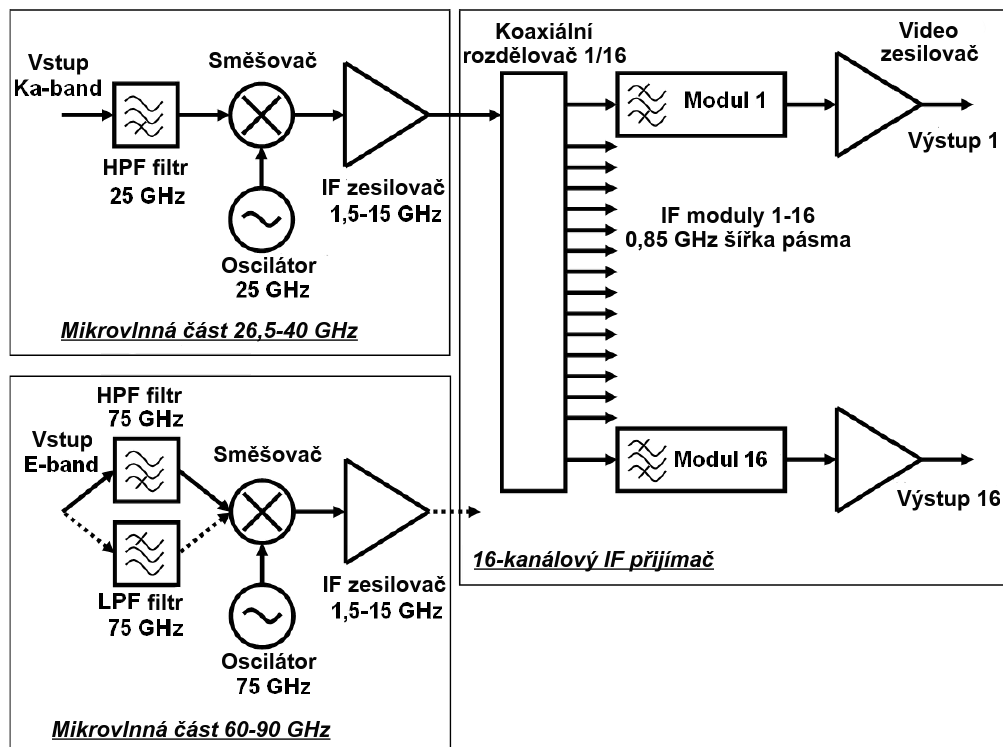
případě za něj musí umístit filtry. Multiplexor má filtry zabudované již v sobě. Na konci je intenzita záření měřena detektorovými diodami. Blokový diagram takového systému je vidět na Obr. 2.3. Potřebuje-li se pokrýt široké spektrum, lze použít více souběžně pracujících SSB přijímačů s multikanálovým filtrem.

Šířka spektra IF určuje, jak celkovou intenzitu detekovanou v rámci jednoho kanálu, tak i prostorové rozlišení. Vybrat se může horní nebo dolní sideband a je zřejmé, že ten nevyužitý je potlačen filtrem před směšovačem.

2.3 Diagnostika ECE na tokamaku COMPASS

ECE diagnostika se na tokamaku COMPASS provádí pomocí radiometru. Jeho původní návrh, který slouží dodnes, se specializoval na zkoumání tzv. elektronových Bernsteinových módů (EBE) [15]. To jsou kvazi-elektrostatické EC módy, které se šíří v plazmatu s vysokou hustotou, s níž se na COMPASSu pracuje. Proto některé parametry radiometru nejsou pro zkoumání klasické ECE příliš vhodné. Dodatečné vylepšování aparatury, např. použití kolmého portu apod., je možné.

2.3.1 Design radiometru



Obr. 2.4: Blokové schéma ECE/EBE radiometru na tokamaku COMPASS, převzato z [15] a upraveno. HFP (resp. LFP) je filtr s horní (resp. dolní) propustí.

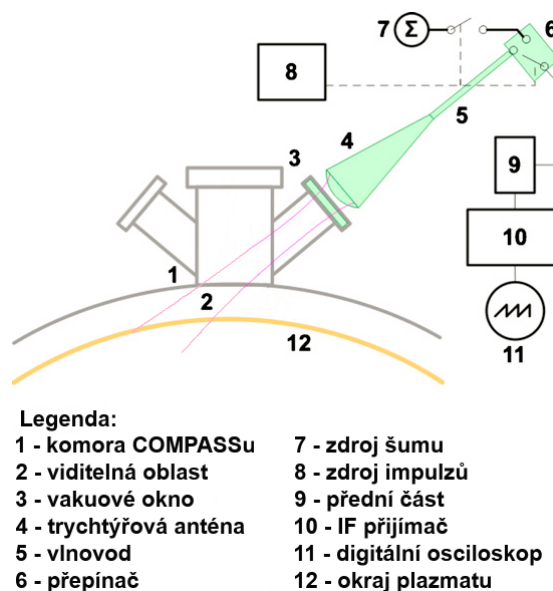
Radiometr se nyní skládá z jednoho IF přijímače a dvou mikrovlnných částí. Jedná se o double-sideband přijímač s multikanálovým filtrem, diskutovaný výše. Soustava, viditelná na blokovém diagramu Obr. 2.4, obsahuje oddělenou mikrovlnnou část (front-end) a 16-kanálový IF přijímač s šířkou pásma kanálů 850 MHz. Výstupní napětí se pohybuje v rozmezí 0–10 V / DC - 1 MHz. Každý kanál má zabudovaný tlumicí článek (atenuátor) 0–30,5 dB. Mikrovlnné části sestávajících se buď z Ka-pásma (Ka-bandu) nebo E-pásma (E-bandu) se dají připojit k IF přijímači. Tento přijímač má vstupní šířku pásma 1,5–15 GHz. E-band má rozsah 60–90 GHz. Je rozdělen do dvou podpásem 60–74,5 GHz / 76,5–90 GHz (E1 / E2) a předtím, než dojde ke konverzi, je jeden z nich odstraněn filtrem. Ka-band má rozsah 26,5–40 GHz [15].

Přijímač většinou využívá trojboký port komory tokamaku. Trychtýřová anténa spolu s fokusujícími čočkami, umístěné za křemíkovým sklem portu, zachycují signál. Umístění celé radiometrické soustavy je vidět na Obr. 2.5.

2.3.2 Kalibrace

Přesnost měření radiační teploty radiometrem závisí na způsobu kalibrace. První, která se využívá na radiometru na tokamaku COMPASS, je celková kalibrace. Dále se využívá druhá k omezení krátkodobých a dlouhodobých nestabilit v použité elektronice. Při kalibraci je zde snaha stanovit závislost mezi výstupním napětím a radiační teplotou. Tento vztah se pro naše účely charakterizuje veličinou g (gain factor) danou poměrem $g = \Delta U / \Delta T$. Nejčastějším způsobem je zkoumat dva objekty s dobře definovanou teplotou. Pro mikrovlnnou diagnostiku je nejběžnější použití tělesa, které emituje záření absolutně černého tělesa. Je žádoucí co nejvěrněji napodobit podmínky jako v experimentu. Na tokamaku COMPASS se pro tyto účely využívá makety vakuové komory. Je tak odstraněn i vliv případných odrazů z okolí.

Při této kalibraci je do makety vakuové komory na místo, kde se běžně vyskytuje plazma, vložena schránka s materiálem Eccosorb®. Tento materiál je silně porézní, splňuje vlastnosti absolutně černého tělesa a pohlcuje mikrovlny. V prvním měření se tento materiál naplní tekutým dusíkem o teplotě 77 K. Schránka je na straně diagnostiky vyrobena pouze z tenké polystyrenové desky. Druhé měření se provádí ve stejné konfiguraci, kde má Eccosorb® pokojovou teplotu 295 K. Při této kalibraci se získá poměr rozdílu výstupních signálů a rozdílu teplot těchto dvou systémů g_{abs} . U každého dalšího měření lze provést interpolaci a měřit radiační teplotu. Tato interpolace je však problematická s ohledem na malé rozpětí



Obr. 2.5: Schéma umístění diagnostiky. Nyní zrcadlově převráceno, převzato z [16] a upraveno.

kalibračních teplot vzhledem k měřeným teplotám v řádu milionů kelvinů. Poté se ukazuje, že předpoklad lineárního vývoje výstupního napětí nemusí být vždy naplněn.

Pro upřesnění se používá ještě druhý způsob dodatečné kalibrace, jenž se opakuje krátce před každým měřením. Do aparatury se připojí (na Obr. 2.5 součástky 6 a 7) zdroj šumu kalibrovaný od výrobce. Pokud je zdroj zapnutý, generuje šum odpovídající známé teplotě, jinak vysílá šum o pokojové teplotě. Získává se faktor označený g'_{noise} . Rozsah těchto teplot je stonásobně větší než u první kalibrace. Výsledný zisk z této kalibrace může být vyčíslen pro jednotlivý shot.

Kapitola 3

Experimentální výsledky

Tato kapitola se bude zabývat experimentálními daty z radiometru na tokamaku COMPASS a jejich interpretací. Nejdříve je nutné předeslat, že parametry plazmatu v tokamaku COMPASS nejsou ideální pro diagnostiku pomocí ECE. Radiometr zde byl namontován původně za účelem zkoumání kvazi-elektrostatických EC módů, tedy Bernsteinových vln, které se šíří v plazmatu za vysoké hustoty, tj. $\omega_p \gg \omega_c$. Radiometr pak může zachycovat O-mód nebo X-mód konvertovaný z elektronové Bernsteinovy vlny vzniklé cyklotronovou emisí v plazmatu.

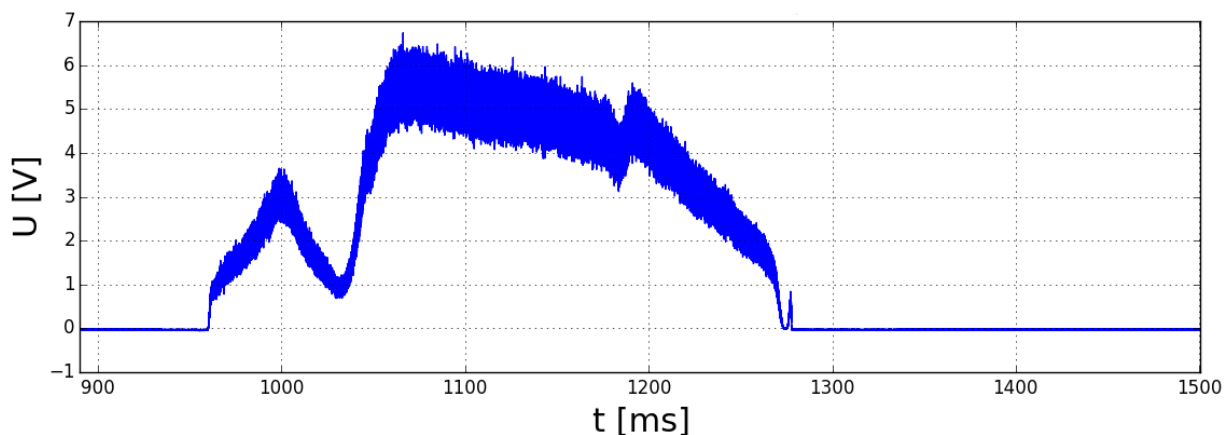
Pro většinu shotů v tomto tokamaku je výše zmíněná podmínka splněna, neboť velikost magnetického pole se pohybuje okolo $B = 1,2$ T a hustoty se pohybují okolo $5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Z těchto důvodů je potřeba vybrat shoty, ve kterých tato podmínka splněna není. Za těchto předpokladů se dají použít data z kampaní zaměřených na studium ubíhajících (runaway) elektronů (RE). Kampaně na tokamaku se střídají a zaměřují se vždy na jeden výzkumný problém, jenž řeší daná výzkumná skupina. Při experimentech v runaway kampani se operuje s nízkou hustotou a v určitých časech a místech je splněna podmínka $\omega_p < n \cdot \omega_c$. Pro výskyt ubíhajících elektronů je nutná nízká hustota, aby se předešlo zpomalování srážkami mezi částicemi. Díky tomu pozorování n -té harmonické cyklotronní frekvence nebrání cutoff. Objektem zájmu jsou výstřely #7501–7512, kde byla zapojena mikrovlnná část s E-bandem o spektru 60–74,5 GHz. Jedná se o nižší část pásma, tedy E1, v dalším textu označeno pouze jako E-band. Dále #10790–10801, #10834–10841, kde byla zapojena mikrovlnná část s Ka-bandem o spektru 26,5–40 GHz.

Data z jednotlivých výstřelů a diagnostik jsou k dispozici v COMPASS Database (CDB), kde je nyní přes 11 000 shotů. Dají se zpracovat pomocí prostředí Matlab nebo programů v jazyce Python, což jsou přístupy, které se používají na IPP CAS v.v.i. Využívá se existujících modulů načítání dat z diagnostiky. Surová čísla jsou uzavřena do třídy CBDsignal a obsahují různé údaje. Nejdůležitější z nich jsou samotná data, časová osa, název signálu, číslo shotu a jednotky.

V následujících kapitolách vybereme nejlepší shoty pro analýzu a pokusíme se určit korelaci naměřených teplot s elektronovou teplotou T_e plazmatu v tokamaku COMPASS.

3.1 Charakteristika signálu

Z radiometru dostáváme data z šestnácti kanálů. V této práci se bude používat prvních čtrnáct z důvodů závad na zbylých dvou kanálech. Výstup je v jednotkách voltů a pro naše potřeby se musí dále přepočítávat. Data popisují vývoj intenzity přijímané frekvence v časovém rozmezí 890–1500 ms. Časové rozlišení této diagnostiky je $5 \cdot 10^{-7}$ s.



Obr. 3.1: Ukázka neupraveného signálu z radiometru na tokamaku COMPASS. Výstřel 7503, kanál 3.

Na průběhu signálu na Obr. 3.1 vidíme značný šum. Je proto nutné pro další analýzu signál vyhladit.

Na první pohled je vidět, kde začíná výstřel. V tomto případě v čase $t = 960$ ms a následuje počáteční fáze, kde dochází ke tvarování plazmatu a ke zvyšování veličin na požadované hodnoty. V čase $t = 1060$ ms začíná takzvaný „*flat top*“, což je doba kdy se veličiny jako teplota, proud v plazmatu nebo hustota udržují zpětnovazebním systémem na přibližně stejných hodnotách. V čase $t = 1180$ ms končí tato fáze a dochází k zániku plazmatu. Často se v této fázi začínají více objevovat ubíhající elektrony, což se na signálu může projevit píkem.

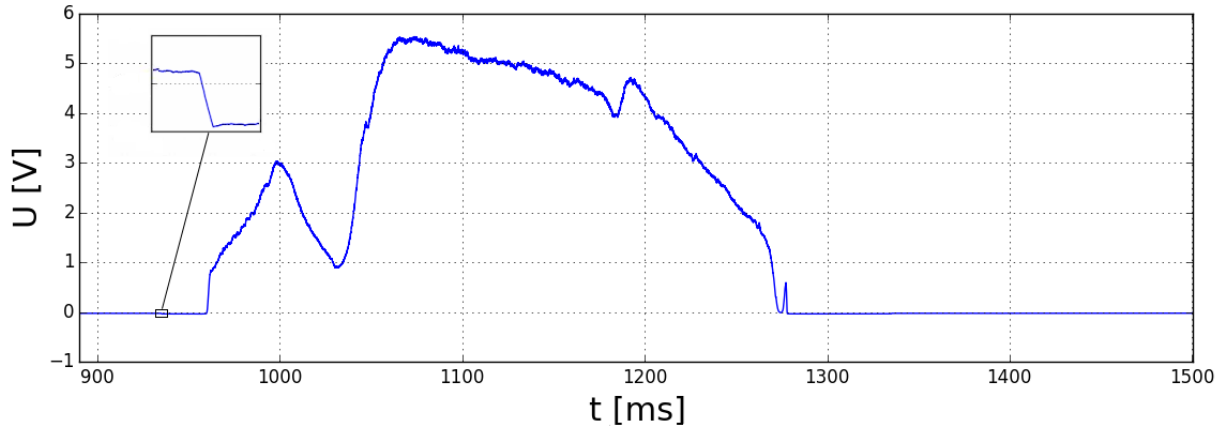
Nelze však zanedbat signál před začátkem výstřelu. Zde probíhá proces, jenž slouží k již popsanému druhému dodatečnému způsobu kalibrace. Takové, kde se využívá zdroje, který generuje šum odpovídající známé teplotě.

3.2 Zpracování signálu

Jak už bylo řečeno na počátku této kapitoly, všechny data se vyskytují v COMPASS Database (CBD) a data z každého signálu jsou zabalena do třídy CBDSignal, který obsahuje mnoho podstatných informací. Další zásadní fakt je typ použité mikrovlnné části při daném výstřelu. Pro zevrubnější analýzu se hodí znát tvar plazmatu a útlumy na jednotlivých kanálech.

Zpočátku je však důležité zašumělá data vyhladit. Jednoduchou metodou je použití klouza-
vého průměru. Stačí zvolit periodu, přes kterou se mají data průměrovat. Hodnoty těchto
průměrů následně ukazují trend signálu, tedy vyhlazená data. Při zpracování dat je užít
parametr 500, což znamená průměrování přes 500 samplů.

V Pythonu se tato metoda dá snadno implementovat funkcí *convolve*. Výhodou je fakt,
že funguje na všechny funkce, takže i na neperiodické. Zároveň je výpočetně nenáročná.
Již zpracovaný signál je znázorněn na Obr. 3.2.



Obr. 3.2: Ukázka vyhlazeného signálu z radiometru na tokamaku COMPASS. Výstřel 7503, kanál 3. Přiblížení okamžiku vypnutí šumového generátoru.

3.2.1 Kalibrace signálu

Pokud se prokáže, že přijímaný signál odpovídá radiační teplotě, potažmo elektronové teplotě T_e v plazmatu, je potřeba daný signál na teplotu převést. V kap. 2.3.2 jsou popsány způsoby, jakými se dá kalibrace provádět na tokamaku COMPASS. První metoda využívá šumový generátor. Druhá je absolutní kalibrace celého zařízení pomocí dusíkem chlazeného Eccosorbu®.

Kalibrace šumovým generátorem Před začátkem každého výboje proběhne proces, z něhož můžeme dopočítat *gainfactor* (označíme g'_{noise}). Jím se následně dělí data z radiometru a získává se časový průběh teploty. To vše pouze pokud jsou splněny podmínky zmíněné v teoretické části.

Před začátkem výboje se zapne šumový generátor, jenž generuje šum odpovídající dané teplotě. Vypnutí generátoru způsobí přijímání šumu o pokojové teplotě. Tento proces se na výstupních datech z radiometru projeví nepatrným skokem před počáteční fází výboje, tedy většinou mezi 900 a 950 ms. Úkolem je zjistit velikost tohoto skoku ΔU . Pomocí průměrování dat je možné nalézt místo vypnutí šumového generátoru a velikost skoku změřit.

Ka-band		E1-band		E2-band	
ch [-]	T_{ns} [K]	ch [-]	T_{ns} [K]	ch [-]	T_{ns} [K]
1	6 900	1	14 800	1	16 600
2	6 570	2	18 300	2	21 200
3	6 470	3	17 000	3	21 000
4	6 500	4	15 050	4	20 900
5	6 520	5	14 100	5	21 800
6	6 520	6	12 900	6	19 700
7	6 610	7	14 100	7	18 900
8	6 550	8	14 300	8	16 800
9	6 390	9	14 700	9	15 800
10	6 650	10	16 700	10	13 400
11	7 070	11	18 000	11	12 400
12	7 130	12	17 250	12	14 100
13	6 900	13	17 600	13	15 500
14	7 000	14	22 750	14	10 900

Tab. 3.1: Teploty T_{ns} odpovídající šumu při zapnutém generátoru pro každý kanál ch .

Údaj ΔT je pouze rozdílem dané teploty šumu a pokojové teploty. Teploty odpovídající zapnutému šumovému generátoru jsou pro každý band a každý kanál různé a jsou zobrazené v Tab. 3.1. Poté je již snadné vypočítat faktor $g'_{\text{noise}} = \Delta U / \Delta T$ a vydělit jím získaná data.

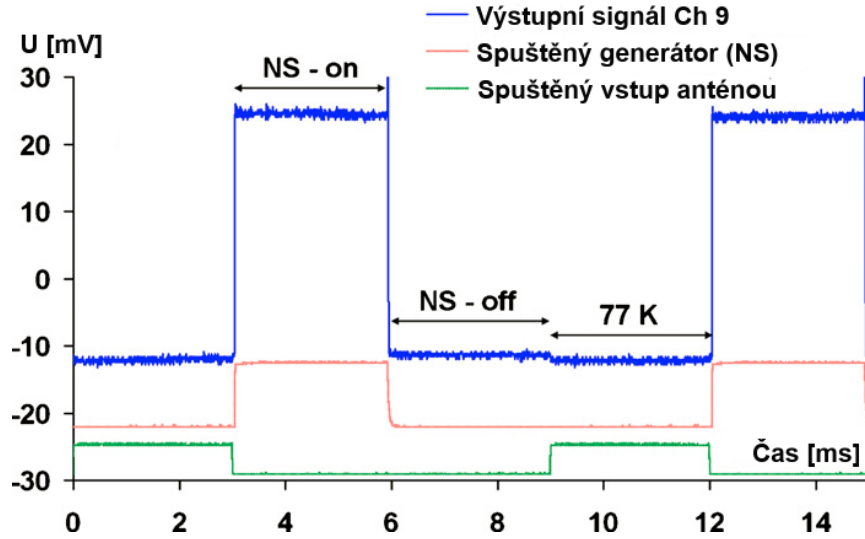
Absolutní kalibrace Kalibrace pomocí objektu, jenž září jako absolutně černé těleso, se většinou provádí pomocí mechanické součástky (např. rotující zrcadlo), díky níž se rychle střídají signály o dobře definované teplotě. Toto uspořádání se díky rozměrům komory sestavuje obtížně, proto je zde použit PIN-switch (Quinstar, >23 dB stínění, 250 ns rychlost přepínání). Ten přepíná mezi mikrovlnnou částí a polovodičovým generátorem šumu. Výstupem jsou tři signály (anténa k černému tělesu, zapnutý generátor, vypnutý generátor) přepínané ve 3ms intervalech.

Výsledný signál z kalibrace je vidět na Obr. 3.3. Proces přepínání signálů probíhá opakovaně. Kalibrace se měří pro dvě teploty černého tělesa. Z následného zpracování a průměrování se dá zjistit faktor g_{abs} , ale i g_{noise} . Díky útlumu v anténě, který představuje 3-5 dB, je g_{abs} menší než g_{noise} . Při aplikaci takto získaného g_{noise} v úpravě vybraných dat je potřeba započítat útlum z tlumících článků (atenuátorů). Atenuátory tlumí signály z kanálů v aparatuře tak, aby nepřesahovaly horní limit a aby byly výstupy ze všech kanálů podobné. Jejich nastavení se volí právě s ohledem na výsledek absolutní kalibrace (faktoru g_{abs}).

Útlum může dosahovat hodnoty až 30,5 dB. Výsledná hodnota kalibrace se spočítá následujícím vzorcem

$$g''_{\text{noise}} = \frac{g_{\text{noise}}}{10^{a/10}}, \quad (3.1)$$

kde a je hodnota tlumení atenuátoru v dB.



Obr. 3.3: Příklad signálu získaného z kalibrace. Spouštění signálů je ilustrační, převzato z [15] a upraveno.

V provedené analýze budeme používat faktor g'_2 z kalibrace generátorem šumu tam, kde je to možné. V pozdějších kampaních závada na PIN-switch součástce tuto kalibraci neumožňuje uplatnit. Je proto nutné využít hodnotu g_2 , korigovat ji velikostí útlumu, tzn. použít vzorec (3.1).

3.3 Selekcce dat

Jak bylo zmíněno výše, prvotním úkolem je zjistit, jestli se v jednotlivých shotech vyskytují místa, jež splňují podmínku $\omega_p < n \cdot \omega_{ce}$. Z této podmínky a vzorce (1.2) lze získat podmínka na hustotu

$$n_e < \frac{m_e \epsilon_0}{e^2} 4\pi^2 f^2, \quad (3.2)$$

kde f je frekvence přijímaná jednotlivým kanálem. Je vidět, že pro každý band a každý jeden kanál existuje trochu jiná hraniční hustota. Při ní elektronovému cyklotronovému záření nebrání cutoff.

Selekcce dat je tedy zaměřena na podmínku (3.2). Měření hustoty během experimentu na tokamaku COMPASS se provádí jednak interferometrem nebo pomocí Thomsonova rozptylu.

U dat z interferometru je výhodou, že mají stejný počet prvků jako data z radiometru. Toto měření poskytuje průměrnou hustotu plazmatu, ale nedává žádnou informaci o profilu hustoty. Thomsonův rozptyl tento profil měří, ale na rozdíl od interferometru má špatné časové rozlišení. Obě tyto diagnostiky se při selekci budou muset zkombinovat.

Jak bylo již zmíněno v kap. 1.4, při splnění určitých podmínek každý kanál přijímá signál o dané frekvenci, a tudíž i z dané pozice. Ze vzorců (1.16), (1.35) a znalosti magnetického pole, které je ve vakuu úměrné $1/R$, lze tuto pozici odhadnout. V uvažovaných výstřelech je hodnota magnetického pole ve středu tokamaku ($R_0=0,56$ m) $B_0 = 1,14$ T. K zjištění pozice, ze které je daný signál emitován, je třeba znát i harmonickou frekvenci, již daná mikrovlnná část zkoumá. Zapojený Ka-band sleduje elementární cyklotronní frekvenci, zapojený E-band zkoumá záření z druhé harmonické frekvence. Dopplerův jev zanedbáme z důvodů složitého výpočtu a nevelkého příspěvku ke konečné hodnotě polohy. Výsledná poloha je orientační, ale postačující pro selekci. Vzorec je ve tvaru

$$R = n \frac{eR_0B_0}{m_e 2\pi f}, \quad (3.3)$$

kde n je řád harmonické frekvence a R udává radiální polohu, vzdálenost od osy tokamaku. V tabulce Tab. 3.2 jsou vypočítané radiální polohy, ze kterých by se mělo emitovat termální záření detekované jednotlivými kanály pro všechny mikrovlnné části. Při znalosti polohy můžeme vybrat z dat Thomsonova rozptylu časový vývoj na této souřadnici. Pro účely srovnávání, jak již bylo řečeno, je tato diagnostika z hlediska časového rozlišení špatně aplikovatelná. Pro naše účely se použije tato diagnostika pouze jako reference. Lze s jistotou mírou nepřesnosti předpokládat všude v plazmatu stejný časový průběh hustoty. Ten nám ukazují data z interferometru. Poměrem hodnot hustot z obou diagnostik v místech, kde se měřil Thomsonův rozptyl, lze získat koeficient jímž data z interferometru de facto zkalibrujeme.

Takovýmto postupem se dostane průběh hustoty s dobrým časovým rozlišením na všech pozicích tam, kam „vidí“ jednotlivé kanály. V tomto místě není obtížné porovnat data z měření hustoty s podmínkou ze vzorce (3.2). Z této selekce můžeme předběžně zjistit, zda by přijímaný signál mohl odpovídat ECE z daného místa v plazmatu či nikoliv. Při nesplnění podmínky na hustotu plazmatu je jasné, že emise nijak nesouvisí s teplotou v plazmatu. Důvodem naměření jistého signálu v takovém případě jsou pouze rychlé netermální částice jako například ubíhající elektrony.

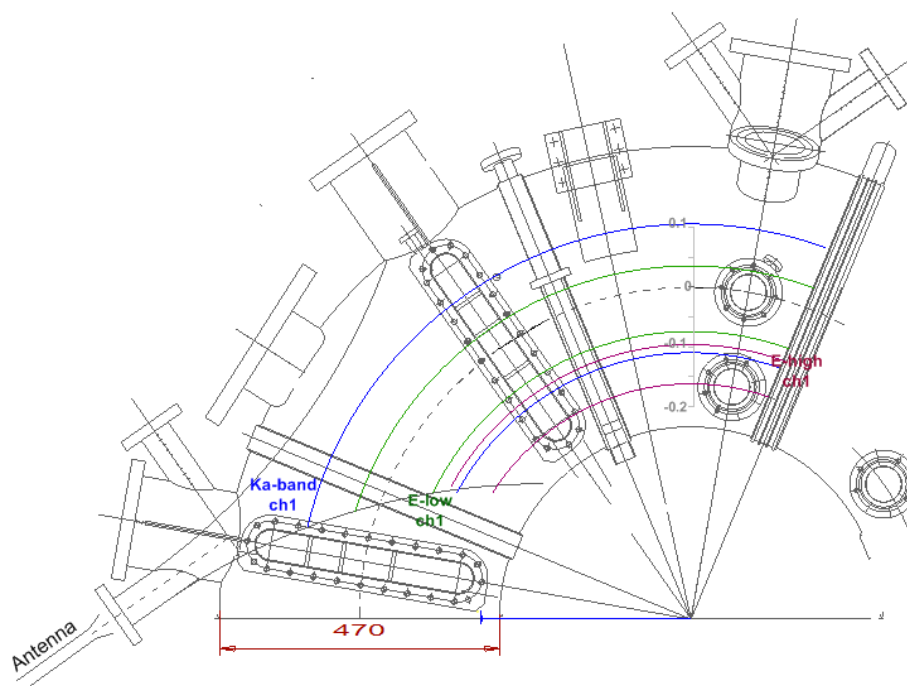
Na Obr. 3.5 je vidět použitá metoda v praxi. Díky nepřesnostem v kalibraci signálu interferometru Thomsonovým rozptylem a jistě chybě výpočtů, daných například zanedbáním Dopplerova jevu, lze předběžně prohlásit, že tento signál by mohl souviset s teplotou plazmatu.

Takto se dají ověřit všechna data z kanálů jednotlivých výstřelů.

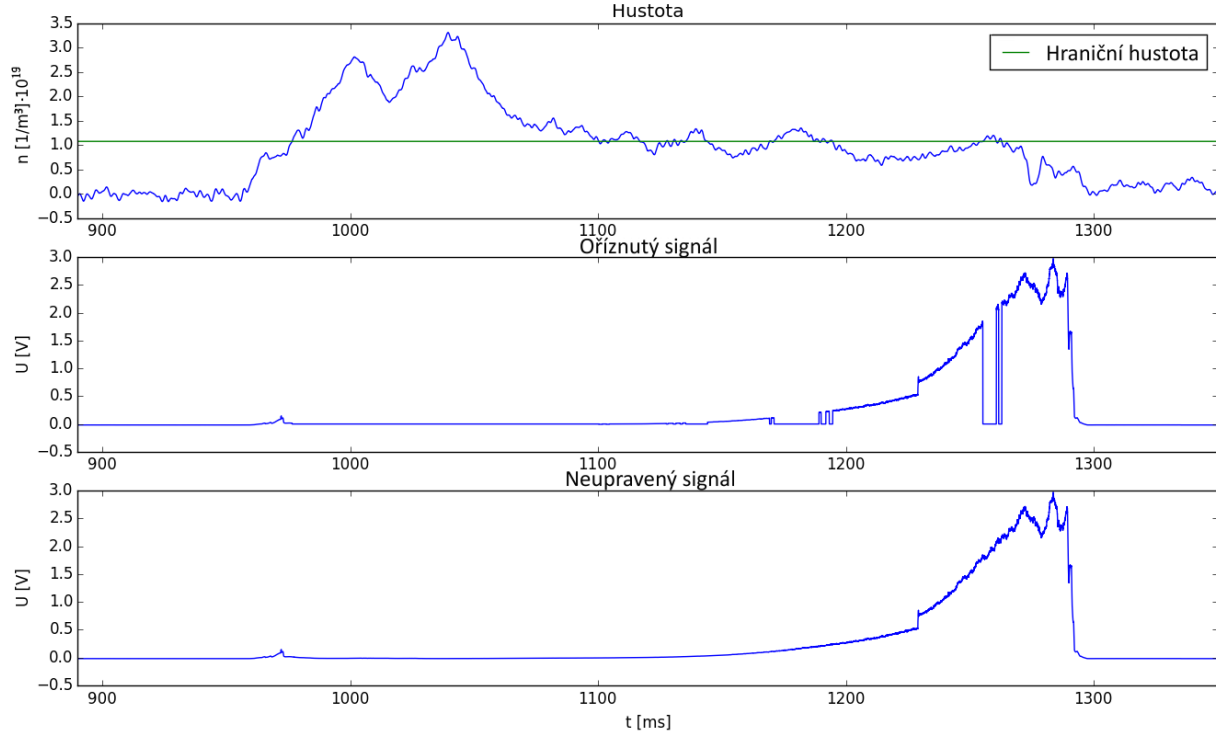
Díky požadavkům z předchozího textu jsou pro interpretaci dat nejvhodnější shoty 7436, 7503 měřené s E-bandem a 10792, 10793, 10796 měřené s Ka-bandem.

Ka-band			E1-band			E2-band		
ch [-]	f [GHz]	R [m]	ch [-]	f [GHz]	R [m]	ch [-]	f [GHz]	R [m]
1	26,925	0,664	1	73,075	0,489	1	76,925	0,465
2	27,775	0,643	2	72,225	0,495	2	77,775	0,460
3	28,625	0,624	3	71,375	0,501	3	78,625	0,455
4	29,475	0,606	4	70,525	0,507	4	79,475	0,450
5	30,325	0,589	5	69,675	0,513	5	80,325	0,445
6	31,175	0,573	6	68,825	0,519	6	81,175	0,440
7	32,025	0,558	7	67,975	0,526	7	82,025	0,436
8	32,875	0,544	8	67,125	0,532	8	82,875	0,431
9	33,725	0,530	9	66,275	0,539	9	83,725	0,427
10	34,575	0,517	10	65,425	0,546	10	84,575	0,423
11	35,425	0,504	11	64,575	0,553	11	85,425	0,418
12	36,275	0,493	12	63,725	0,561	12	86,275	0,414
13	37,125	0,481	13	62,875	0,568	13	87,125	0,410
14	37,975	0,471	14	62,025	0,576	14	87,975	0,406

Tab. 3.2: Hodnoty frekvencí f a radiálních poloh R pro kanály ch a jednotlivá pásma.



Obr. 3.4: Grafické znázornění dosahu jednotlivých pásem (bandů), použito se svolením Jaromíra Zajace.



Obr. 3.5: Příklad ověřování relevantnosti dat na výstřelu měřeném Ka-bandem. Výstřel 10801, kanál 4.

3.4 Analýza

3.4.1 Optická tloušťka

Bylo již zmíněno, že pro ECE diagnostiku se nejčastěji využívá emise O-módu z první (základní) harmonické cyklotronní frekvence (O1) a X-módu z druhé harmonické frekvence (X2). Měření X-módu ze základní harmonické cyklotronní frekvence (X1) není možné z důvodů existence horní hybridní rezonanční frekvence ω_{UH} ve tvaru (1.25) a měření ze strany LFS. Druhá harmonická frekvence O-módu (O2) se také nebere v úvahu, neboť je pro ni hodnota optické tloušťky v tokamacích obecně příliš nízká. Tak tomu je i na tokamaku COMPASS. Je nutné zjistit, zda jsou pro tyto módy splněny podmínky z kap. 1.4. Konkrétně je potřeba vypočítat optické tloušťky τ_1^O a τ_2^X . Tyto hodnoty budou vypočteny pro kolmé šíření vln, neboť výpočty s obecným úhlem jsou složité a nad rámec této práce. I tak jsou výsledné hodnoty schopny poskytnout odpověď na otázku, zda můžeme považovat emitované záření za záření absolutně černého tělesa.

Pro případ plazmatu s prostorově závislým magnetickým polem a kolmým šířením vln byly odvozeny následující zjednodušené výrazy [17]:

$$\tau_n^O = \frac{\pi^2 n^{2(n-1)}}{2^{n-1}(n-1)!} N_O^{2n-1} \left(\frac{\omega_p}{\omega_c} \right)^2 \left(\frac{v_{th}}{c} \right)^{2n} \frac{R_0 \omega_c}{2\pi c}, \quad n \geq 1 \quad (3.4)$$

$$\tau_n^X = \frac{\pi^2 n^{2(n-1)}}{2^{n-1}(n-1)!} N_X^{2n-3} \left(1 + \frac{\left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2}{n \left(n^2 - 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 \right)} \right) \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 \left(\frac{v_{th}}{c}\right)^{2n-1} \frac{R_0 \omega_c}{2\pi c}, \quad n \geq 2 \quad (3.5)$$

Výrazy N_O a N_X jsou optické indexy O-módu a X-módu při kolmém šíření ($\theta = \pi/2$), odvozené ze vztahu (1.22), mající tvar

$$N_O = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}, \quad (3.6)$$

$$N_X = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\omega^2 - \omega_p^2 - \omega_c^2}},$$

kde $\omega \approx n \cdot \omega_c$ odpovídá frekvenci vyzařované vlny [17].

Pro jednoduchost lze vzít zjednodušený model plazmatu v tokamaku a získat z něj hodnoty τ_1^O a τ_2^X . Profily elektronové teploty T_e a hustoty n_e mohou být modelovány parabolami s teplotním maximem okolo hodnoty ve středu plazmatu. Hustota bude uvažována v celém profilu nižší než ta náležící cutoffové frekvenci (3.2). Pro shoty měřených s Ka-bandem (10792, 10793, 10796) lze stanovit maxima $T_e = 1$ keV a $n_e = 0,8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. V shotech měřených E-bandem (7436, 7503) může být počítáno se stejnou teplotou a $n_e = 1,5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Frekvenci vyzařované vlny (ν) lze brát jako střední hodnotu měřeného pásma, v prvním případě 31,5 GHz a v druhém 67,5 GHz.

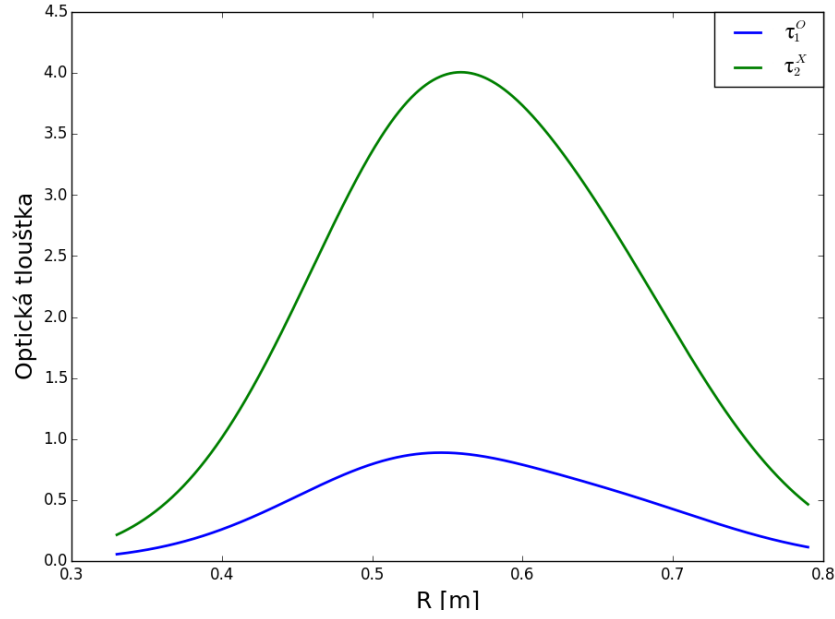
Mělo by být připomenuto, že diagnostika s Ka-bandem měří první cyklotronní frekvenci, tudíž je objektem zájmu τ_1^O . Diagnostika s E-bandem měří druhou cyklotronní frekvenci, a proto se z výše uvedených hodnot dá spočítat τ_2^X . Z tohoto modelu dostáváme hodnoty zobrazené na Obr. 3.6.

To vše je vypočítáno za předpokladu Maxwellovského rozdělení rychlostí elektronů. V případech X-módu pro $n = 1$ a O-módu pro $n \geq 2$ hodnota optické tloušťky razantně stoupá při přechodu z šíření kolmého k šikmému šíření o velkých úhlech. Narozdíl od O1 a X2, kde je závislost τ na úhlu vyzařování θ podstatně slabší a téměř zanedbatelná [10]. Hodnoty na Obr. 3.6 lze tedy považovat za relevantní.

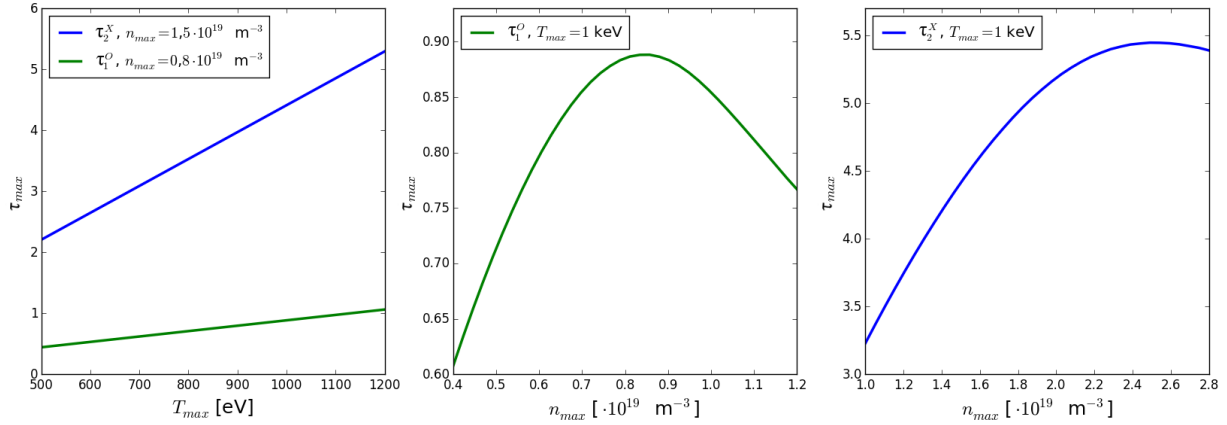
Je vidět, že podmínka pro záření absolutně černého tělesa $\tau \gg 1$ není zcela splněna pro žádný z módů. Optická tloušťka τ_1^O vlny O1, kterou měříme při zapojeném Ka-bandu, je menší než 1. Naměřené hodnoty intenzity signálu nelze interpretovat jako měření elektronové teploty T_e . V druhém případě při měření X2 také optická tloušťka zcela nesplňuje podmínku $\tau \gg 1$. Tato podmínka je důležitá pro splnění Kirchhoffova zákona (1.39), který vyplývá ze zanedbání $e^{-\tau_{21}}$ v rovnici (1.38). Pro naši maximální hodnotu τ_2^X platí

$$\tau_2^X \doteq 4,0 \quad \Rightarrow \quad e^{-\tau_2^X} \doteq 0,02.$$

Tyto hodnoty jsou pro účely měření v této práci postačující. Lze prohlásit, že pro šíření vlny X2 je plazma v tokamaku opticky tlusté. Měření se zapojeným E-bandem, tedy shoty 7436 a 7503, mohou poskytovat informace o elektronové teplotě T_e v plazmatu.



Obr. 3.6: Vypočítané optické tloušťky τ_1^O a τ_2^X z modelu plazmatu v tokamaku COMPASS pro kolmé šíření.



Obr. 3.7: Výpočet maximálních hodnot τ v závislosti na teplotě T_{max} a hustotě n_{max} pro frekvence $\nu_O = 31,5 \text{ GHz}$ a $\nu_X = 67,5 \text{ GHz}$ pro kolmé šíření.

Graf na Obr. 3.6 ukazuje ne zcela intuitivní závislost optické tloušťky na hlavním radiu. Z předpokladu rovnic (3.4) a (3.5) plyne $\omega \approx n \cdot \omega_c$. Pro vlnu s frekvencí blízkou dané harmonické cyklotronní frekvenci, tzn. vlnu emitovanou z daného poloměru, vypočítáme integrál z absorpčního koeficientu. V tomto poloměru uvažujeme konstantní hodnoty elektronové hustoty a teploty. Pro výpočet lze využít zjednodušené výše uvedené výrazy. Dané optické tloušťky pro vlny s frekvencemi rovnými harmonické cyklotronní frekvenci lze vynést do zobrazeného grafu.

3.4.2 Vliv netermálních částic

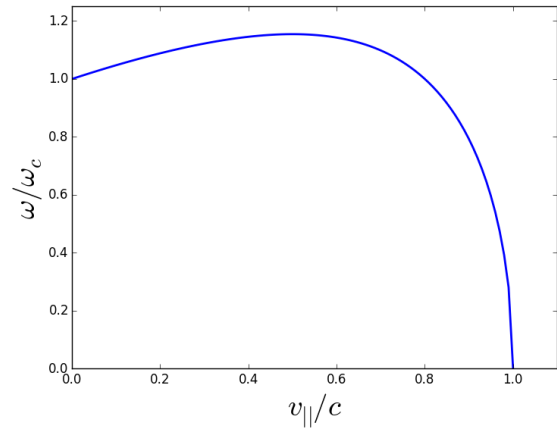
Úvahy v předchozím textu byly vždy učiněny za předpokladu Maxwellovského rozdělení rychlostí elektronů. Obecně však tato podmínka být splněna nemusí. To bude diskutováno v následující kapitole.

Bylo již dříve zmíněno, že díky parametrům plazmatu v tokamaku COMPASS bereme data z tzv. runaway kampaní, jež se zaměřují na výzkum ubíhajících elektronů (RE). Kvůli existenci většího počtu těchto částic ovšem nelze rozdělení rychlostí prohlásit za Maxwellovské.

Generace ubíhajících elektronů může být zapříčiněna různými jevy. Základními procesy jsou primární a sekundární generace. Primární generace spočívá ve vytvoření malého počtu částic, které mají vyšší než kritickou rychlost. Takové částice urychluje elektrické pole více než je zpomaluje brzdící síla v podobě Coulombovských srážek. Tato generace vyplývá z řešení Fokker-Planckovy rovnice (Dreicerův mechanismus) nebo z existence nestabilit, jež dávají vzniknout zvýšeným lokálním elektrickým polím, a tím urychlení elektronů („*hot tail*“ mechanismus). Sekundární generace RE spočívá v lavinovém efektu, kdy jsou pomocí srážek s již existujícími rychlými elektrony urychlovány další. Tento jev má exponenciální charakter, kdežto Dreicerův mechanismus pouze lineární [18].

Radiometr pro měření ECE snímá i záření z ubíhajících elektronů. Frekvence a intenzita se mění s příčnou rychlostí. Vývoj frekvence záření RE v závislosti na rychlosti je ukázán na Obr. 3.8 a vychází z relativistické rovnice rezonance (1.35). Příspěvek ubíhajících elektronů k signálu z radiometru je komplikovaný. Z žádné z diagnostik nelze usoudit počet rychlých netermálních elektronů, jejich rychlost nebo pozici v plazmatu. Všechny tři parametry ovlivňují výsledný signál. Při vhodné poloze je možné, že radiometr zachytí záření jednoho elektronu při zrychlování dvakrát (graf na Obr. 3.8 není prostý). Naopak, pakliže se bude pohybovat v místech ležících za cutoffem, nebude přispívat k naměřené ECE vůbec. Důkladná interpretace dat z netermálních elektronů je nad rámec této práce.

Lze však okomentovat emisi z výstřelů měřených s Ka-bandem, u nichž bylo dříve prokázáno (kap. 3.4.1), že interpretace termální emise je netriviální. Je možné, že v oněch experimentech většinu výstupních dat reprezentuje záření z RE. V tomto komentáři se uplatní dvě diagnostiky aplikované na tokamaku COMPASS. Řadí se mezi ně diagnostika tvrdého Roentgenového záření (HXR), které je důsledkem nárazu rychlých elektronů o stěnu komory. Je-li energie dopadajícího elektronu dostatečně vysoká, dokáže HXR foton interagovat s jádrem materiálu stěny. Foton s energií vyšší než je vazebná energie daného jádra dokáže vyrazit neutron. Na tokamaku COMPASS je instalovaná diagnostika zmíně-



Obr. 3.8: Závislost rezonanční frekvence na podélné rychlosti elektronu. $v_{\perp}$ je konstantní.

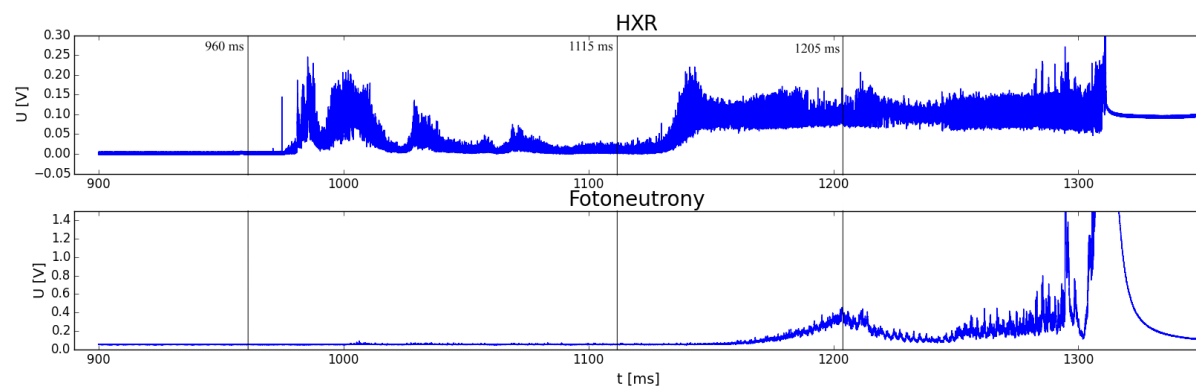
ných fotoneutronů. Mimo to lze zkoumat i brzdné záření (bremstrahlung) elektronů o ionty v plazmatu.

Všechny tyto diagnostiky detekují přítomnost RE, nikoliv přesnější údaje o jejich počtu či energii. To je částečně dáno možnostmi tokamaku COMPASS. Pokud se na nějaké z dvou diagnostik objeví signál větší než je šum pozadí, znamená to, že se v plazmatu již v nemalém počtu RE vyskytují. Data z těchto diagnostik pro zkoumané výstřely jsou vidět na Obr. 3.9 a Obr. 3.11.

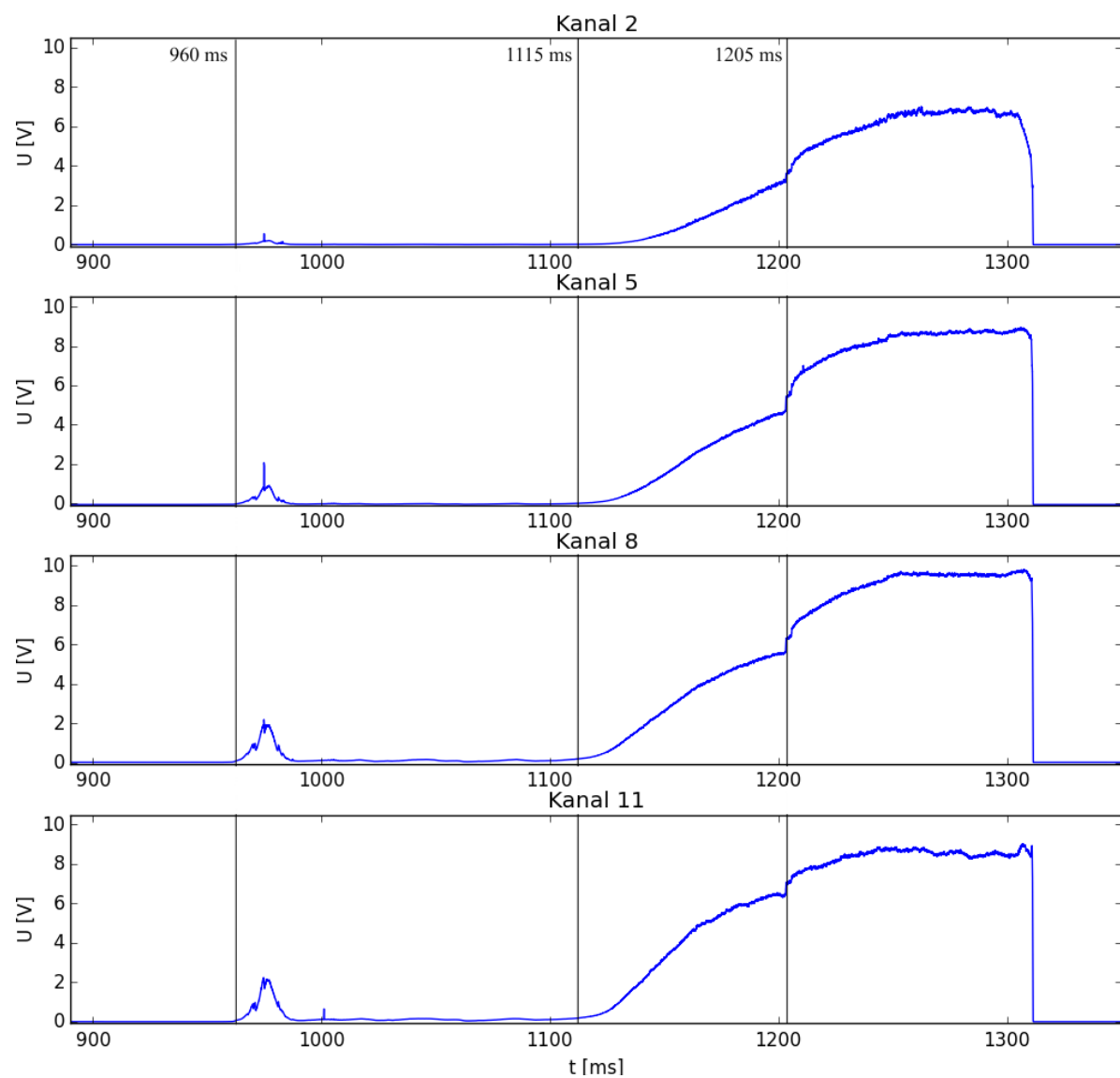
Na začátku signálu je vidět nárůst a následný pokles signálu na HXR, nikoliv na diagnostice fotoneutronů, což značí nízkou energii RE. Úbytek v čase okolo 980 ms je dán špatným udržením na počátku výboje. Tato generace a úbytek je zřetelně vidět i na datech z radiometru. Signál z radiometru zachycuje emisi RE dříve než diagnostika HXR, neboť detekuje rychlé elektrony již v plazmatu, nikoliv při dopadu na stěnu tokamaku. Tento fakt je nespornou výhodou využití ECE jako diagnostiky netermálních částic. Kampaň, ze které jsou data čerpána, se zaměřuje na potlačení RE dodatečným přidáním vodíku (gas puff). Počet ubíhajících elektronů se očividně podařilo tímto procesem snížit, jak je vidět na průběhu všech diagnostik v intervalu 1030-1120 ms. V průběhu flat-topu se v ukázaných výstřelech snižuje elektronová hustota, což způsobuje snižování počtu Coulombických srážek mezi částicemi, a tedy vznik nových rychlých elektronů. V čase 1120 ms je pozorován rychlý nárůst RE. Je možné, že se jedná o sekundární generaci, tedy lavinový mechanismus. Exponenciální vývoj onoho procesu nejlépe vidíme na Obr. 3.12. Skoky na měření ECE v blízkosti 1200 ms korelují s pozorovanými fotoneutrony. Příčina takového chování je neznámá, ale mohlo by jít o MHD nestabilitu. Nakonec následuje disrupce, kde přestává být plazma udržováno a elektrony se rozlétnou proti stěně. Na signálech HXR a fotoneutronů je tento jev provázen velmi vysokými hodnotami, kdežto intenzita ECE pouze prudce klesá.

Je zřejmé, že měření ECE se zapojeným Ka-bandem souvisí s produkcí ubíhajících elektronů. Data z této diagnostiky korelují s ostatními způsoby detekce výskytu RE. Při zapojeném E-bandu je situace složitější, neboť se záření z RE kombinuje s termální emisí. Rozeznat příspěvek z jednoho či z druhého zdroje je značně obtížné.

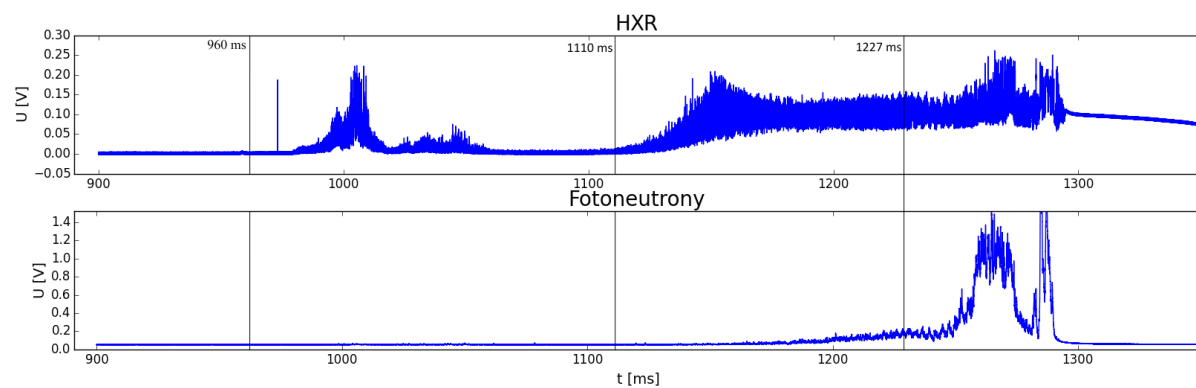
Je možné upravit nastavení a polohu radiometru tak, aby bylo možné lépe interpretovat data pouze jako záření netermálních částic. Možným způsobům takového uspořádání je věnována kap. 3.5.



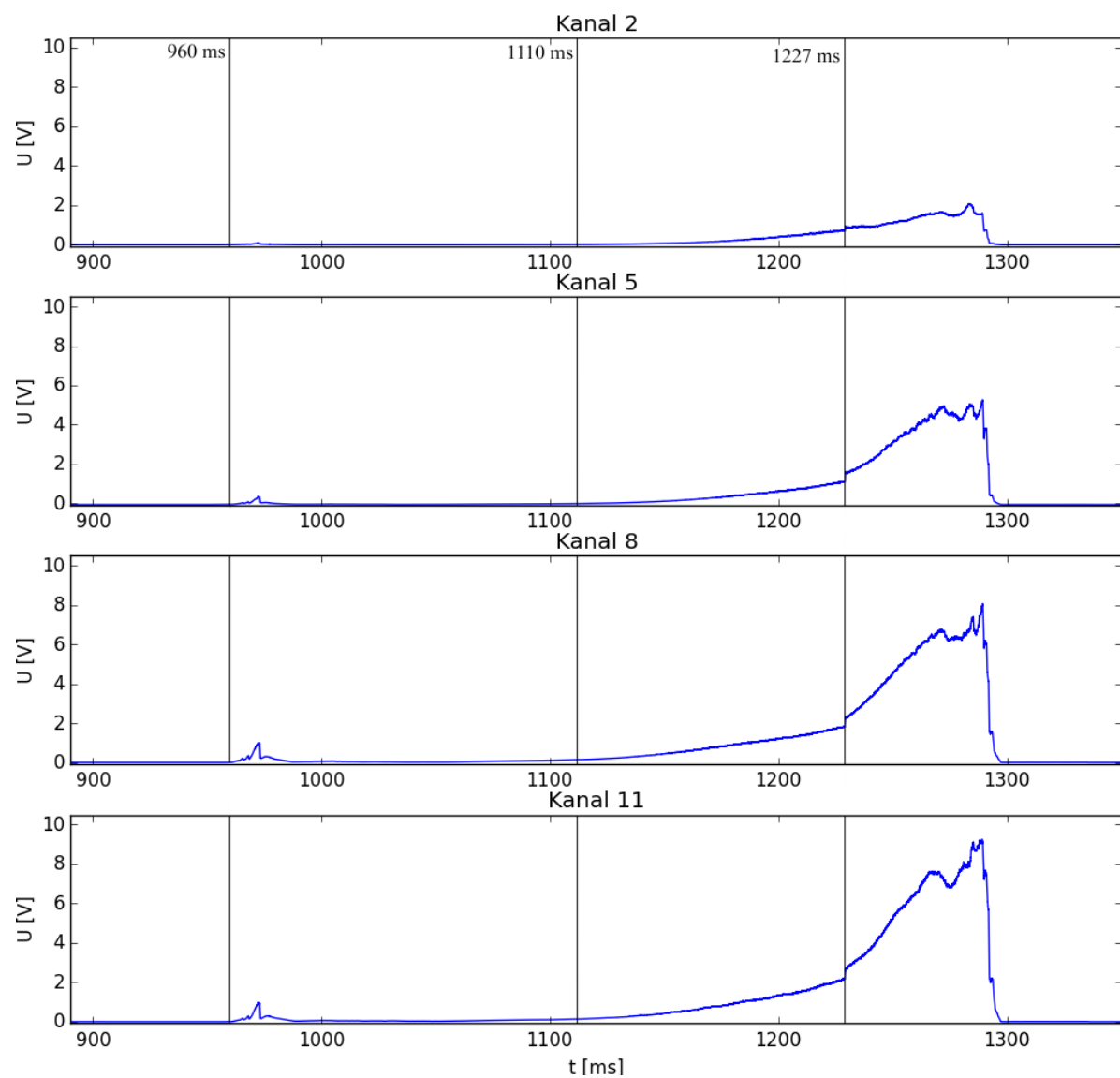
Obr. 3.9: Data z diagnostik ubíhajících elektronů, výstřel 10793.



Obr. 3.10: Data z měření ECE, výstřel 10793, kanály 2,5,8 a 11. Měření se zapojeným Ka-bandem.



Obr. 3.11: Data z diagnostik ubíhajících elektronů, výstřel 10801.



Obr. 3.12: Data z měření ECE, výstřel 10801, kanály 2,5,8 a 11. Měření se zapojeným Ka-bandem.

3.4.3 Srovnání dat s Thomsonovým rozptylem

V dřívějších kapitolách bylo ukázáno, že měření se zapojeným E-bandem (60–74,5 GHz) může teoreticky odpovídat elektronové teplotě tokamaku. Jedná se o výstřely 7436 a 7501. Jediné, co zasahuje do těchto měření, jsou výše zmíněné netermální částice. Z důvodů neexistence metody, jež by oboje záření jednoznačně odlišila, nezbyvá než data ověřit jinou diagnostikou.

Pro srovnání bylo vybráno měření teploty T_e Thomsonovým rozptylem. K tomu potřebujeme stejně jako v kap. 3.3 znát hodnoty polohy, odkud jednotlivé kanály radiometru snímají termální emisi. Při výpočtu bude postupováno stejně jako v předchozím uvedeném případě s tím rozdílem, že nebude zanedbán Dopplerův jev. Použije se nerelativistický tvar rovnice (1.35) a člen odpovídající Dopplerově jevu se odhadne jako

$$k_{\parallel} v_{\parallel} = \frac{N_{\parallel} \omega}{c} \cdot 3v_{th} = \frac{N_{\parallel} \omega}{c} \cdot 3\sqrt{\frac{2k_B T_e}{m_e}}, \quad (3.7)$$

kde se stanoví přibližná hodnota $N_{\parallel} \approx 0,5$. Faktor 3 je dán empiricky a říká, že je v plazmatu dostatek rezonančních elektronů. Vzhledem k přibližným polohám v Tab. 3.2 bereme $T_e \approx 700$ eV, což je hodnota blízká elektronové teplotě uprostřed plazmatu při zkoumaných shotech v oblasti flat-topu. Není obtížné odvodit vzorec pro polohu

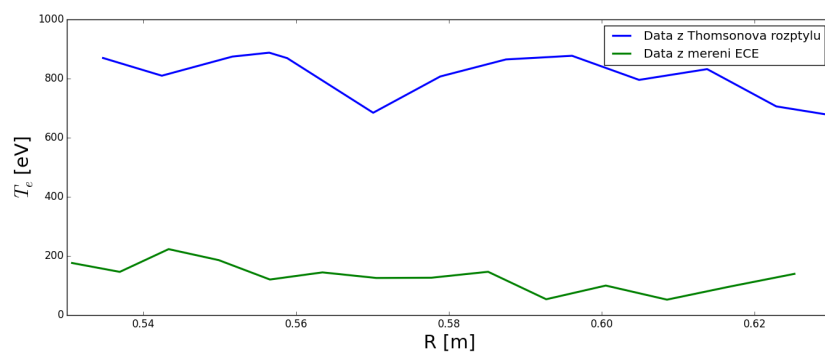
$$R = \frac{2eR_0 B_0}{m_e \left(2\pi f - \frac{\pi f}{c} \cdot 3\sqrt{\frac{2k_B T_e}{m_e}} \right)}, \quad (3.8)$$

kde $R_0 = 0,56$ m, $B_0 = 1,14$ T. Výsledné hodnoty poloh, ze kterých by se mělo emitovat termální záření pro všechny kanály, jsou vidět v Tab. 3.3. Je třeba znovu upozornit na drobné chyby ve výpočtu zapříčiněné odhadem hodnot $N_{\parallel}$ a T_e .

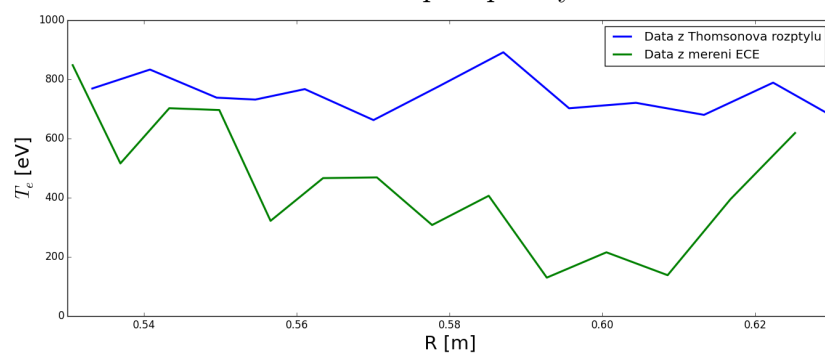
ch [-]	1	2	3	4	5	6	7
f [GHz]	73,075	72,225	71,375	70,525	69,675	68,825	67,975
R [m]	0,531	0,537	0,543	0,550	0,557	0,563	0,571
ch [-]	8	9	10	11	12	13	14
f [GHz]	67,125	66,275	65,425	64,575	63,725	62,875	62,025
R [m]	0,578	0,585	0,593	0,601	0,609	0,617	0,625

Tab. 3.3: Hodnoty frekvencí f a radiálních poloh R pro kanály ch E1-pásma.

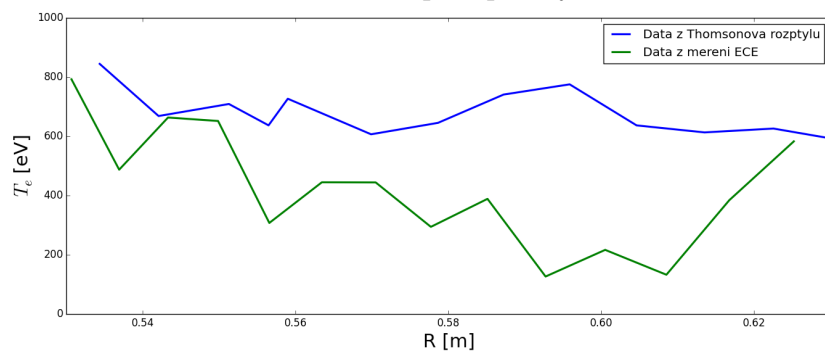
Teď můžeme porovnat hodnoty teploty z Thomsonova rozptylu s teplotami získanými z měření ECE zkalibrovanými faktorem z šumového generátoru g'_2 . Obě diagnostiky porovnáváme v časech probíhajícího flat-topu. Výsledky těchto porovnání pro výstřely 7436 a 7503 jsou vidět na Obr. 3.13, 3.14, 3.15, 3.16.



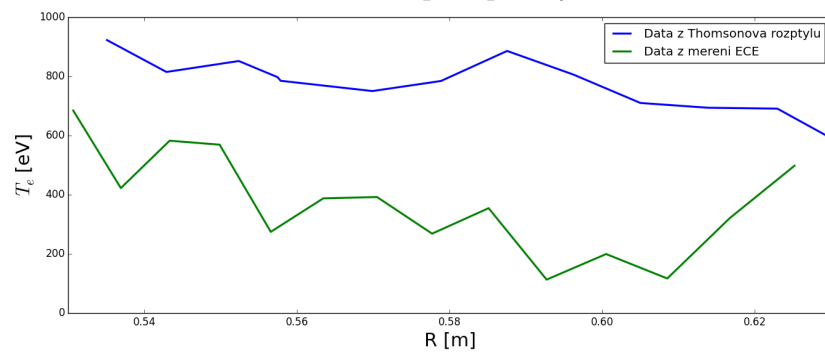
Obr. 3.13: Srovnání dat z měření teplot pro výstřel 7436 v čase 1126 ms.



Obr. 3.14: Srovnání dat z měření teplot pro výstřel 7503 v čase 1059 ms.



Obr. 3.15: Srovnání dat z měření teplot pro výstřel 7503 v čase 1126 ms.



Obr. 3.16: Srovnání dat z měření teplot pro výstřel 7503 v čase 1176 ms.

Z přiložených grafů je vidět jednoznačný rozdíl mezi oběma sadami dat. V případě výstřelu 7436 je rozdíl téměř řádový. Důvodem může být poškozená součástka nebo jiný nepřiměřený útlum. Chyba by mohla mít příčinu i v kalibraci, což by šlo odstranit použitím faktorů z absolutní kalibrace, jež však nejsou pro tyto shoty k dispozici.

U výstřelu 7503 vidíme v některých kanálech podobné hodnoty teplot, avšak ani zde data vůbec nekorelují. Chyby mohou být podobného charakteru jako u předchozího zkoumaného shotu. Při bližším studiu vývoje dat z ECE jsou vidět nejnižší hodnoty na kanálech 10, 11, 12, což indikuje útlum na aparatuře, jenž není kalibrací odstraněn. Dalším zdrojem nepřesností může být i úhel, pod kterým je radiometrem plazma snímáno. Pro přesné místo původu termální emise by bylo potřeba implementovat tzv. ray tracing. Vlnové rovnice se dají při použití dostatečně přesného modelu numericky vyřešit a výsledkem mohou být jak trajektorie vln, tak následně i přesné optické tloušťky jednotlivých vln. I ubíhající elektrony jsou lokalizovány a jejich vliv je tedy různý u rozdílných snímaných frekvencí.

Výsledkem je tedy tvrzení, že ani měření se zapojeným E-bandem nesouvisí s elektronovou teplotou. Je s podivem, že hodnoty výstupních dat z ECE, kde se kombinuje jak termální, tak netermální emise, nejsou vyšší než data čistě termálního charakteru z Thomsonova rozptylu.

S ohledem na dosavadní výsledky lze prohlásit, že měření ECE pomocí radiometru na tokamaku COMPASS nelze interpretovat jako elektronovou teplotu T_e . Při zapojeném K-pásmu s rozsahem 26,5–40 GHz nejsou splněny podmínky pro měření termální emise. Při zapojeném E-pásmu jsou teoretické podmínky splněny, avšak nedostatky aparatury spolu s vlivem netermálních částic měření elektronové teploty znemožňují.

3.5 Možnosti vylepšení diagnostiky

V této části budou navrženy možnosti vylepšení existující soustavy. Bylo zmíněno, že parametry plazmatu v tokamaku COMPASS nejsou zcela vyhovující. Pro využití EC radiometrie k měření elektronové teploty je potřeba zvýšit toroidální magnetické pole a zvýšit elektronovou teplotu (Obr. 3.7). Na tokamaku COMPASS lze dosáhnout magnetického pole až do hodnoty 2.1 T. Se zvýšením magnetického pole může přijít i mírné zvýšení elektronové hustoty při zachování podmínky $n \cdot \omega_c \gg \omega_p$. Tím by se omezil vliv netermálních částic, tedy ubíhajících elektronů.

Jedna z věcí, která by usnadnila měření, je změna úhlu antény. Ideální by bylo ji nastavit kolmo ke gradientu magnetického pole, tedy umístit aparaturu do kolmého okna (portu). Optická tloušťka a dráha jednotlivých paprsků by byly jednodušší na výpočet. Znatelně by se zjednodušil i odhad Dopplerova jevu, a tím by se zpřesnily hodnoty radiálních poloh příslušných k jednotlivým kanálům. Dalším vylepšením by mohlo být umístění polarizátoru před anténu kvůli separaci příchozích módů.

Možností, jak lze diagnostiku pomocí ECE použít, je mnoho. Zvolíme-li radiometr se skenujícím snímačem, který periodicky rozmítá pozorované frekvence, můžeme získat měření s velmi vysokým polohovým rozlišením. Radiometr, jenž je v dnešní době namontován

na tokamaku, poskytuje vysoké časové rozlišení na úkor polohového. Obě techniky se dají využít mimo jiné na studování MHD nestabilit. Bylo řečeno, že nám netermální elektrony narušují měření teploty. Lze však experiment uspořádat takovým způsobem, aby byly měřeny právě tyto netermální elektrony, resp. jejich rozdělení. Jedním způsobem je pozorovat plazma podél čáry konstantního magnetického pole. V toroidálním plazmatu se jedná o vertikální směr. Při tomto experimentu je zde pro kolmé šíření vztah mezi frekvencí a energií elektronu. Vertikální měření přijímá signál pouze v případě, že existují částice s vyšší než mezní energií (rychlostí). Ta je dána rezonanční podmínkou. Abychom získali rozdělovací funkci, je třeba měřit emisi pod různými úhly. [1].

Díky tomu, že COMPASS není vhodný pro ECE diagnostiku teploty, je možné, že se následující experimenty budou ubírat spíše tímto směrem.

Závěr

Práce se zabývala studiem elektronových cyklotronových vln a jejich potenciálu, jakožto diagnostické metody, na tokamaku COMPASS. Hlavním cílem bylo stanovit, zda je možné se současným technickým provedením radiometru na tokamaku měřit elektronovou teplotu T_e . Pokud by se potvrdila tato možnost, získala by se měření teplot s vysokým časovým rozlišením.

V teoretickém úvodu se práce zaměřila na základní pojmy ve fyzice plazmatu. Následně byla vysvětlena terminologie a princip zařízení pro magnetické udržení plazmatu, tedy tokamaku. Byla popsána jeho geometrie, spolu s parametry tokamaku COMPASS, a jeho hlavními částmi. Poté je větší část věnována fyzice vln v plazmatu. Teorie je vystavěná z nejzákladnějších plazmových oscilací, přes šíření vln v plazmatu bez vnějšího magnetického pole, k odvození disperzního vztahu pro studené plazma ve vnějším magnetickém poli. Jsou popsány hlavní módy šíření a důležité frekvence. Dále je poskytnut podklad pro rozšíření na horké plazma v magnetickém poli. Jako poslední jsou v této části uvedeny pojmy týkající se pouze elektronové cyklotronní frekvence a předpoklady pro jejich úspěšné využití jako diagnostiky na tokamacích.

Další kapitola popisovala techniku radiometrů. Nejdříve byly stručně představeny hlavní součásti a následně se diskutovaly možné druhy uspořádání a řešení problémů selekce frekvencí a podobně. Na konci této kapitoly se objevuje popis přístroje instalovaného na tokamaku COMPASS a technické řešení kalibrace radiometru.

Experimentální část byla zaměřena zpočátku na seznámení s výstupními daty. Byly poskytnuty metody vyhlazení a kalibrace signálu pro praktické zpracování dat. V další části byla ověřena jedna z hlavních podmínek pro měření termální emise, a to $n \cdot \omega_c \gg \omega_p$. Díky této podmínce byly vybrány nejvhodnější již existující výstřely z kampaní zaměřujících se na tzv. ubíhající elektrony. Pak byly důkladně prozkoumány podmínky pro záření absolutně černého tělesa jako jsou například hodnoty optické tloušťky nebo výskyt netermálních částic. V této analytické části bylo zjištěno, že měření se zapojeným pásmem o rozsahu 36,5–40 GHz nemůže měřit termální emisi. Pro zbytek experimentů se zapojeným pásmem o rozsahu 60–74,5 GHz se pro ověření důvěryhodnosti získaných dat zvolilo porovnání s daty z Thomsonova rozptylu. I v této části bylo zjištěno, že měření ECE na tokamaku COMPASS neposkytuje přesnou informaci o elektronové teplotě. Nakonec jsou navrženy možnosti zlepšení stávající aparatury. Hlavním cílem do budoucna by mohlo být použití ECE pro diagnostiku ubíhajících elektronů, jak bylo nastíněno.

Vlastní měření na tokamaku nebylo uskutečněno z důvodů nekompatibility požadovaných měření s požadavky dalších výzkumných skupin. Dlouhodobě naplánované experimentální kampaně neposkytlo termín k uskutečnění daných měření. Navíc existoval dostatek použitelných dat.

Literatura

- [1] HUTCHINSON, I. H., *Principles of Plasma Diagnostics*. 2. vyd. New York: Cambridge University Press, 2002. ISBN 0521803896
- [2] CHEN, F.F., *Úvod do fyziky plazmatu*. Praha: Academia, 1984
- [3] LIBRA, M.; MLYNÁŘ, J.; POULEK, V., *Jaderná energie*. Praha: ISLA, 2012. ISBN 9788090431164
- [4] WESSON, J; CAMPBELL, D., *Tokamaks*. 4. vyd. New York: Oxford University Press, 2011. ISBN 0199592233.
- [5] Stránky FusionWiki, *Separatrix*. <http://fusionwiki.ciemat.es/wiki/Separatrix>
- [6] Stránky ÚFP AV ČR v.v.i. http://www.ipp.cas.cz/vedecka_struktura_ufp/tokamak/tokamak_compass/
- [7] MAZZUCATO, E., *Electromagnetic Waves for Thermonuclear Fusion Research*. Singapore: World Scientific, 2014. ISBN 9789814571807
- [8] STIX, T. H., *Waves in Plasmas*. New York: American Institute of Physics, 1992.
- [9] SWENSON, D. G., *Plasma Wwaves*. 2. vyd. Philadelphia: IOP, 2003. ISBN 075030927X
- [10] BORNATICI, M., et. al., Electron cyclotron emission and absorption in fusion plasmas. *Nuclear Fusion*. 1983, vyd. 23, č. 9, s. 1153. Dostupný také z WWW: <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0029-5515/23/9/005/pdf>
- [11] MAZZUCATO, E., Relativistic effects on microwave reflectometry. *Physics of Fluids B*. 1992, vyd. 4, č. 10, s. 3460. Dostupný také z WWW: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/pofb/4/10/10.1063/1.860354>
- [12] KRÄMER-FLECKEN, A., Microwave and far infrared diagnostics. *Trasactions of Fusion Science and Technology*. 2012, vyd. 61, č. 2T, s. 357. Dostupný také z WWW: http://www.ans.org/pubs/journals/fst/a_13524
- [13] HARTFUSS, H. J.; GEIST, T., *Fusion Plasma Diagnostics with mm-Waves*. Wiley-VCH, 2013. ISBN 9783527411054

- [14] HARTFUSS, H. J., et. al., Heterodyne methods in millimetre wave plasma diagnostics with applications to ECE, interferometry and reflectometry. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 1997, vyd. 39, č. 11, s. 1693. Dostupný také z WWW: <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0741-3335/39/11/001>
- [15] ZAJAC, J., et. al., EBE/ECE Radiometry on COMPASS Tokamak—Design and First Measurements. *Radio Freq. Power in Plasmas*. 2009, vyd. 1187, s. 473. Dostupný také z WWW: <http://scitation.aip.org/content/aip/proceeding/aipcp/10.1063/1.3273795>
- [16] ZAJAC, J., et. al., Electron cyclotron-electron Bernstein wave emission diagnostics for the COMPASS tokamak. *Review of Scientific Instruments*. 2010, vyd. 81, č. 10, s. 10D911. Dostupný také z WWW: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/rsi/81/10/10.1063/1.3475715>
- [17] SABRI, N. G.; TAYEB, B., Study of optical properties of tokamak plasma. *International Journal of Emerging Technology and Advanced Engineering*. 2012, vyd. 2, č. 8, s. 1. Dostupný také z WWW: <http://www.ijetae.com/Volume2Issue8.html>
- [18] JASPERS, R. J. E., *Relativistic Electrons in Runaway Plasma*. 3. vyd. Haag: CIP-DATA, 1995
- [19] URBAN, J., *Electron Bernstein Wave Emission Simulations for Spherical Tokamaks*, Praha: České vysoké učení technické, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, 2008
- [20] WESTERHOF, E., Electron cyclotron waves. *Transactions of Fusion Science and Technology*. 2012, vyd. 61, č. 2T, s. 304. Dostupný také z WWW: http://www.ans.org/pubs/journals/fst/a_13517
- [21] DONNÉ, A. J. H., Plasma diagnostics in view of ITER. *Transactions of Fusion Science and Technology*. 2012, vyd. 61, č. 2T, s. 357. Dostupný také z WWW: http://www.ans.org/pubs/journals/fst/a_13522
- [22] BLANCHARD, P., et. al., High field side measurements of non-thermal electro cyclotron emission on TCV plasmas with ECH and ECCD. *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2002, vyd. 44, č. 10, s. 2231. Dostupný také z WWW: <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0741-3335/44/10/310>
- [23] UDINTSEV, V. S., *Electron Temperature Dynamics of TEXTOR Plasmas*, University of Utrecht, 2003