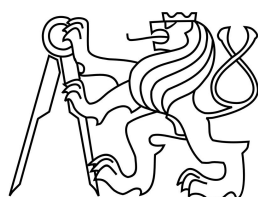


**České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská**

**Katedra fyziky
Obor: Fyzikální inženýrství
Zaměření: Fyzika a technika termojaderné fúze**



Diagnostika tokamakového plazmatu pomocí Thomsonova rozptylu - kalibrace

Tokamak plasma diagnostic based on Thomson scattering - calibration

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Miroslav Šos
Vedoucí práce: Ing. Petr Böhm, Ph.D.
Rok: 2015

Před svázáním místo téhle stránky

vložíte zadání práce

 s podpisem děkana (bude to jediný oboustranný list ve Vaší práci) !!!!

Prohlášení

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

V Praze dne

.....
Miroslav Šos

Poděkování

Děkuji Ing. Petru Böhmovi, Ph.D. za vedení mé bakalářské práce, za jeho pomoc při řešení problémů a za podnětné návrhy, které práci obohatily. Dále bych rád poděkoval celému týmu diagnostiky Thomsonova rozptylu na tokamaku COMPASS, jmenovitě RNDr. Petře Bílkové, Ph.D. a Mgr. Milanovi Aftanasovi, za ochotu pomoci a také za příjemné přijetí do kolektivu.

Miroslav Šos

Název práce:

Diagnostika tokamakového plazmatu pomocí Thomsonova rozptylu - kalibrace

Autor: Miroslav Šos

Obor: Fyzikální inženýrství

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Ing. Petr Böhm, Ph.D.

Ústav fyziky plazmatu, Akademie věd České Republiky, v.v.i.

Abstrakt: Spolehlivý diagnostický systém je základem každého výzkumného experimentálního zařízení. Jeho zajištění vyžaduje provedení precizní kalibrace. Tato práce byla provedena za účelem obohacení kalibračního procesu diagnostiky Thomsonova rozptylu na tokamaku COMPASS. V první části práce jsou shrnuty teoretické poznatky z oblasti termojaderné fúze, fyziky plazmatu a Thomsonova rozptylu. Následuje rešerše provedení diagnostiky Thomsonova rozptylu na světových zařízeních, včetně tokamaku COMPASS. Další část se věnuje kalibračnímu procesu samotnému. V poslední části jsou popsány způsoby měření a zpracování dat společně s obdrženými výsledky.

Klíčová slova: Termojaderná fúze, tokamak COMPASS, diagnostika Thomsonova rozptylu, kalibrace, akcelerometr

Title:

Tokamak plasma diagnostic based on Thomson scattering - calibration

Author: Miroslav Šos

Abstract: Reliable diagnostic system is the principal aspect of each experimental research device. Providing the system require performing precise calibration. This thesis was realized in order to enhance the process of calibration of Thomson scattering diagnostics on the COMPASS tokamak. In the first chapter theoretical findings from the area of thermonuclear fusion and plasma physics are summarized. Following part contains a study of various approaches in construction of this diagnostics, including COMPASS tokamak. Next chapter is dedicated to the process of calibration itself. In the last part the methodology of experiments and data processing is described together with obtained results.

Key words: Thermonuclear fusion, COMPASS tokamak, Thomson scattering diagnostics, calibration, accelerometer

Obsah

Úvod	9
1 Teorie	11
1.1 Fúzní reakce	11
1.1.1 Účinný průřez a reaktivita	12
1.1.2 Důležité fúzní reakce	14
1.1.3 Lawsonovo kritérium	15
1.2 Plazma	16
1.2.1 Charakteristika plazmatu	16
1.2.2 Popis plazmatu	17
1.2.3 Vlny v plazmatu	19
2 Teorie Thomsonova rozptylu	21
2.1 Proces Thomsonova rozptylu	22
2.1.1 Zrychlení elektronu	22
2.1.2 Vyzářený výkon	23
2.1.3 Účinný průřez Thomsonova rozptylu	25
2.1.4 Rozptýlené elektrické pole ve standardní geometrii TS	27
2.1.5 Salpeterův parametr	28
2.1.6 Vyzářené spektrum	29

3	Technické provedení diagnostiky Thomsonova rozptylu	33
3.1	Obecná implementace diagnostiky	33
3.1.1	Laserové systémy	34
3.1.2	Sběrná a přenosová optika	35
3.1.3	Spektrální analýza a detekce	35
3.2	Diagnostika TS na tokamacích ve světě	36
3.2.1	Provedení diagnostiky TS na tokamaku TEXTOR	36
3.2.2	Provedení diagnostiky TS na tokamaku MAST	39
4	Diagnostika Thomsonova rozptylu na tokamaku COMPASS	41
4.1	Laserový systém	41
4.2	Sběrná a přenosová optika	43
4.2.1	Sběrné objektivy	43
4.2.2	Optická vlákna	44
4.3	Detekce	45
4.3.1	Polychromátory	45
4.4	Průběh měření a výsledky	46
5	Kalibrace	48
5.1	Spektrální kalibrace	48
5.1.1	Kalibrace polychromátorů	48
5.2	Prostorová kalibrace	49
5.3	Absolutní kalibrace	50
5.3.1	Kalibrace pomocí Rayleighova či Ramanova rozptylu	50
5.3.2	Kontrola vedení laserového svazku	51
5.3.3	Vibrace sběrné optické soustavy a komory tokamaku	53
5.3.4	Propustnost optické soustavy	53

6	Experimentální sestavy, způsob měření a zpracování dat	54
6.1	Spektrální kalibrace polychromátorů	54
6.2	Měření spektrální propustnosti výstupních oken	57
6.3	Vibrace optického systému a komory tokamaku	61
6.3.1	Měření laserovými ukazovátky	61
6.3.2	Měření akcelerometrem	64
7	Diskuse	80
	Závěr	83
	Literatura	83
	Seznam obrázků	91
	Seznam tabulek	92
	Přílohy	93

Úvod

S rostoucím počtem obyvatel, se zvyšující se úrovní industrializace a životní úrovní neustále roste i spotřeba elektrické a tepelné energie. Dle statistik se celková spotřeba v posledních letech zvyšuje přibližně o 0,9% ročně [1]. S podobným trendem se uvažuje i v dlouhodobých předpovědích spotřeby energie ve světovém měřítku. Do roku 2050 by v takovém případě vzrostla poptávka po energii až o 30%. S ohledem na neobnovitelnost hlavních zdrojů energie (ropa, uhlí, zemní plyn) je třeba hledat nové stabilní zdroje energie pro zásobování celého světa. Jednu z možností nabízí momentálně velice populární obnovitelné zdroje energie (vodní, větrná, solární energie či biomasa). Tyto zdroje však jistě nestačí pokrýt celkovou světovou poptávku po elektrické energii. Toho by jaderná energetika zřejmě schopná byla, avšak není u veřejnosti příliš populární, neboť získala špatnou reputaci z hlediska bezpečnosti. To bylo zapříčiněno mimo jiné jadernými haváriemi, ke kterým došlo během posledních 40 let, pro příklad katastrofa v Černobylu roku 1986 nebo nedávná havárie ve Fukušimě roku 2011. Problém by mohl být alespoň částečně vyřešen pomocí termojaderných fúzních elektráren.

Dle současných plánů fúzní reaktor, základ každé takové elektrárny, využívá energie uvolněné během jaderných reakcí mezi lehkými atomovými jádry, neboli fúzními reakcemi. Problémem fúzních reakcí je jejich nízký účinný průřez, který dosahuje uspokojivých hodnot pro velice vysoké teploty, řádu stovek milionů stupňů Kelvina, kdy pracovní médium přechází do plazmatického stavu. Nynější technické možnosti umožňují dvě základní koncepce dosažení a případně i udržení požadovaných podmínek. První z nich se označuje jako *inerciální fúze* a využívá výkonných laserů pro náhlé ohřátí a stlačení paliva. Druhým přístupem je *magnetické udržení*, a jak již název napovídá, spočívá v udržování horkého plazmatu pomocí silných magnetických polí. Jedním z nejvýznamnějších typů zařízení využívajících magnetického udržení je *tokamak*. Výzkumná činnost související s tímto zařízením je tedy velice důležitou součástí fúzního výzkumu. Obzvláště významný je vývoj veškerých užitečných typů diagnostiky, jejich následné zdokonalování a konečně i také jejich provoz. Pouze kvalitní a spolehlivá diagnostika může poskytnout důvěryhodné výsledky, které mohou vést k objevu nových poznatků ve fúzním výzkumu.

Tato bakalářská práce byla provedena díky spolupráci s oddělením tokamaku COMPASS na Ústavu fyziky plazmatu Akademie věd České republiky, konkrétně ve spolupráci s týmem diagnostiky Thomsonova rozptylu. Tato diagnostika má své nezastupitelné místo v celém systému měřících zařízení, neboť pomocí ní je možné určovat profily elektronové teploty i hustoty, což

jsou dva základní parametry plazmatu. Diagnostika Thomsonova rozptylu byla předvedena již roku 1968, kdy tým britských vědců provedl měření na ruském tokamaku T3, jehož výsledkem bylo zařazení tokamaku na první místo v seznamu zařízení, o kterých se uvažuje jako o budoucích fúzních reaktorech. Pro pochopení funkce libovolné diagnostiky je nutné porozumět fyzikálním procesům, na kterých je diagnostika založena. K pochopení diagnostiky jako celku je dále vhodné znát přístupy k její konstrukci a technickému provedení. Z těchto důvodů je značná část této práce věnována teorii Thomsonova rozptylu a rešeršní studii provedení této diagnostiky na světových zařízeních, kterou doplňuje čtvrtá kapitola, kde je detailněji popsána aparatura na tokamaku COMPASS.

Nedílnou součástí zajištění správných výstupních hodnot každé diagnostiky je kalibrace. Pro diagnostiku Thomsonova rozptylu se jedná o velice komplexní proces, jehož veškeré aspekty jsou shrnuty v páté kapitole. Ke kalibraci obecně přispívá libovolný proces, který slouží ke zpřesnění hodnot určených diagnostikou. Tématem praktické části této bakalářské práce bylo provedení nebo zdokonalení zvolené oblasti kalibrace. Praktická část se skládá ze tří samostatných celků. První z nich popisuje provedenou spektrální kalibraci jednoho z polychromátorů za účelem kvantifikace odchylek vůči starším kalibracím. Další část je věnována měření a analýze dat spektrální propustnosti výstupních oken. Poslední nejrozsáhlejší část se zabývá měření a následnou analýzou vibračních pohybů aparatury, které mohou způsobovat značné chyby měření.

Kapitola 1

Teorie

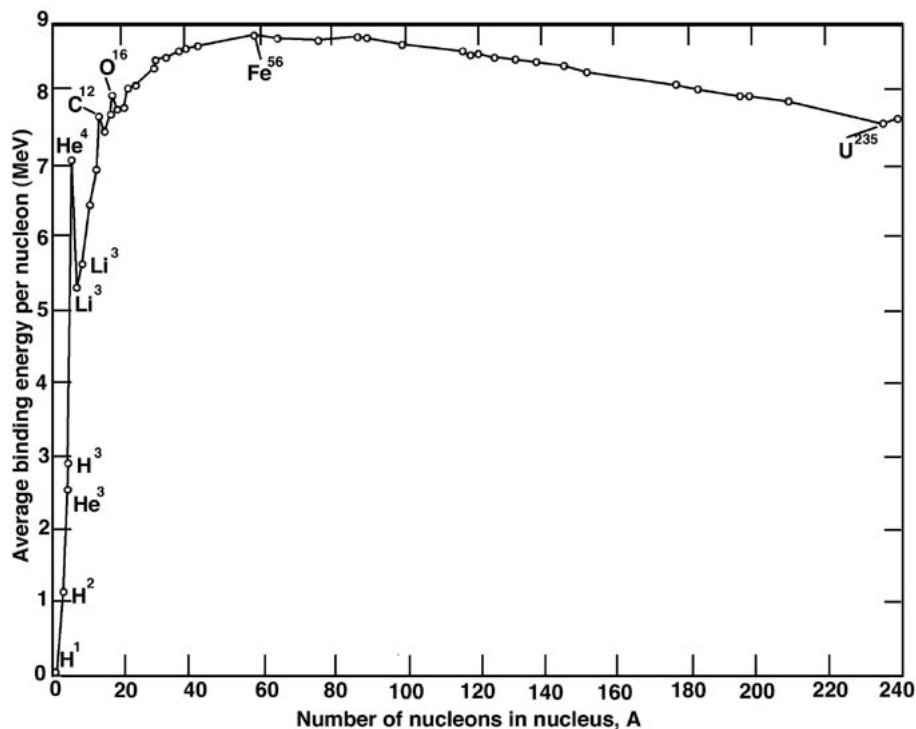
Prvním krokem v procesu úspěšného zvládnutí výroby čisté energie ve fúzních reaktorech je pochopení procesů probíhajících uvnitř takového fúzního zařízení. Základem je popis a rozbor fúzních reakcí, které by měly sloužit jako zdroj velkého množství energie. V první části této kapitoly je proveden krátký rozbor této problematiky. Další nedílnou součástí teoretického základu je popis vlastností a chování média, ve kterém k reakcím dochází, a sice plazmatu. Jak již bylo zmíněno v úvodu, tato práce se týká diagnostiky založené na Thomsonově rozptylu. Jejím účelem je stanovení elektronové hustoty a teploty plazmatu z měření spektra rozptýleného laserového pulsu na volných elektronech či iontech. Druhá část shrnuje fundamentální poznatky z teorie plazmatu, které volně přecházejí v detailnější rozbor interakce plazmatu s elektromagnetickým zářením.

1.1 Fúzní reakce

Jak již bylo předesláno fúzní reakce jsou jaderné reakce mezi lehkými atomovými jádry za uvolnění energie. Za lehká jádra jsou považována ta s nukleonovým číslem A menším než 56. Samotný proces uvolňování energie souvisí s klesající klidovou energií soustavy. Součet klidových energií slučujících se jader je menší než klidová energie produktu reakce, tudíž dochází k uvolnění přebytečné energie ve formě tepla. Tato energie se nazývá energií reakce Q . Pro fúzní reakce tedy jistě platí $Q > 0$. V této souvislosti je třeba uvést důležitou veličinu a to vazebnou energii jádra Δmc^2 . Jedná se o energii potřebnou k rozdělení atomového jádra na jednotlivé nukleony. Tento vztah můžeme zapsat rovnicí:

$$\Delta mc^2 = (Zm_p + (A - Z)m_n - m)c^2 \quad (1.1)$$

kde Z je atomové číslo udávající počet protonů v jádře o klidové hmotnosti m_p , m_n udává klidovou hmotnost neutronů, m je klidová hmotnost celého jádra a c je rychlost světla. Podělíme-li



Obr. 1.1: Závislost energie na nukleon na počtu nukleonů v jádře A [38].

vazebnou energii jádra počtem nukleonů, získáme veličinu známou jako vazebná energie na nukleon, kterou můžeme vynést do grafu (Obr. 1.1), ze kterého je mimo jiné vidět, že maximální vazebnou energii má jádro železa (Fe^{56}). Tuto závislost dokáží dobře vysvětlit jaderné modely, jejichž výsledkem je empirický vztah známý jako Weizsäckerova formule [39].

Z grafu je také patrné, že reakce slučující jádra nacházející se v grafu vlevo od Fe^{56} mohou být považovány za reakce fúzní. Zatímco reakce těžkých jader z pravé strany jsou reakcemi štěpnými, neboť jádra s nižší klidovou energií se rozpadají na dvě či více jader o celkově vyšší vazebné energii, opět za doprovodu uvolňování energie. Můžeme si také všimnout, že během jedné fúzní reakce se může uvolnit několikanásobně více energie než během štěpné reakce.

1.1.1 Účinný průřez a reaktivita

Dalším důležitým parametrem jaderných reakcí je účinný průřez a reaktivita. Účinný průřez σ udává pravděpodobnost, že dojde k dané reakci. Související veličinou je reaktivita $\sigma \cdot v$, kde v je rychlost ostřelujících částic.

$$\sigma = \frac{R}{N\Gamma} \quad \Gamma = n_1 v \quad \Rightarrow \quad \sigma v = \frac{R}{N n_1} = \frac{R_V}{n_1 n_2}, \quad (1.2)$$

kde R udává počet reakcí za jednotku času, V je objem terčíku, N je počet jader v terčíku a n_2 jejich hustota, Γ udává tok ostřelujících částic, přičemž n_1 je hustota a v je rychlost nalétávajících částic, zatímco n_2 je hustota jader v terčíku. Máme-li zadanou rozdělovací funkci rychlostí nalétávajících částic $f(v)$, která splňuje normovací podmínku, můžeme definovat střední hodnotu reaktivity jako

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty \sigma v f(v) dv. \quad (1.3)$$

Průběh reakcí je ovlivněn Coulombickou bariérou, kterou vytváří protony v jádře atomu. Pokud by se tento proces měl dít klasickou nekvantovou cestou, byla by pravděpodobnost takových reakcí mizivá při současně dosahovaných teplotách nebo teplotách jádra Slunce ($\sim 10^7$ K). Díky kvantovým procesům, především díky kvantovému tunelování je možné ji překonat i při nižších teplotách. Vztah pro účinný průřez $\sigma(E)$ reakcí zahrnujících tunelový jev byl odvozen fyzikem Georgem Gamowem [40]. Známe-li tedy předpis pro $\sigma(E)$ a za předpokladu Maxwellovského rozdělení rychlostí $f(v)$ můžeme počítat střední hodnotu reaktivity (1.3).

Reakce	σ (10keV) [barn]	σ (100keV) [barn]	σ_{max} [barn]	ϵ_{max} [keV]	Q [MeV]
<i>p - p cyklus</i>					
$p + p \rightarrow D + e^+ + \nu$	$3.6 \cdot 10^{-26}$	$4.4 \cdot 10^{-26}$			1.44
<i>Hlavní ovládaná fúzní paliva</i>					
$D + T \rightarrow \alpha + n$	$2.72 \cdot 10^{-2}$	$34.3 \cdot 10^{-1}$	5.000	64	17.59
$D + D \rightarrow \begin{cases} T + p \\ {}^3\text{He} + n \\ \alpha + \gamma \end{cases}$	$2.81 \cdot 10^{-4}$	$3.3 \cdot 10^{-2}$	0.096	1250	4.04
	$2.78 \cdot 10^{-4}$	$3.7 \cdot 10^{-2}$	0.110	1750	3.27
					23.85
$T + T \rightarrow \alpha + 2n$	$7.9 \cdot 10^{-4}$	$3.4 \cdot 10^{-2}$	0.16	1000	11.33
<i>Pokročilá fúzní paliva</i>					
$D + {}^3\text{He} \rightarrow \alpha + p$	$2.2 \cdot 10^{-7}$	$10 \cdot 10^{-2}$	0.90	250	18.35
$p + {}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + {}^3\text{He}$	$6.0 \cdot 10^{-10}$	$7 \cdot 10^{-3}$	0.22	1500	4.02
$p + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3\alpha$	$4.6 \cdot 10^{-17}$	$3 \cdot 10^{-4}$	1.20	550	8.68

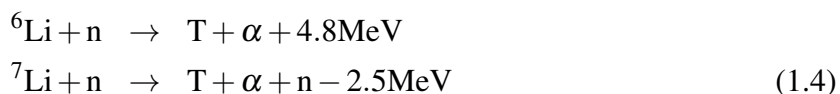
Tab. 1.1: Seznam některých fúzních reakcí. $\sigma(keV)$ udává účinný průřez v závislosti na teplotě, σ_{max} udává maximální účinný průřez a ϵ_{max} udává polohu maxima, Q udává celkovou energii, která se během reakce uvolní. [11]

1.1.2 Důležité fúzní reakce

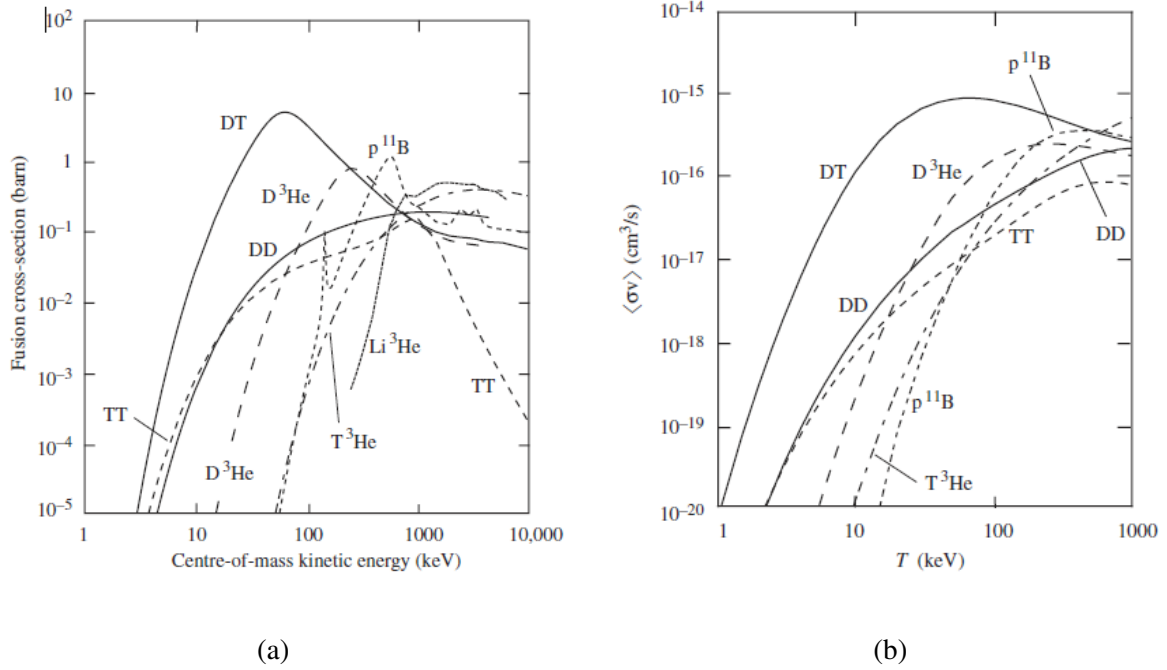
Nyní přejdeme ke konkrétním fúzním reakcím, výhradně se zaměřím na ty, se kterými se uvažuje jako o možných zdrojích energie ve fúzních reaktorech. V Tab. 1.1 jsou sepsány elementární fúzní reakce.

Jsou rozděleny do tří celků. Reakce označená jako *p - p cyklus* je reakcí, která startuje řetězovou reakci probíhající v jádru našeho Slunce. Můžeme si všimnout poměrně nízké hodnoty uvolněné energie vzhledem k dalším reakcím a rovněž i velice nízkého účinného průřezu, který je typický pro standardní reakce β -rozpadu, které doprovází generace neutrina ν . Zdálo by se, že účinný průřez reakce nabývá tak nízkých hodnot, že není možné, aby docházelo k dostatečnému množství reakcí pro udržení fúzního hoření ve Slunci. Vezmeme-li však v úvahu obrovský objem a hustotu jádra Slunce, zjistíme, že uvolněná energie umožňuje stabilní fúzní cyklus, při kterém je produkován dostatek energie zabraňující gravitačnímu kolapsu.

Zaměříme-li se na reakce označené jako *Hlavní paliva pro ovládanou fúzi* (*Main controlled fusion fuels*), můžeme pozorovat výrazně vyšší hodnoty účinných průřezů, jednoznačně nejvyšší pak pro reakci D-T. Nejenom proto je o reakci D-T uvažováno jako o hlavním zdroji energie v budoucích reaktorech. Deuterium je navíc v přírodě poměrně hojně zastoupeno. Problém související s nedostatkem tritia je popsán dále. Bude-li se však uvnitř zařízení vyskytovat směs deuteria a tritia, bude docházet ke všem zmíněným reakcím, ovšem v různých kvantitách. Podrobnější porovnání účinných průřezů a reaktivity jednotlivých reakcí je znázorněno na Obr. 1.2. Další specifickou vlastností těchto reakcí je produkce rychlých a energetických neutronů a α částic (heliová jádra). S touto skutečností je třeba počítat při konstrukci každého fúzního zařízení využívajícího některé ze zmíněných reakcí. Vedlejší produkty je ovšem možné využít. Neutrony jakožto elektricky neutrální částice budou v případě tokamaku ITER, ve kterém by měla být fúze dobře ovládána, sloužit pro generaci dalšího paliva (tritia), při reakcích s vnitřní stěnou z lithia 1.4. Tím by mohl být vyřešen problém s nedostatkem radioaktivního tritia v přírodě. [41]



Reakce označené jako *Pokročilá paliva ovládané fúze* (*Advanced fusion fuels*) jsou alternativními reakcemi pro fúzní reaktor, jejichž použití je doprovázeno řadou problémů, které vyžaduje vyspělejší technické provedení. Jsou zde uvedeny pro zajímavost a komplexnost teoretického základu.



Obr. 1.2: (a) Závislost účinného průřezu na kinetické energii těžiště, (b) závislost reaktivity $\langle \sigma v \rangle$ na teplotě T . [11]

1.1.3 Lawsonovo kritérium

Jak již bylo naznačeno, při konstrukci budoucích reaktorů se počítá s vysokou teplotou a hustotou plazmatu. Důvodem jsou ztráty energie plazmatu způsobené brzdným zářením, unikajícími částicemi a ztráta energie způsobená vedením tepla do okolí. Ztráty, s jimiž souvisí pokles teploty, je třeba vyrovnat dodáváním energie plazmatu. Hraniční parametry plazmatu, které jsou vyžadovány pro užitečný reaktor, jsou dány Lawsonovým kritériem 1.5, které bylo odvozeno roku 1955 fyzikem J.D.Lawsonem [16] (s25).

$$n\tau_E \geq f(T) = \frac{60k_B T}{\epsilon_f \langle \sigma v \rangle} \quad \tau_E = \frac{W_p}{P_L} \quad (1.5)$$

Symbols W_p , P_L v rovnici značí tepelnou energii plazmatu a výkon ztrát a k je Boltzmannova konstanta. Lawsonovo kritérium je uvedeno v nejzákladnější formě. Součin hustoty plazmatu s dobou udržení $n\tau_E$ je funkcí teploty. Funkce $f(T)$ (1.5) pro D-T reakci nabývá při určité hodnotě teploty svého minima, konkrétně $T \approx 30\text{keV}$. Lawsonovo kritérium tedy udává podmínky na hustotu plazmatu n a dobu udržení τ_E pro užitečný fúzní reaktor. Pro magneticky udržené plazma by měla hustota dosahovat hodnot $n = 10^{20}\text{-}10^{21} \text{ m}^{-3}$ a doba udržení $\tau_E = 0.1 - 10 \text{ s}$ [16] (s26). Plazma může být ohříváno dvěma způsoby. Vnější ohřevem, který je v současných zařízeních realizován pomocí Ohmického ohřevu, mikrovlnným zářením nebo injekcí neutronů,

a energií vzniklou při fúzních reakcích. Vysoce efektivní proces ohřívání plazmatu během D-T reakce je pomocí vyletujících částic α , které srážkami předávají plazmatu energii. Je-li ohřev dostatečný natolik, že je možné odpojit vnější ohřívání plazmatu, říkáme, že došlo k *zapálení* (*ignition*). Jedním z cílů výzkumu a stavby moderních zařízení (ITER aj.) je dosažení tohoto momentu, v budoucích reaktorech se však neuvažuje provoz zařízení v zapáleném módu (ignited plasma), neboť s sebou nese řadu problémů.

1.2 Plazma

Účinné průřezy reakcí jaderné syntézy jsou dostatečně vysoké pro hodnoty srážkové energie od 10 keV, což je možné vidět na Obrázku 1.2a. Pokud bychom se snažili dosáhnout takových energií urychlením svazku na terčík, neuspěli bychom, neboť urychlené částice by dříve ztratily energii rozptylovými srážkami. Proto jedinou současnou možností, jak dosáhnout tak vysokých energií, je zahřát plyn na dostatečně vysokou teplotu, čímž se z něj stává plazma. Tepelný pohyb iontů je v optimálním případě dostatečný pro uskutečnění fúzních reakcí ve velkém počtu. Problém ohřátí a udržení plazmatu vedl ve druhé polovině 20. století k prudkému rozvoji této oblasti fyziky [15] (s28).

1.2.1 Charakteristika plazmatu

Za plazma nemůže být obecně považován libovolný ionizovaný plyn. Jistý stupeň ionizace nalezneme u libovolného plynu, i vzduch kolem nás je mírně ionizován kosmickým zářením. Definice plazmatu je tedy rozšířena. Za plazma je považován kvazineutrální plyn nabitých a neutrálních částic, který vykazuje kolektivní chování [15]. Jelikož plazma je tvořeno nabitými částicemi, může tepelným pohybem docházet k lokálnímu zvýšení koncentrace náboje, což vede ke vzniku elektrického pole. Toto pole posléze působí na okolní nabitě částice i na relativně velké vzdálenosti. Pojem kolektivního chování odkazuje k pohybům, které nezávisí pouze na lokálních podmínkách, ale jsou ovlivněny stavem plazmatu ve větších vzdálenostech.

Definice kvazineutrality vyžaduje odvození charakteristického jevu ionizovaného plynu, kterým je Debyeovo stínění. Jedná se o schopnost odstínit elektrické potenciály, které jsou dovnitř vloženy. Nebýt tepelných pohybů (studené plazma) bylo by stínění dokonalé. Uvažujeme-li však nenulovou konečnou teplotu, má Debyeovo stínění charakter exponenciálního útlumu vloženého potenciálu. Charakteristická vzdálenost, kdy potenciál klesne na $1/e$ původní hodnoty, se nazývá *Debyeova délka* λ_D (1.6)¹.

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n e^2} \right)^{1/2} \quad (1.6)$$

¹ Veličiny: ϵ_0 je permitivita vakua, T_e, n, e je elektronová teplota, hustota, náboj

Je možné si povšimnout faktu, že se v rovnici (1.6) vyskytují pouze parametry elektronů. To je způsobeno řádově vyšší hmotností iontů vůči elektronům. Setrvačnost těžších iontů jim nedovoluje znatelný pohyb v porovnání s lehkými elektrony. Tento jev je jedním z důvodů, proč jsou pro charakterizaci plazmatu většinou postačující parametry elektronů. Podmínka kvazineutrality je splněna, je-li hustota nábojů vysoká natolik, že platí $\lambda \ll L$, kde L je rozměr pozorované oblasti. Důležitou podmínkou zmíněného mechanismu Debyeova stínění je výskyt dostatečného množství částic ve stínícím oblaku (Debyeově sféře), což se obecně nazývá jako *plazmatický parametr* N_D . Poslední podmínka zajišťuje, že chování plazmatu je řízeno elektromagnetickými silami a spojuje plazmatické oscilace ω se střední dobou mezi srážkami τ [15] (s26). Výsledná trojice podmínek, které jsou naloženy na plazma, je shrnuta v (1.7).

$$\lambda_D \ll L \quad N_D \gg 1 \quad \omega\tau > 1 \quad (1.7)$$

Za typické plazma může být považován např. plamen svíčky, doutnavý výboj, ionosféra Země, Slunce, ale také meziplanetární prostor či plyn uvnitř fúzních experimentálních zařízení (např. tokamaky či laserové plazma), nutné je však říci, že parametry se velice výrazně odlišují. Pro příklad budou uvedeny alespoň řádově typické hodnoty dosahované v tokamacích $n = 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 10 \text{ keV}$, $\lambda_D \sim 10^{-4} \text{ m}$ v porovnání s hodnotami pro typické plazma meziplanetárního prostoru $n = 10^5 \text{ m}^{-3}$, $T_e = 0.01 \text{ eV}$, $\lambda_D \sim 10 \text{ m}$ [15] (s26-27).

1.2.2 Popis plazmatu

V předešlé kapitole byla zavedena definice plazmatu a jeho základní parametry a vlastnosti. Nyní budou shrnuty základní přístupy k popisu plazmatu a některé jejich výsledky.

Řešit klasické pohybové rovnice pro každou částici není uskutečnitelné v případě libovolného plynu, což vedlo ke vzniku a rozvoji statistické fyziky v druhé polovině 19. a během 20. století. Statistický přístup vede k fundamentálním poznatkům o plazmatu, obzvláště důležitým je Maxwellovo rozdělení rychlostí částic (1.8).² Maxwellovské rozdělení rychlostí se předpokládá u většiny experimentů s plazmatem a tokamaky nejsou výjimkou.

$$f(\vec{v}) = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m\vec{v}^2}{2k_B T} \right) \quad (1.8)$$

Další elementární poznatky obdržíme, pokud se pokusíme zkoumat pohyby jednotlivých nabítených částic v elektromagnetickém (EM) poli, kde na částice působí Lorentzova síla. Z řešení pohybové rovnice pro částici v homogenním magnetickém poli získáme pohyb známý jako *cyklotronová rotace* [15]. Částice rotuje po kružnici o Larmorovu poloměru r_L okolo magnetických silokřivek s cyklotronovou frekvencí ω_c (1.9).³ Z rovnice (1.9) je patrné, že cyklotronová frek-

²Veličiny: n je hustota částic, m je jejich hmotnost a $\vec{v}$ jejich rychlost, T je termodynamická teplota

³Veličiny: q je velikost náboje, B je velikost magnetické indukce, $v_\perp$ je rychlost ve směru kolmém k vektoru magnetické indukce $\vec{B}$

vence není funkcí rychlosti, a tudíž stejné částice se v ní shodují. Na rychlosti však závisí Larmorův poloměr, který s ní roste, čímž dochází k vyrovnání síly magnetické a odstředivé. Tohoto faktu lze dobře využít v různých aplikacích, např.: ohřívání plazmatu pomocí urychlování všech elektronů v plazmatu najednou.

$$\omega_c = \frac{qB}{m} \quad r_L = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (1.9)$$

Přidáme-li do rovnice i konečné homogenní elektrické pole, vede řešení opět na cyklotronní rotaci, která je však složena s pohybem rotačního (gyračního) středu rychlostí $\vec{v}_{gs} = \vec{E} \times \vec{B}/B^2$ ve směru magnetického pole. [15] Jedná se o tzv. drift vyvolaný elektrickým polem. Podobného výsledku dosáhneme uvažujeme-li působení obecné síly $\vec{F}$ na plazma. Pak je drift gyračního středu ve tvaru $\vec{v}_f = \vec{F} \times \vec{B}/qB^2$, kde q je náboj částice.

Další skupinu driftů gyračního středu lze odvodit, uvažujeme-li nehomogenní pole. Z prostorově nehomogenního magnetického pole vyplývá tzv. grad- B drift, který vzniká kvůli proměnnému Larmorovu poloměru během jedné cyklotronné rotace. Zakřivené silokřivky magnetického pole naopak vedou ke driftu zakřivení, který je ve skutečnosti způsoben dostředivou silou. Drift zakřivení je vždy doprovázen grad- B driftem, což má vliv na toroidální geometrii magnetického pole, neboť není možné nakombinovat parametry plazmatu a magnetického pole tak, abychom zamezili úniku částic [15] (s41). Prostorově nehomogenní elektrické pole má podobně jako magnetické pole za následek drift gyračního středu z důvodu konečného Larmorova poloměru pro různé částice. Časově proměnným elektrickým polem naopak v plazmatu vzniká polarizační drift a polarizační proud.

Kapalinový popis

Jak je z předchozího odstavce zřetelné, vnější EM pole způsobuje v plazmatu celou řadu jevů ovlivňujících jeho chování. Pokud navíc připustíme, že EM pole je určeno pohybem a rozmístěním vlastních částic, získáme mnohem složitější systém. Možnost alespoň přibližného řešení nabízí hydrodynamická teorie, která uvažuje plazma jako směs vzájemně se prostupujících tekutin, iontové a elektronové. Pro částečně ionizované plazma je třeba do rovnic zahrnout i kapalinu popisující neutrální částice. Výsledkem kapalinového popisu plazmatu je soustava 16 rovnic pro 16 neznámých proměnných, která slučuje Maxwellovy rovnice EM pole A_1 , pohybové rovnice tekutiny, tepelný pohyb částic i stavovou rovnici plazmatu. Jsou však zanedbány srážky a viskozita. [15] (s71) Nejenom proto nabízí model pouze přiblížení, avšak pro pohyby kolmé na magnetické pole $\vec{B}$ je vyhovující.

Z modelu opět plyne několik druhů driftů gyračního středu, z nichž zmíním diamagnetický drift, který má původ v nenulovém gradientu hustoty n a tlaku p , což je typické pro případ magnetického udržení plazmatu. Máme-li plazma o nenulovém gradientu hustoty, pak v každém objemovém elementu se pohybuje rozdílný počet iontů a elektronů v protichůdném směru (např.

nahoru a dolů). Výsledkem je tedy drift tekutiny ve směru kolmém na ∇n a na $\vec{B}$. Diamagnetický drift mění znaménko s nábojem, tudíž vede ke vzniku diamagnetického proudu v plazmatu.

Existují mnohé další modely, sloužící k popisu plazmatu např.: ideální magnetohydrodynamický (MHD) popis nebo kinetické modely, ve kterých jsou mnohé jevy zanedbány. Existují i komplexní varianty, které jsou však příliš složité pro účely této práce, a tudíž zde nebudou uvedeny.

1.2.3 Vlny v plazmatu

Jelikož je plazma složeno z nabitých částic, stává se dobrým prostředím pro vedení rozličných druhů vln. Základní charakteristikou každého plazmatu jsou tzv. plazmatické oscilace o *plazmové frekvenci* ω_p . Tento jev vzniká v okamžiku, kdy jsou elektrony vychýleny vůči homogenně rozmístěnému iontovému pozadí. Tím se vytvoří elektrické pole ve snaze obnovit kvazineutralitu plazmatu. Elektrony se působením tohoto pole začnou pohybovat zpět směrem k iontům. V důsledku setrvačnosti však překmitnou, čímž se vytvoří opačné elektrické pole. Elektrony začnou oscilovat okolo rovnovážné polohy dané ionty, jímž jejich velká hmotnost nedovoluje výrazný pohyb. Odvození vzorce (1.10)⁴ pro výpočet plazmové frekvence vychází z pohybové rovnice a rovnice kontinuity pro elektrony s použitím Maxwellových rovnic, přičemž předpokládáme harmonický průběh daných veličin [15]. Ze vztahu (1.10) je patrná závislost pouze na elektronové hustotě n_0 , což potvrzuje její podstatu, ve smyslu charakterizace plazmatu. Podobný vztah lze odvodit rovněž pro iontovou plazmovou frekvenci ω_{pi} , výsledný vztah má stejnou podobu jako (1.10), po dosazení iontových parametrů m_i , n_{i0} a náboje Ze , za odpovídající veličiny.

$$\omega_{pe} = \left(\frac{n_{e0} e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \quad (1.10)$$

K plazmovým oscilacím může přispět tepelný pohyb elektronů, který rozšiřuje informaci o oscilacích do okolí dávající vznik vysokofrekvenční elektronové plazmové vlny.

Obecně můžeme vlny v plazmatu rozdělit do dvou kategorií dle jejich původce, a sice na ty s vysokou frekvencí (podobné ω_{pe}) a ty s nízkou frekvencí (podobné ω_{pi}). Mezi vlny s nízkou frekvencí patří akustické iontové vlny, vznikající vzájemnou vibrací iontů, Alfvénova a magnetozvukové vlny, které vznikají při reakci iontů v plazmatu na různé složky externího magnetického pole.

Dalším zdrojem vln v plazmatu může být příchozí elektromagnetické vlnění. Uvažujeme-li vlnění s dostatečně vysokou frekvencí (světelné vlny, mikrovlny) vůči iontové frekvenci ω_{pi} , můžeme ionty považovat za nehybné a vzniklé vlnění bude pouze výsledkem interakce s elektrony. Za výchozí bod odvození vztahů opět poslouží Maxwellovy rovnice EM pole (A1)) a

⁴Veličiny: n_0, m, e udávají hustotu, hmotnost a náboj elektronů

linearizovaná pohybová rovnice pro elektrony. Pro elektromagnetickou vlnu o vlnovém vektoru $\vec{k}$ velikosti k šířící se ve vakuu platí klasický disperzní vztah $\omega^2 = c^2 k^2$. Stejná vlna šířící se plazmatem bez magnetického pole podléhá upravenému disperznímu vztahu (1.11) [15]. S rostoucí hustotou plazmatu roste i ω_{pe} (dle 1.10) a tudíž existuje kritická hodnota, kdy se vlna přestane v plazmatu šířit a místo toho je exponenciálně tlumena.

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2 \quad (1.11)$$

Uvažujeme-li nenulové magnetické pole $\vec{B}_0$, rozdělí se interakce na několik případů, dle vzájemné geometrie dopadající vlny a magnetického pole. Vlna šířící se ve směru kolmém na $\vec{B}_0$ mající vektor elektrické intenzity $\vec{E}_1$ rovnoběžný s $\vec{B}_0$ prochází plazmatem neovlivněna magnetickým polem. Nazývá se *řádnou* vlnou a podléhá disperznímu vztahu (1.11) [15]. Naopak nastává-li kolmost $\vec{B}_0 \perp \vec{E}_1$ šíří se plazmatem elipticky polarizovaná tzv. *mimořádná* vlna.

V případě vlny šířící se ve směru rovnoběžném na $\vec{B}_0$ mohou být odvozeny dva disperzní vztahy popisující šíření *pravotočivě* a *levotočivě* polarizované vlny šířící se plazmatem ve směru $\vec{B}_0$ [15]

Kapitola 2

Teorie Thomsonova rozptylu

V předchozích odstavcích byly shrnuty drifts a vlny v plazmatu, které představují základní pohled na interakci plazmatu s okolím. V poslední části bylo přímo nastíněno chování při kontaktu s elektromagnetickým polem, kterým je mimo jiné i záření generované laserem. Pro diagnostiku pomocí Thomsonova rozptylu (TS, Thomson Scattering) se na tokamaku COMPASS používá Nd:YAG laseru generujícího záření o vlnové délce $\lambda = 1064$ nm. Pro tento případ můžeme určit přibližné hodnoty členů na pravé straně disperzního vztahu (1.11). Obdržíme $\omega_{pe}^2 \approx 1.6 \cdot 10^{23} \text{ s}^{-2}$, $k^2 c^2 \approx 3.13 \cdot 10^{30} \text{ s}^{-2}$, přičemž byl použit vztah $\lambda = 2\pi/k$ a (1.10)¹. Porovnáním hodnot je patrná relace $\omega_{pe}^2 \ll k^2 c^2$, která implikuje hladký průchod vlny plazmatem bez znatelného tlumení či změny frekvence, což mimo jiné umožňuje pozorování Thomsonova rozptylu. Pronikání vlny do plazmatu by mohla ovlivnit i cyklotronová frekvence ω_{ce} , provedeme-li její řádový výpočet dle vztahu (1.9)², $\omega_{ce}^2 \approx (10^{-19}/10^{-30})^2 = 10^{22} \text{ s}^{-2}$, získáme stejnou relaci $\omega_{ce}^2 \ll k^2 c^2$.

Samotný Thomsonův rozptyl je však interakcí zcela jiného charakteru. Jedná se o rozptyl fotonů na volných elektronech či iontech. Thomsonovým rozptylem rozumíme proces urychlení volného elektronu dopadající EM vlnou (fotonem) a následné vyzáření elektromagnetického záření elektronem v odlišném směru [10] (s2). Tento děj není nutně vázán na plazmatické skupenství, avšak, jak bude stanoveno dále, má velice malý účinný průřez, a tudíž je pozorovatelný především v prostředí s vysokou elektronovou resp. iontovou hustotou. Příklady projevu Thomsonova rozptylu můžeme nalézt například ve sluneční koruně, přesněji K-koroně, která díky tomu vyzařuje spojité spektrum namísto čárového [36]. Lineární polarizace reliktního záření má rovněž původ v Thomsonově rozptylu [37].

¹Uvažuji přibližné hodnoty $n_{e0} = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ [44], $c = 3 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$ [15]

²Uvažuji přibližné hodnoty $B \approx 1$ [43], $q = e \sim 10^{-19} \text{ C}$, $m = m_e \sim 10^{-30} \text{ kg}$, zdroj konstant: [15] (s308)

2.1 Proces Thomsonova rozptylu

Následující text popisuje Thomsonův rozptyl na volných elektronech, obdobné vztahy lze odvodit i pro ionty, přičemž rozdíly mezi diagnostikou založenou na rozptylech pomocí elektronů a iontů budou uvedeny ke konci kapitoly. Mějme tedy volný elektron v klidu, na který dopadá EM vlna (*incident wave*) o dané frekvenci ω_i . Elektron je urychlen a začne kmitat pod stejnou frekvencí. Jak je známo z klasické elektrodynamiky, každý urychlený nositel náboje vyzařuje elektromagnetické vlnění. Elektrony se však v plazmatu pohybují, tudíž dochází k projevům Dopplerova jevu. Dochází ke dvěma efektům, díky relativnímu pohybu elektronu vůči zdroji EM záření vnímá elektron dopadající vlnu s posunutou frekvencí a stejně tak relativní pohyb elektronu vůči pozorovateli způsobí další dopplerovský posuv. Z měření spektra rozptýleného světla je tedy možno určit rychlostní rozdělení elektronů a například za předpokladu maxwellovského rozdělení (1.8) lze určit elektronovou teplotu T_e .

Na celý problém se můžeme podívat jako na kvantově mechanickou srážku dvou částic, fotonu a elektronu. Uvažujme rovinnou srážku elektron v klidu s klidovou energií m_0ec^2 a příchozího fotonu o dané energii E_p . Ze zákonů zachování hybnosti a energie můžeme odvodit vztah (2.1) pro energii, kterou příchozí foton předá elektronu, $E_p - E'_p$, kde E'_p je energie elektronu po srážce. Úhel φ představuje odchýlení fotonu od původní trajektorie [10] (s3).

$$E_p - E'_p = \left(\frac{E_p^2}{m_0ec^2} \right) \frac{1 - \cos \varphi}{1 + \frac{E_p}{m_0ec^2} (1 - \cos \varphi)} \quad (2.1)$$

Vezmeme-li v úvahu klasický diagnostický systém, pro který platí $E_p \approx 1$ eV a $m_0ec^2 = 511$ keV, tedy $m_0ec^2 \gg E_p$, můžeme říci, že změna energie elektronu je zanedbatelná, rovněž i změna jeho hybnosti. EM vlna tedy nemá na trajektorii ani rychlost elektronů podstatný vliv [10] (s4). Díky tomuto poznatku můžeme o diagnostice Thomsonova rozptylu hovořit jako o neinvazivní, což ji dělá velice atraktivní.

2.1.1 Zrychlení elektronu

Jak již bylo řečeno elektron urychlený elektromagnetickou vlnou emituje záření. Vyzářené pole je úměrné nabytému zrychlení $\vec{v}^3$, proto bude následující část obsahovat jeho odvození. Použijeme-li základní odhad pro výpočet rychlosti $E_k = 1/2m_0ev^2$, pro typickou teplotu 5 keV dosahovanou v současných tokamacích získáme přibližnou hodnotu $v \approx 0.42 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1} \approx 0.15 c$. Jednoznačně se nejedná o zanedbatelnou hodnotu vzhledem k rychlosti světla, a tudíž je nutné uvažovat relativistické efekty. Navíc uvážíme-li maximální předpokládané teploty plazmatu na tokamaku ITER, ≈ 40 keV ($v \approx 0.4 c$), budou relativistické efekty již velice znatelné. Pro odvození nabytého zrychlení (rce 2.2) použijeme Newtonovu

³tečka nad symbolem v značí časovou derivaci

pohybovou rovnicí (A5), přičemž sílu $\vec{F}$ na pravé straně uvažujeme Lorentzovu sílu, kterou působí příchozí vlna o $\vec{E}_i$ a $\vec{B}_i$ na elektron o náboji e a rychlosti $\vec{v}$ [10] (s5), přičemž počítáme s relativisticky proměnnou hmotností m elektronu o klidové hmotnosti m_0 .

$$\frac{d\vec{m}\vec{v}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0\vec{v}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \right) = -e \left(\vec{E}_i + \vec{v} \times \vec{B}_i \right) \quad (2.2)$$

Zavedeme-li nové proměnné $\vec{\beta} = \vec{v}/c$, $\vec{\dot{\beta}} = \vec{\dot{v}}/c$ a $\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$ a provedeme-li derivaci, obdržíme rovnici (2.3).

$$m_0\gamma\vec{\dot{\beta}} + m_0\gamma^3\vec{\beta}(\vec{\beta} \cdot \vec{\dot{\beta}}) = -e \left(\frac{\vec{E}_i}{c} + \vec{\beta} \times \vec{B}_i \right) \quad (2.3)$$

Rovnici můžeme skalárně vynásobit vektorem $\vec{\beta}$, abychom vyjádřili člen v závorce na levé straně rovnice (2.3), přičemž využíváme vektorovou identitu $\vec{\beta} \cdot (\vec{\beta} \times \vec{B}_i) = 0$. Po provedení úprav získáme vztah

$$\vec{\beta} \cdot \vec{\dot{\beta}} = -\frac{e}{m_0\gamma^3c} \vec{\beta} \cdot \vec{E}_i,$$

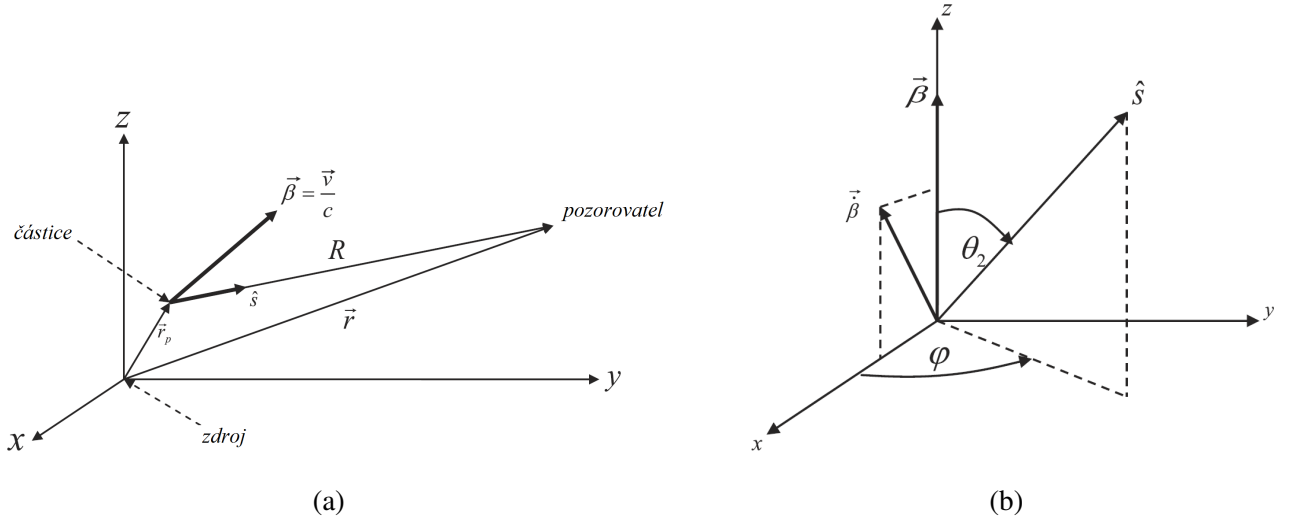
který lze dosadit do rovnice (2.3). Aplikací základního poznatku z teorie elektromagnetismu $\vec{B} = \frac{1}{c}\hat{i} \times \vec{E}$, kde $\hat{i}$ je směr šíření příchozí vlny, a dvojitého vektorového součinu (A6) odvodíme výsledný vztah pro zrychlení udělené elektronu (2.4) [10] (s6)

$$\vec{\dot{\beta}} = -\frac{e}{m_0\gamma c} \left(\underset{\textcircled{1}}{\vec{E}_i} - \underset{\textcircled{2}}{(\vec{\beta} \cdot \vec{E}_i)\vec{\beta}} + \underset{\textcircled{3}}{\hat{i}(\vec{\beta} \cdot \vec{E}_i) - \vec{E}_i(\vec{\beta} \cdot \hat{i})} \right). \quad (2.4)$$

Je evidentní, že pro nulové elektrické pole $\vec{E}_i$ je zrychlení rovněž nulové. Je-li rychlost elektronů zanedbatelná vůči rychlosti světla, získá elektron pouze zrychlení $-\frac{e}{m_0c}\vec{E}_i$ ve směru příchozí vlny dané prvním členem $\textcircled{1}$. Člen označený $\textcircled{2}$ popisuje relativistickou korekci, zatímco zbývající členy $\textcircled{3}$ dva se vztahují k příspěvku od magnetického pole $\vec{B}_i$.

2.1.2 Vyzářený výkon

Pro odvození vyzářeného výkonu P s čímž souvisí pojem účinného průřezu, je nutné uvést vztahy pro EM potenciály ϕ a $\vec{A}$, známé jako Lienhart-Wiechertovy potenciály [10] (Příloha B a C). Společně s odvozeným elektrickým $\vec{E}_s$ a magnetickým polem $\vec{B}_s$ jsou zapsány v soustavě



Obr. 2.1: (a) Diagram ukazující geometrii rozptylu a význam některých veličin, (b) souřadnicový systém pro výpočet celkového výkonu P_{tot} . [10]

rovníc (2.5), přičemž pro odvození (provedené např. v [10] (s35-40)) je použito klasických vztahů mezi elektromagnetickými potenciály a poli (A3).

$$\begin{aligned}\phi(\vec{r}, t) &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{R - \vec{R} \cdot \vec{\beta}} \right]_{ret} & \vec{A}(\vec{r}, t) &= \frac{\mu_0 q}{4\pi} \left[\frac{\vec{v}}{R - \vec{R} \cdot \vec{\beta}} \right]_{ret} \\ \vec{E}_s(\vec{r}, t) &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{\tilde{\kappa}^3 R c} \hat{s} \times (\hat{s} - \vec{\beta}) \times \vec{\beta} \right]_{ret} & \vec{B}_s(\vec{r}, t) &= \frac{1}{c} \hat{s} \times \vec{E}_s(\vec{r}, t)\end{aligned}\quad (2.5)$$

Význam některých veličin je patrný z Obr. 2.1a, přesto však budou nyní korektně definovány. Vektor $\vec{R}$ značí polohový vektor částice vzhledem k pozorovateli, R je jeho velikost a $\hat{s}$ je jednotkový vektor jeho směru. Vektor $\vec{r}$ udává polohu zdroje vůči pozorovateli, zatímco $\vec{r}_p$ udává polohu zdroje vůči částici. Veličiny $\vec{v}$ a $\vec{\beta}$ značí rychlosti částice, přičemž platí $\vec{\beta} = \vec{v}/c$. Vektor $\vec{\beta} = \vec{v}/c$ stanovuje směr a velikost zrychlení částice. Význam konstant ϵ_0 , μ_0 a c byl uveden dříve. Vysvětlení vyžaduje také veličina $\tilde{\kappa}$, která je definovaná jako $\tilde{\kappa} = 1 - \vec{\beta} \cdot \hat{s} = 1 - \beta \cos \theta_2$, použijeme-li značení z Obr. 2.1b. Dále dolní indexy $[]_{ret}$ u výrazů označují, že veškeré veličiny závislé na čase t jsou vyčísleny v dřívějším (tzv. *retardovaném*) čase $t' = t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}_p|}{c}$, kde $|\vec{r} - \vec{r}_p| = R$, který zahrnuje dobu, za kterou světlo dorazí k pozorovateli [10] (s7). Výkon elektromagnetického pole je definován pomocí Poyntingova vektoru $\vec{S}_s$ dle rovnice (2.6), kde $\vec{H}_s$ je svázáno s magnetickým polem jako $\vec{B}_s = \mu_0 \vec{H}_s$. Poyntingův vektor udává hustotu toku energie EM pole E plochou dA za jednotku času, integrací přes celou sféru S získáme celkový vyzářený výkon.

$$\vec{S}_s = \vec{E}_s \times \vec{H}_s \quad d^2E = |\vec{S}_s| dA dt \quad P_{tot} = \int_S \vec{S}_s dA \quad (2.6)$$

Jelikož energie pozorovaná v bodě $\vec{r}$ byla vyzářena během časového intervalu dt' , nikoli během dt , je nutno interval transformovat dle vztahu $dt = (1 - \vec{\beta} \cdot \hat{s}) dt'$ (korektně odvozeno v [10] (s8)). Jednotku plochy lze vyjádřit pomocí prostorového úhlu Ω jako $dA = R^2 d\Omega$. Nyní kombinací odvozených vztahů a rovnic (2.5), (2.6) získáme výsledný integrál pro celkový výkon (2.7), odkud může být určen výkon v jednotkovém úhlu $dP/d\Omega$.

$$P = \frac{q^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c} \int \frac{|\hat{s} \times (\hat{s} - \vec{\beta}) \times \vec{\beta}|^2}{(1 - \vec{\beta} \cdot \hat{s})^5} d\Omega \quad (2.7)$$

Pro účel této práce bude uveden pouze výsledný tvar pro celkový výkon P_{tot} (2.8), umocnění čitatele a integrace jsou zdlouhavými nikoli však složitými operacemi a jsou provedeny detailně v [10] (s8-11).

$$P_{tot} = \frac{q^2 \gamma^6}{6\pi c \epsilon_0} \left[\dot{\beta}^2 - (\vec{\beta} \times \dot{\vec{\beta}})^2 \right] \quad (2.8)$$

Z rovnice vyplývá silná závislost na veličině γ , $\sim \gamma^6$, která roste s rychlostí částice, tudíž částice vyzařuje velice silně, blíží-li se její rychlost rychlosti světla. Detailní zkoumání úhlového rozdělení výkonu P_{tot} ukazuje vyzařování energie ve směru rychlosti $\vec{\beta}$ částice, jehož usměrnění v tomto směru roste se zvyšující se rychlostí (*headlight effect*) [10] (s12-13,14).

2.1.3 Účinný průřez Thomsonova rozptylu

Účinný průřez σ rozptylu můžeme definovat pomocí vyzářeného výkonu P_{tot} a velikosti Poyntingova vektoru dopadajícího záření S_{inc} jako

$$P_{tot} = \sigma S_{inc} = \sigma c \epsilon_0 E_i^2. \quad (2.9)$$

Pro získání účinného průřezu Thomsonova rozptylu uvažujme malou rychlost částic ($\beta \ll 1$). Za takového předpokladu bude čítec uvnitř integrálu (2.7) po umocnění omezen na výraz $\dot{\beta}^2 - (\vec{\beta} \cdot \hat{s})^2$, což je možné upravit s pomocí úhlu θ_2 (viz. Obr. 2.1b) do tvaru $\dot{\beta}^2 (1 - \cos^2 \theta_2) = \dot{\beta}^2 \sin^2 \theta_2$. Po dosazení do rovnice (2.7) a provedení integrace přes prostorový úhel $d\Omega = \sin \theta_2 d\theta_2 d\varphi$ dostaneme [10] (s14)

$$P_{tot} = \frac{q^2 \dot{\beta}^2}{16\pi^2 c \epsilon_0} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sin^3 \theta_2 d\theta_2 d\varphi = \frac{8\pi}{3} \frac{q^4}{16\pi^2 c^4 \epsilon_0^2 m_0^2} (\epsilon_0 c E_i^2) \quad (2.10)$$

V úpravě výrazu (2.10) byl použit výsledek z odvození získaného zrychlení elektronu $\vec{\beta}$ (2.4) pro $\beta \ll 1$. Porovnáním posledních dvou rovnic, přičemž předpokládáme rozptyl na elektronech $q = e$, získáme vztah pro účinný průřez Thomsonova rozptylu σ_{TS} , kde jsme použili definici standardního poloměru elektronu r_e [10] (s14)

$$\sigma_{TS} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 e c^2} \right)^2 = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \quad (2.11)$$

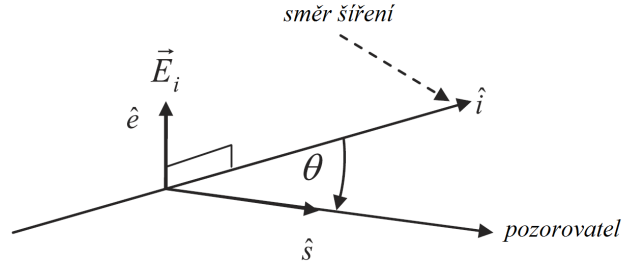
Z rovnice pro účinný průřez (2.11) můžeme dedukovat dvě elementární skutečnosti. Provedeme-li číselný výpočet, zjistíme, že účinný průřez nabývá přibližně hodnoty $\sigma_{TS} \simeq 6.65 \cdot 10^{-29} \text{ m}^2$. Thomsonův rozptyl má na první pohled extrémně malý účinný průřez. Tato veličina souvisí s pravděpodobností dané interakce, tudíž Thomsonův rozptyl je možné pozorovat pouze při kontaktu vysoce výkonného světelného svazku s médiem o vysoké hustotě volných elektronů (plazmatem). Jediným současným zdrojem tak intenzivního a fokusovaného záření jsou vysoce výkonné lasery založené na Q-spínání, bez kterých by diagnostika Thomsonova rozptylu nebyla vůbec proveditelná. Je třeba si také uvědomit, že v praxi při provozu diagnostiky Thomsonova rozptylu je sbíráno rozptýlené světlo v relativně malém prostorovém úhlu, čímž se dále snižuje počet užitečných fotonů. Tato skutečnost ještě více podtrhuje nutnost použití výkonných laserů.

Druhým faktem plynoucím ze vzorce pro účinný průřez je nepřímá závislost na hmotnosti rozptylové částice. Pokud bychom chtěli do výpočtů zahrnout i rozptyl například na protonech, které mají hmotnost přibližně tisíckrát větší [15], zjistíme, že ve skutečnosti protony rozptýlí za stejných podmínek přibližně 10^6 krát méně příchozího výkonu než elektrony. Rozptyl na protonech či jiných iontech je možné v takovém případě ve srovnání s elektrony úplně zanedbat. Je však známo, že existuje i varianta diagnostiky Thomsonova rozptylu, pomocí které je možné určovat parametry iontů v plazmatu. Jak bude vysvětleno dále, taková diagnostika je rovněž založena na sběru rozptýleného záření elektrony, ovšem ty v takovém případě vykazují kolektivní chování. Shlukují se do oblaků okolo kladně nabitých iontů, což je známý princip Debeyova stínění ze sekce 1.2.1. Rychlost pohybu elektronového oblaku a vnitřního iontu je tudíž svázána a nabízí možnost diagnostiky iontů. Více je k tématu řečeno v sekci 2.1.5.

Ze vztahu 2.7 můžeme podobným způsobem také odvodit vztah pro veličinu známou jako diferenciální účinný průřez $d\sigma/d\Omega$, který udává pravděpodobnost rozptylu do jednotkového prostorového úhlu $d\Omega$. Odvození je provedeno opět za předpokladu nerelativistických rychlostí, kdy platí $\beta \ll 1$. Za $\vec{\beta}$ je dosazeno ze vztahu 2.4 pro nerelativistický případ, navíc použijeme rovnici 2.9. Získáme tak rovnici

$$\frac{dP}{d\Omega} = r_e^2 \sin^2(\theta_2) \epsilon_0 c E_i^2 \quad \Rightarrow \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = r_e^2 \sin^2(\theta_2) \quad (2.12)$$

Z odvozeného vztahu je patrné, že pravděpodobnost rozptylu je úhlově závislá. K maximálnímu rozptylu dochází, je-li úhel θ_2 roven 90° . Thomsonův rozptyl je tedy neúčinnější v rovině kolmé ke směru polarizace dopadající elektromagnetické vlny.



Obr. 2.2: Elektrická indukce dopadajícího elektrického pole $\vec{E}_i$ ve směru $\hat{e}$ je kolmá na rozptylovou rovinu danou vektory $\hat{s}$ a $\hat{i}$ [10]

2.1.4 Rozptýlené elektrické pole ve standardní geometrii TS

Ve standardní geometrii diagnostiky Thomsonova rozptylu je vektor elektrické intenzity $\vec{E}_i$ příchozí vlny kolmý na rozptylovou rovinu, jak bylo odvozeno na konci předešlé kapitoly. Rozptylová rovina je určena $\hat{s}$ a $\hat{i}$ z Obr. 2.2, což implikuje $\hat{e} \cdot \hat{s} = 0 = \hat{e} \cdot \hat{i}$. Pro tento případ je v následujícím textu odvozen tvar elektrického pole $\vec{E}_s$ (2.5) vzniklého zářením elektronu se zrychlením $\vec{\beta}$ (2.4). Pro zjednodušení výpočtu je možné provést předpoklad, který uvažuje umístění polarizátoru rozptýleného světla tak, aby byly sbírány pouze příspěvky ve směru elektrické intenzity $\vec{E}_i$ ($\hat{e}$) příchozí vlny. Po roznásobení a četném použití vektorové identity (A6) obdržíme vztah (2.13), přičemž $\beta_{s,e,i} = \vec{\beta} \cdot \hat{s}, \hat{e}, \hat{i}$ a úhel θ z Obr. 2.2. Výsledek můžeme interpretovat jako velikost rozptýleného elektrického pole jedním volným elektronem ve směru $\hat{e}$, kdy elektrické pole dopadající vlny $\vec{E}_i$ je kolmé na rozptylovou rovinu [10] (s17).

$$E_s(R, t) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 e c^2} \left[\frac{E_i}{\gamma(1 - \beta_s)^3 R} ((1 - \beta_i)(1 - \beta_s) - \beta_e^2(1 - \cos \theta)) \right]_{ret} \quad (2.13)$$

Předpokládejme nyní rovinnou monochromatickou vlnu dopadající na elektron. Vlna může být popsána rovnicí (2.14) v retardovaném čase t' , kde $\vec{k}_i$ je vlnový vektor, ω_i je úhlová frekvence vlny a E_{i0} udává počáteční amplitudu.

$$E_i = E_{i0} \cos(\vec{k}_i \cdot \vec{r}_p(t') - \omega_i t') \quad (2.14)$$

Za předpokladu, že trajektorie elektronu není vlnou narušena (viz závěr z (2.1)), platí pro polohový vektor $\vec{r}_p(t')$ vztah $\vec{r}_p(t') = \vec{v}t' + \vec{r}_{p0}$, kde $\vec{r}_{p0}$ je vektor počáteční polohy. Pro retardovaný čas platí klasický vztah (viz. 2.1.2), který lze za pomoci Taylorova rozvoje a dosazením vztahu pro $\vec{r}_p(t')$ upravit do tvaru (2.15) [10] (s17).

$$t' = \frac{1 - \frac{R}{c} + \frac{\hat{s} \cdot \vec{r}_{p0}}{c}}{1 - \hat{s} \cdot \vec{\beta}} \quad (2.15)$$

Získaným vztahem můžeme transformovat fázi příchozí elektromagnetické vlny (2.14) a posléze také dosadit do rovnice pro rozptýlené elektrické pole (2.13), čímž se zbavíme závislosti na retardovaném čase t' . V obdržené rovnici (2.16) je možné pozorovat změněnou fázi o vlnovém vektoru k_s a úhlové frekvenci ω_s , které podléhají vztahům (2.17).

$$E_s(R, t) = r_e \left[\frac{E_{i0}}{\gamma(1 - \beta_s)^3 R} ((1 - \beta_i)(1 - \beta_s) - \beta_e^2(1 - \cos \theta)) \right] \cos(k_s R - \omega_s t - \vec{k} \cdot \vec{r}_{p0}) \quad (2.16)$$

$$k_s = k_i \left(\frac{1 - \beta_i}{1 - \beta_s} \right) \quad \omega_s = \omega_i \left(\frac{1 - \beta_i}{1 - \beta_s} \right) \quad (2.17)$$

$$\vec{k} = \vec{k}_s - \vec{k}_i \quad \omega = \omega_s - \omega_i = \vec{k} \cdot \vec{v}$$

Veličiny $\vec{k}$ a ω představují posunutý vlnový vektor a změnu frekvence pod vlivem Dopplerova jevu. Jak již bylo zmíněno dříve, frekvence nabývá posunutí ze dvou důvodů. Zaprvé elektron pohybující se ve směru vlny vnímá dopadající záření na rozdílné frekvenci. Stejný elektron pak díky svému pohybu rychlostí vyzařuje jinou frekvenci ω_s . Z poslední rovnice (2.17) je vidět, že dopplerovský posuv je přímo úměrný složce rychlosti elektronu $\vec{v}$ ve směru vektoru $\vec{k}$.

2.1.5 Salpeterův parametr

V dosavadní části práce byl předpokládán rozptyl na jediném elektronu. Následující kapitola se bude věnovat odvození podmínek, za kterých je možné takový rozptyl předpokládat a naopak, kdy je nutné uvažovat kolektivní procesy. Představíme-li si objem obsahující N elektronů, bude rozptýlené pole výsledkem součtu příspěvků všech elektronů (2.16). Ve výsledku však budou do daného směru přispívat pouze elektrony se stejným fázovým členem $\vec{k} \cdot \vec{r}_{p0}$. Jelikož je kosinus 2π -periodická funkce, budou ve stejném směru přispívat navíc i elektrony s fázovým členem lišícím se o 2π . Tyto dvě "roviny" elektronů jsou vzdálené o $2\pi/k$ (*scale length*). Velikost vektoru $\vec{k}$ můžeme za předpokladu $\omega_s \approx \omega_i$ zapsat ve tvaru (2.18) [10] (s19), kde λ_i je vlnová délka příchozího záření. Předpoklad jistě není při vyšších rychlostech splněn, avšak můžeme jej opodstatnit tím, že odvozujeme pouze rozsah rozptylových událostí, nikoli přesné hodnoty.

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_i} \sin \frac{\theta}{2} \quad (2.18)$$

Zavedeme parametr α (2.19), známý jako *Salpeterův parametr*, jako poměr dvou charakteristických délek, odvozené rozptylové délky $1/k$ (2.18) a Debyeovy délky λ_D (1.6) [2] (s3).

$$\alpha = \frac{1}{k\lambda_D} = \frac{\lambda_i}{4\pi\lambda_D} \frac{1}{\sin \frac{\theta}{2}} \quad (2.19)$$

Dle hodnoty parametru α je možné rozlišit tři oblasti, ve kterých spektrální rozdělovací funkce vykazuje odlišné rysy. Je-li $\alpha \ll 1$ můžeme uvažovat ryze rozptyl na jednotlivých elektronech. Tato oblast se běžně nazývá *nekoherentní rozptyl*. Ve zmíněném případě je rozptylová délka mnohem menší než Debyeova stínící vzdálenost, která udává hraniční rozměr, na kterém již plazma vykazuje kolektivní chování (1.2.1). Na menších rozměrech je tudíž teoreticky možné rozlišit jednotlivé elektrony.

Druhou oblast, pro kterou platí relace $\alpha \geq 1$, označujeme jako *koherentní* nebo též *kolektivní* rozptyl. Za této podmínky dochází k rozptylu na elektronech uvnitř stínících oblaků obklopujících kladně nabitě ionty. Elektrony tedy nelze rozlišit, jelikož se pohybují kolektivně. Pohyb elektronového oblaku však sleduje pohyb vnitřního iontu, a tudíž je možné z rozptýleného světla určit parametry iontů v plazmatu, přestože k rozptylu dochází na elektronech. Tento typ diagnostiky je velice náročný na provedení, tudíž je integrován pouze na několika zařízeních, například Alcator C-Mod, JET, ASDEX UPGRADE či TEXTOR [17], [18]. Zároveň je však aktivně zkoumán, jelikož se jedná o jednu z mála diagnostik zaměřených na studium iontů. Především atraktivní je pak diagnostika alfa částic, které, jak již bylo zmíněno v sekci 1.1.3, mohou být silným nástrojem ohřevu plazmatu hlavně v budoucích zařízeních [2].

Poslední oblast charakterizována podmínkou $\alpha \gg 1$ se nazývá rovněž koherentní rozptyl. V takovém případě je možné pozorovat kolektivní pohyby elektronů, z čehož jsme schopni určit spektrum fluktuací elektronové hustoty [2].

Většina současných tokamaků používá jako zdroj záření lasery viditelného nebo blízkého infračerveného světla společně s relativně velkými rozptylovými úhly (90° až 180°). V takových konfiguracích jsou bez problému splněny podmínky první oblasti. Pro diagnostiku na tokamaku COMPASS byla podmínka nekoherentního rozptylu ověřena v práci [27].

2.1.6 Vyzážené spektrum

Závěrečná kapitola bude věnována odvození tvaru spektrální funkce S rozptýleného záření. Požadovanou rovnici je možné získat ze vztahu pro průměrný rozptylový výkon souborem elektronů do jednotkového prostorového úhlu $d\Omega_s$ pro jednotkovou úhlovou frekvenci $d\omega_s$. Odvození probíhá podobně jako v sekci 2.1.2 pro rozptýlené elektrické pole (2.16) ⁴. Navíc je na funkci $E_s(R, t)$ aplikována Fourierova transformace, kterou je převedena na $E_s(\omega_s)$. Ve výsledném vztahu pro průměrný výkon (2.20) se z tohoto důvodu objeví Diracova delta funkce $\delta(\vec{k} \cdot \vec{v} - \omega)$ jako transformace exponenciály.

⁴Korektní odvození nabízí například [10] (s19-25)

$$\frac{d^2\bar{P}}{d\Omega_s d\omega_s} = r_e^2 \int_V \langle S_i \rangle n_e d^3\vec{r} \int_{vel} \underbrace{\left(\frac{\omega_s}{\omega_i}\right)^2}_{(1)} \left[1 - \underbrace{\frac{\beta_e^2 (1 - \cos \theta)}{(1 - \beta_i)(1 - \beta_s)}}_{(2)} \right]^2 \underbrace{(1 - \beta^2) f(\vec{\beta}) \delta(\vec{k} \cdot \vec{v} - \omega)}_{(3)} d^3\vec{\beta} \quad (2.20)$$

Ve vztahu (2.20) se vyskytuje veličina $\langle S_i \rangle$ značící časově středovaný Poyntingův vektor příchozí vlny, n_e udává elektronovou hustotu a za funkci $f(\vec{\beta})$ dosazujeme rychlostní rozdělení elektronů. Detailnější rozbor členů uvnitř integrálu přes rychlosti (*vel*) ukazuje, že člen (1) je na rychlosti nezávislý a lze jej vysunout před integrál. Tento výraz představuje modrý posuv rozptýleného spektra. Člen označený (3) odpovídá snížení intenzity rozptýleného záření jako výsledek relativisticky proměnné hmotnosti. Na první pohled komplikovaný výraz (2) se označuje jako *depolarizační* člen a vyjadřuje změnu orientace vektoru (polarizace) elektrické intenzity $\vec{E}_i$ z pohledu pohybujícího se elektronu. Lze ukázat, že tento člen má zanedbatelný vliv na tvar rozptýleného spektra, avšak projevuje se snížením intenzity pro kolmou polarizaci. Redukce intenzity navíc roste s rostoucím $\vec{\beta}$ [10].

Spektrální funkce S je dána diskutovaným integrálem. V prvním přiblížení můžeme depolarizační člen položit roven jedné. Jak bude vysvětleno později ve většině současných tokamaků je možné depolarizační efekt zanedbat, jelikož snížení intenzity je patrné až pro vyšší teploty (≥ 10 keV) viz. Obr. 2.4⁵. Problém tedy spočívá ve výpočtu integrálu (2.21), do kterého zbývá dosadit pouze rychlostní rozdělení $f(\vec{\beta})$. Mohli bychom dosadit klasické Maxwellovo rozdělení, ovšem jak již bylo řečeno v sekci 2.1.1, relativistické efekty je třeba brát v úvahu již pro relativně nízké teploty (5 keV). Z tohoto důvodu je do vztahu dosazeno relativistické Maxwellovo rozdělení (2.22) [10] (s43), kde K_2 je modifikovaná Besselova funkce druhého řádu a druhého stupně.

$$S = \int \int \int \left(\frac{\omega_s}{\omega_i}\right)^2 (1 - \beta^2) f(\vec{\beta}) \delta(\vec{k} \cdot \vec{v} - \omega) d^3\vec{\beta} \quad (2.21)$$

$$f(\beta) = \frac{\alpha}{2\pi K_2(2\alpha)} \frac{\exp[-2\alpha(1 - \beta^2)^{-1/2}]}{(1 - \beta^2)^{5/2}} \quad \text{kde} \quad \alpha = \frac{m_0 c^2}{2k_B T} \quad (2.22)$$

Pro účel této práce je zde uveden pouze výsledný tvar spektrální funkce S (2.24). Integrace, pro jejíž účely jsou zavedena souřadnice, je detailně provedena například v [10] nebo podobně [19]. Vztah je zapsán v užitečných proměnných ε a x , jejichž definice nabízí rovnice (2.23). Veličina ε je známá jako *normalizovaná posuv vlnové délky* (normalized wavelength shift), definovaná pomocí vlnových délek příchozí λ_i a rozptýlené λ_s vlny.

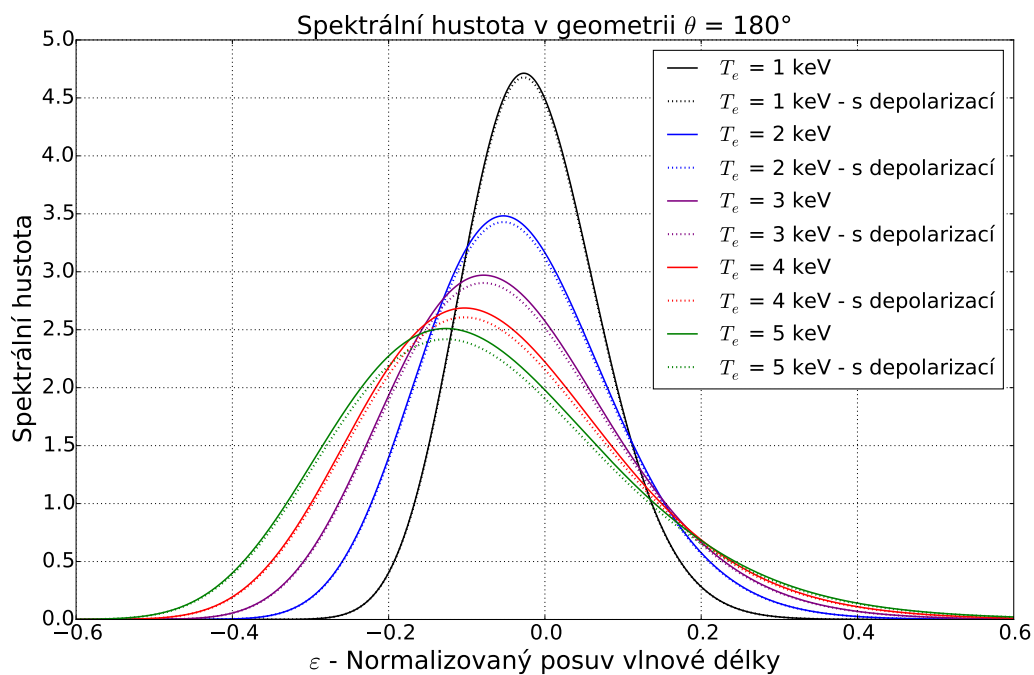
⁵Běžně dosahované teploty na tokamaku COMPASS jsou v jednotkách keV

$$\varepsilon = \frac{(\lambda_s - \lambda_i)}{\lambda_i} \quad x = \left[1 + \frac{\varepsilon^2}{2(1 - \cos \theta)(1 + \varepsilon)} \right]^{1/2} \quad (2.23)$$

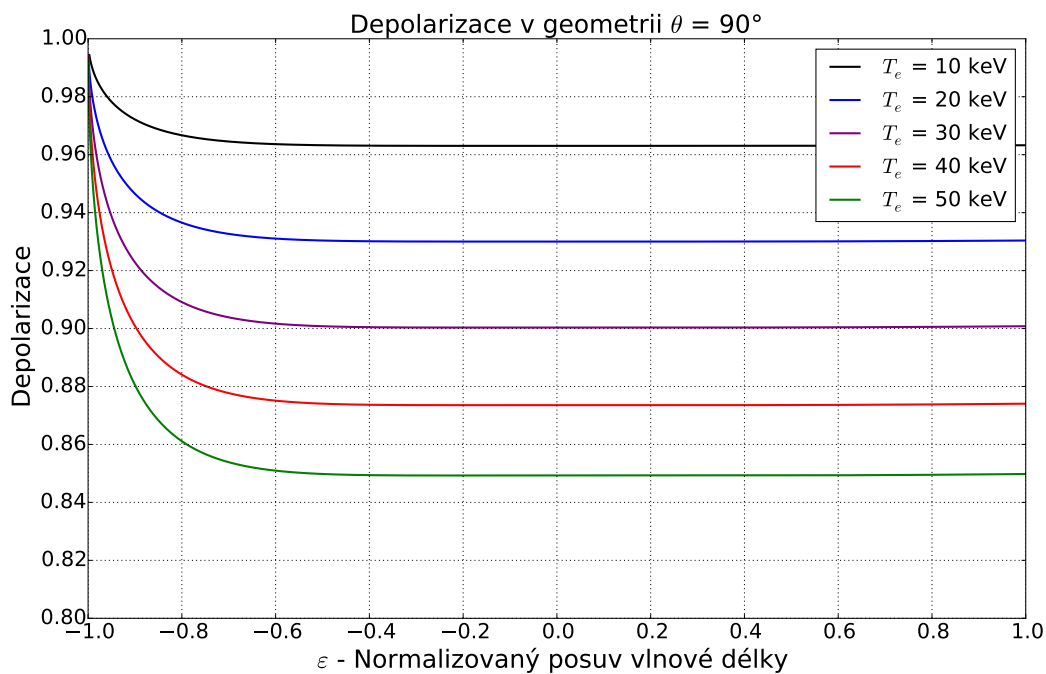
$$S(\varepsilon, \theta, 2\alpha) = \frac{\exp(-2\alpha x)}{2K_2(2\alpha)(1 + \varepsilon)^3} [2(1 - \cos \theta)(1 + \varepsilon) + \varepsilon^2]^{-1/2} \quad (2.24)$$

Již bylo ukázáno [12], obdržený analytický vzorec je poměrně přesným pro vysokoteplotní plazma, přestože je zanedbán depolarizační člen [10]. Funkční závislost spektrální funkce S na veličině ε je pro různé elektronové teploty (1 - 5 keV) vynesena do grafu na Obr. 2.3, speciálně pro úhel $\theta = 180^\circ$, což odpovídá geometrii diagnostiky LIDAR. Ze stejného grafu je patrný zvyšující se posuv píku spektrální hustoty směrem k nižším vlnovým délkám, jedná se tedy o modrý posuv způsobený relativistickými efekty.

Výpočet může být proveden i v případě zanedbání depolarizačního členu. Výsledkem je korekční člen q , jehož odvození je exaktně provedeno například v [10], což koresponduje se závěry ve [13]. Pro účely této práce není nutné přesnou analytickou formuli korekčního členu q uvádět. Depolarizační efekt je místo toho demonstrován jeho závislostí na veličině ε na Obr. 2.4 pro standardní geometrii TS, kde platí $\theta = 90^\circ$. Vztah, dle kterého byly funkční hodnoty vypočítány, je uveden v práci [10] str. 32 (7.23). Je patrné, že má funkce v poměrně širokém pásmu konstantní charakter, což podtrhuje minimální změnu tvaru spektra. Naopak je evidentní podstatná redukce intenzity pro vyšší teploty než 10 keV. Tento fakt však nabízí možnost nového typu diagnostiky, která se soustředí právě na měření míry depolarizace. Práce [14] ukazuje, že míra depolarizace je maximální pro standardní geometrii TS, při $\theta = 90^\circ$. Navíc se ukazuje, že depolarizační efekty mají větší vliv na elipticky polarizované záření. Nutno připomenout, že realizace této diagnostiky vyžaduje vysoké teploty plazmatu. Předpokládané hodnoty na tokamaku ITER však předpoklad splňují, což ji dělá atraktivní a hodnou výzkumu. Bohužel se diagnostika stále potýká s technickými problémy především při přenosu a detekci polarizovaného záření [14].



Obr. 2.3: Graf závislosti spektrální funkce S na normalizovaném posuvu vlnové délky ε pro elektronové teploty v rozsahu 1 - 5 keV pro 180° geometrii (LIDAR)



Obr. 2.4: Graf závislosti depolarizačního členu na ε pro teploty 10 - 50 keV v 90° geometrii TS.

Kapitola 3

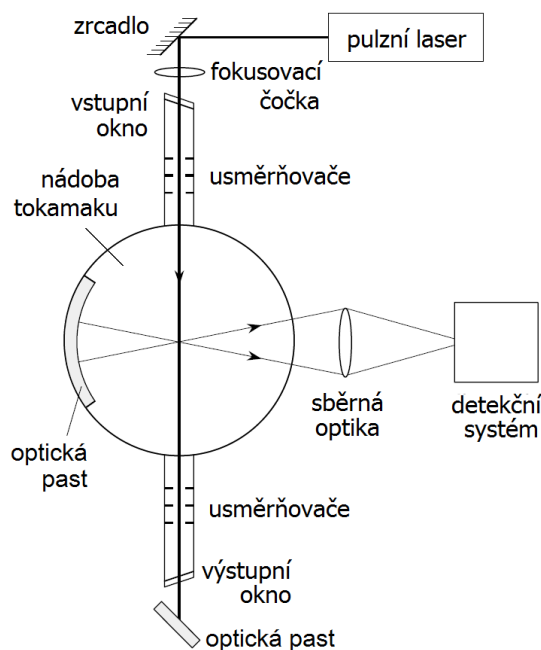
Technické provedení diagnostiky Thomsonova rozptylu

Jak již bylo vícekrát zmíněno v předešlé kapitole, velice nízký účinný průřez Thomsonova rozptylu vyžaduje použití vysoce energetického a vysoce výkonného koherentního záření, které lze v současné době generovat pouze laserem. Sestavení výkonného laseru je pouze jedna ze záležitostí, kterou je nutno vyřešit během konstrukce diagnostiky. V této kapitole budou nejprve shrnuty základní problémy společně s přístupy k jejich řešení, aby mohly být později demonstrovány na konkrétních světových zařízeních. Největší podíl bude věnován diagnostice nekoherentního rozptylu, okrajově bude zmíněna i diagnostika koherentního rozptylu. Velice důležitou součástí zavedení každé diagnostiky do provozu je provedení kalibrace, která bude v této kapitole vynechána, neboť je jí věnována samostatná Kapitola 5.

3.1 Obecná implementace diagnostiky

Diagnostika Thomsonova rozptylu umožňuje skrze měření elektronové či iontové hustoty a teploty studium jevů, které se odehrávají jak v centru plazmatu (středový TS) tak rovněž v okrajových částech (krajový TS). Občas jsou konstruovány i speciální aparatury zaměřující se na oblast divertoru (ITER). Základní myšlenka je však pro všechny varianty stejná. Jádrem každé diagnostiky nekoherentního Thomsonova rozptylu je laserový systém v kombinaci s příhodnou sběrnou optikou a detekčním zařízením. Schématický náčrt diagnostiky je zobrazen na Obr. 3.1a. V současné době existují dvě hlavní cesty při konstrukci diagnostiky. Jednou je použití rubínového laseru společně s mřížkovým spektrometrem a CCD¹ detektorem a druhou možnost poskytuje Nd:YAG laser s filtrovými polychromátory a lavinovými fotodiodami.

¹CCD = Charge-coupled device, elektronická detekční součástka využívající fotoefektu [33]



(a)

Obr. 3.1: (a) Obecné schématické sestavení diagnostiky nekoherentního Thomsonova rozptylu [2]

3.1.1 Laserové systémy

Rubínový laser vyzařující pulsy o energii až 25 J na vlnové délce 694.3 nm má povětšinou relativně nízkou opakovací frekvenci (≤ 5 Hz), což limituje časové rozlišení diagnostiky. Tento typ laseru je tudíž používán, je-li požadováno vysoké prostorové rozlišení za cenu nízkého časového. Již zmíněnou alternativou je Nd:YAG laser generující záření na vlnové délce 1064.3 nm o výstupní energii ~ 1 J, avšak s relativně vysokou opakovací frekvencí (20 až 50 Hz) [2]. V obou případech je nutné pracovat s lasery v režimu Q-spínání, což je metoda řízení činitele jakosti otevřeného rezonátoru během činnosti laseru pro tvorbu krátkého (10 až 100 ns) a výkonného impulsu [33]. Kombinací několika laserových jednotek je samozřejmě možné zvýšit opakovací frekvenci i energii pulsů. Polarizace laserového záření je volena lineární v kolmém směru k rovině rozptylu, pro kterou je rozptyl maximální, což lze vidět ze vztahu (2.12).

Občas se objevují lasery speciálně navržené pro TS pracující v tzv. dávkovém režimu (*burst regime*), které vyprodukují během omezeného časového úseku sérii pulsů s vysokou opakovací frekvencí. Délka série pulsů je omezená dobou života horní hladiny aktivního prostředí (rubínový laser [21]), nebo schopností průběžně čerpat laser během jediného impulsu výbojky (Nd:YAG [23]).

Pro libovolný typ laserového systému je nutné počítat s bezpečnostním omezením pro použitou optiku. Generované impulsy jsou natolik energetické, že mohou způsobovat nevratné poškození.

Přinejmenším průměr svazku musí být udržován dostatečně velký, aby byla koncentrace energie na jednotku plochy držena v normě. Dále zešíkmení a potažení ochranou vrstvou přenosových součástí optické soustavy zabraňuje potenciálně škodlivým zpětným odrazům. V neposlední řadě by veškeré zaoblené součásti měly být konkávními ve směru chodu svazku, aby byla eliminována fokusace odraženého záření zvyšující lokálně intenzitu na nežádoucí úroveň. Toto opatření rovněž napomáhá redukci parazitního světla [2].

3.1.2 Sběrná a přenosová optika

Další nedílnou součástí je sběrná a přenosová optika, jejíž transmitance² by měla být samozřejmě co nejvyšší. Rozptýlené světlo prochází skrze vakuovou komoru a dopadá na sběrné objektivy, odkud je vedeno až ke spektrometrům. V podstatě existují dvě možnosti, jakými lze užitečné světlo vést. První využívá konvenčních optických elementů (čoček a zrcadel), zatímco druhá varianta spočívá ve využití optických vláken, na která je fokusováno záření sběrnými objektivy. U současných větších zařízení jsou preferována optická vlákna. Jejich hlavní výhodou je schopnost přenášet světlo na velké vzdálenosti (≥ 10 m) s poměrně vysokou transmitancí ($\sim 55\%$). Řešení podobného problému konvenční optikou by zahrnovalo velké množství zrcadel a čoček o velkém průměru, přesto by nebylo dosaženo zmíněné hodnoty transmitance. Naopak pro menší zařízení pracující s plazmatem o průměru do 30 cm, kdy může být detekční a tedy i přenosový systém bezpečně umístěn blízko plazmatu, přináší konvenční optika až tři krát lepší výsledky [2].

S nízkým poměrem užitečného a přichozího výkonu laserového záření ($\sim 10^{-15}$ [2]) souvisí mimo jiné i nutnost redukce tzv. parazitního světla (*stray light*), jelikož jakýkoliv odraz laserového záření do sběrné optiky má stále intenzitu o několik řádů vyšší než záření produkované Thomsonovým rozptylem. Efektivní redukci přináší naklonění vstupních a výstupních oken, především pak umístění pod Brewsterův úhel³. Integrace clon podél laserového svazku a optických pastí pomáhá rovněž redukovat parazitní světlo.

3.1.3 Spektrální analýza a detekce

Jak již bylo řečeno, sebrané rozptýlené světlo je vedeno přenosovou optikou k detekčnímu systému, kde je záření nejprve rozděleno do spektrálních kanálů a posléze detekováno. V současnosti existují dvě hlavní koncepce provedení spektrální disperze světla. Spočívají v použití rozdílných spektrometrů a sice filtrového polychromátoru a mřížkového spektrometru (možná obrázky, neboť souvisí s kalibrací nejvíce). Mřížkový spektrometr funguje na principu difrakce světla na mřížce, která přichozí záření rozdělí dle vlnové délky. Filtrový polychromátor naopak využívá vlastností interferenčních filtrů, které jsou uspořádány za sebou do kaskády.

²Poměr mezi výkonem záření, který vstupuje, a který vystoupí z daného prostředí [33].

³Úhel dopadu záření, při kterém pro polarizaci v rovině s dopadovou rovinou nedochází k odrazu, pouze k lomu. (strana 348) [34]

Každý filtr propouští pouze určitou část dopadajícího světla a zbytek je odražen k dalšímu filtru. Odlišnost zařízení se projevuje především v počtu spektrálních kanálů a časovém rozlišení kompatibilní detekce. Z pravidla vyššího počtu spektrálních kanálů dosahuje mřížkový spektrometr (až 80), zatímco při aplikaci filtrového polychromátoru lze světlo rozdělit do tří až osmi kanálů [2]. Během spektrální analýzy je možné provádět dodatečnou redukci parazitního světla blokováním či odvedením záření o vlnové délce laseru.

S volbou spektrometru úzce souvisí volba vhodného detekčního aparátu. Opět můžeme rozlišit dva základní typy detekčních systémů, které se principiálně liší ve způsobu zpracování signálů. V kombinaci s filtrovými spektrometry se povětšinou používají jednobodové rychlé detektory schopné rozlišit jednotlivé impulsy a dokonce i jejich časové průběhy. Jedná se konkrétně o lavinové fotodiody (APD), fotonásobiče (PMT) či pole fotodiód. Takový systém dosahuje tedy časového rozlišení odpovídající délce laserového impulsu (15 ns). Mimo jiné lze zaznamenávat záření plazmatu těsně před a po průchodu laserového záření plazmatem [2].

S mřížkovými detektory se více využívá časově integračních detektorů uspořádaných do pole, mezi které spadá např. CCD či CMOS (Complementary Metal-Oxide-Semiconductor ⁴) detektor, Souhrnně se označují jako TV systémy, díky podobnosti s televizními kamerami zaznamenávající 2-D obraz. Hlavní nevýhodou proti předchozímu typu detektorů je nižší časové rozlišení, jelikož dochází k časové integraci signálu jednotlivých laserových pulsů. S tím také souvisí absence schopnosti měření průběhů jednotlivých pulsů. Integrační doba se liší pro různé typy a modely detektorů, obvyklé hodnoty se pohybují mezi 1 až 10^{-4} s. Jejich plocha však čítá velké množství bodů (10^6 až 10^7), díky čemuž jsou ideální v kombinaci s mřížkovým spektrometrem, který umožňuje realizaci velkého množství spektrálních kanálů. [2]

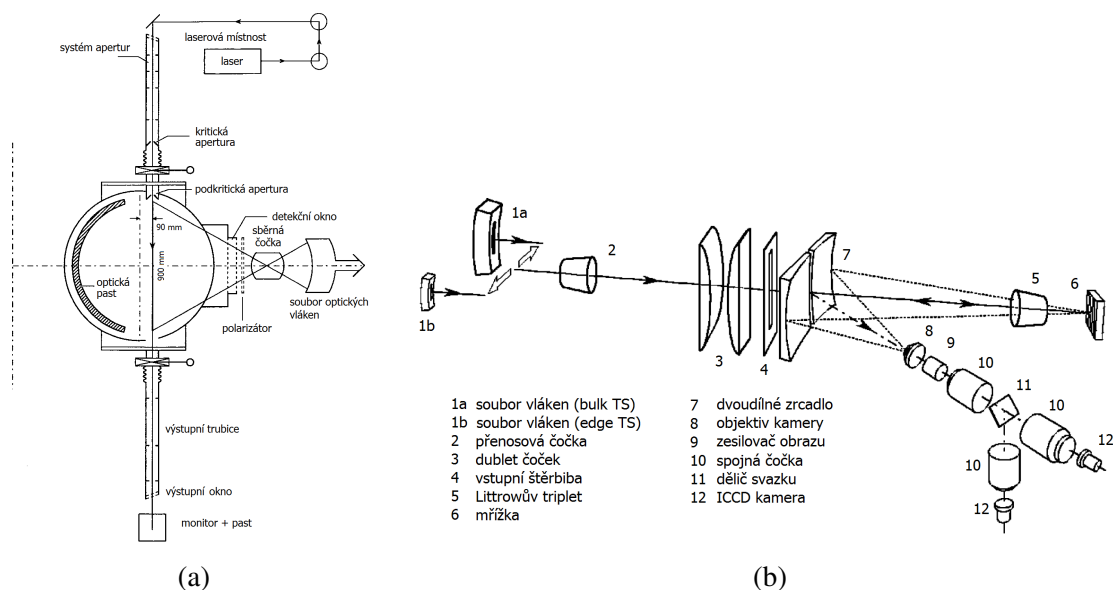
3.2 Diagnostika TS na tokamacích ve světě

V této sekci budou popsány provedení diagnostik TS na některých světových zařízeních. První část bude věnována tokamaku TEXTOR, který přestože již není v provozu, hraje důležitou roli, neboť na něm byla integrována jedinečná diagnostika založená na rubínových laserech. Druhou zkoumanou diagnostikou bude ta na tokamaku MAST, která měla mimo jiné podstatný vliv na konstrukci diagnostiky na tokamaku COMPASS.

3.2.1 Provedení diagnostiky TS na tokamaku TEXTOR

Tokamak TEXTOR (Torus Experiment for Technology Oriented Research) je středně velký tokamak o velkém poloměru 1.75 m a malém 0.46 m, s toroidálním magnetickým polem 2.6 T

⁴Doplňující se kov-oxid-polovodič, tranzistor pracující na základě působení el. pole na vodivý kanál v polovodičovém materiálu se značně vysokým vstupním odporem [33].



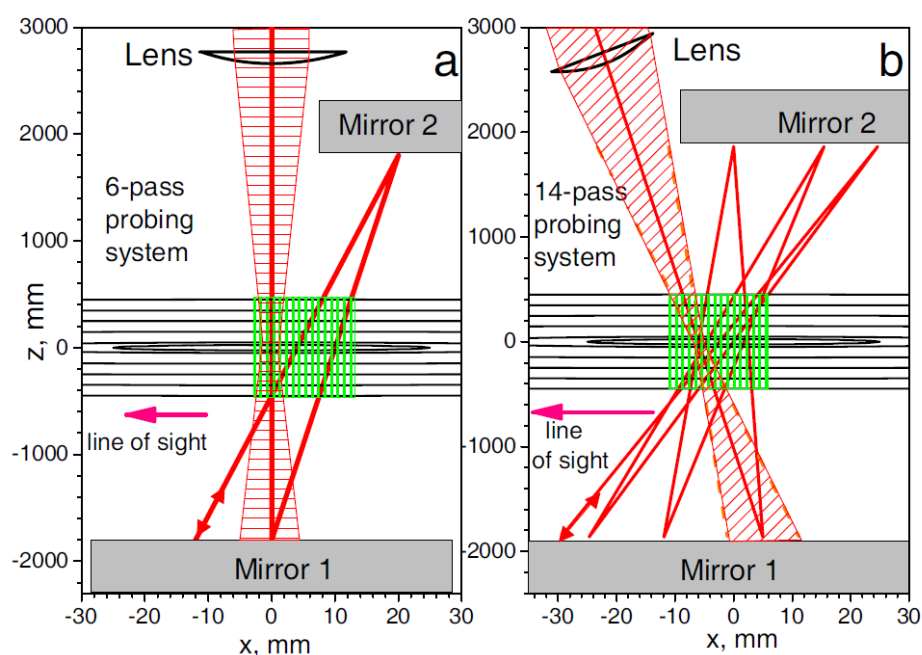
Obr. 3.2: (a) Schéma diagnostiky nekoherentního TS na tokamaku TEXTOR [20], (b) Schéma mřížkového spektrometru typu Littrow na tokamaku TEXTOR [22].

a proudem plazmatu $I_p \leq 500$ kA [20]. Diagnostika TS byla v provozu od roku 2000, přičemž byla několikrát vylepšena. Základní schéma diagnostiky je zobrazeno na Obr. 3.2a.

Diagnostika byla založená na Q-spínaném rubínovém laseru (694.3 nm), jehož svazek prochází plazmatem ve vertikálním směru. Rozptýlené světlo je sbíráno podél celého průměru plazmatu (900 mm) sběrným objektivem a poté je optickými vlákny vedeno na mřížkový spektrometr typu Littrow, jehož schéma je uvedeno na Obr. 3.2b. Základním prvkem spektrometru je mřížka (6), odkud je difrakcí rozdělené světlo zobrazeno pomocí Littrowova tripletu (5) na dvoudílné zrcadlo (7), které jej odráží na detekční systém, jehož jádrem jsou dvě CCD, později vyměněny za CMOS, kamery (12), sbírající obrazy s rozlišením 512×384 pixelů. Jedna kamera snímá data během laserového impulsu, zatímco druhá v době mezi jednotlivými impulsy [21].

První verze systému obsahující zmíněné CCD kamery používala laser v klasickém režimu Q-spínání, který generoval jeden impuls o energii ≤ 25 J a délce 15 ns nebo dva impulsy poloviční energie. Tímto způsobem bylo dosaženo na svou dobu výborného prostorového (8 mm) i spektrálního rozlišení (2.2 nm) až ve 450 prostorových bodech [20].

Za účelem studia magnetických ostrovů či vnitřní transportní bariéry, což bylo v té době jedním z cílů diagnostiky, bylo třeba zvýšit počet měření během výboje i jeho frekvenci, čehož bylo dosaženo vylepšením jak laserového systému, tak detekčního aparátu. Tehdejší standardní rubínový laser byl vyměněn za speciálně vyvinutý *double-pass intra-cavity laser*. Generovaný impuls byl po průchodu plazmatem odražen sférickým zrcadlem ve stejném směru zpět. Dvojice zrcadel tvořila 18 metrů dlouhý rezonátor laseru, čímž bylo dosaženo požadované opakovací frekvence řádu kHz, přičemž dodaná energie zůstala dostatečně vysoká (10 J) pro zachování požadované přesnosti ($\sim 10\%$) měření elektronové teploty T_e a hustoty n_e [21]. Zvýšení opakovací frekvence laserů bylo doprovázeno vylepšením detekčního systému, především byly CCD



Obr. 3.3: Princip několikanásobného průchodu svazku plazmatem (tzv. *multipass intra-cavity laser*), kdy laserový svazek prochází šestkrát (a) či čtrnáctkrát (b) skrze vyznačenou cílovou oblast. Černé čáry značí kruhové magnetické povrchy v plazmatu. [21].

kamery vyměněny za kamery založené na technologii CMOS. Hlavní výhodou CMOS vůči CCD kamerám je schopnost ukládat větší množství obrazů do vnitřní paměti navíc s vyšší rychlostí. Použité zařízení je schopné snímat 12 bitové obrazy o rozlišení 512×384 bodů snímovací frekvencí přibližně 11 kHz, přestože si zachovává poměrně dobrou citlivost [22]. Limitace diagnostiky spočívala především v počtu generovaných impulsů (~ 15) během jednoho výboje dlouhého několik milisekund, což nebylo postačující pro pozorování rychlých událostí, které navíc vyžadovaly vyšší přesnost.

Řešení problému přineslo další vylepšení diagnostiky, které spočívalo ve zvýšení počtu průchodů jednotlivých impulsů plazmatem, přičemž svazek byl z komory veden po stejné dráze jako dovnitř, tudíž byl zachován *intra-cavity* systém. Umístění sférických zrcadel na horní a dolní stranu komory umožnilo každému z pulsů projít skrze pozorovanou oblast šestkrát, později dokonce čtrnáctkrát (Obr. 3.3), během jednoho měření. Tímto způsobem byla zvýšena celková efektivní energie v průběhu jednoho měření, což umožnilo zvýšit počet impulsů v sérii (až 40) pro dosažení většího časového rozlišení a vyšší přesnosti. Zmíněné vylepšení skutečně posunulo přesnost na úroveň 1.5% až 3% a umožnilo studium velice rychlých událostí v plazmatu (např. rotující magnetické ostrovy) s prostorovým rozlišením do 1 cm [21].

3.2.2 Provedení diagnostiky TS na tokamaku MAST

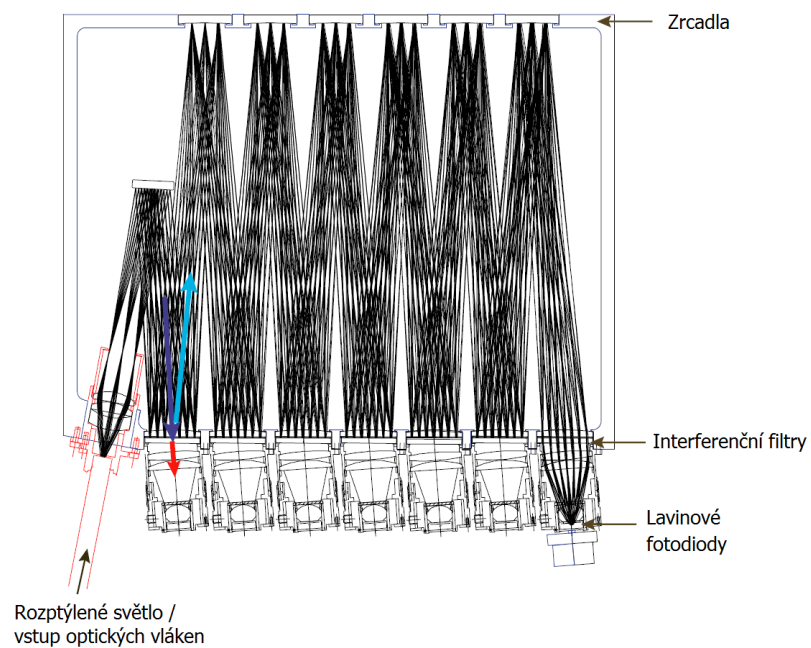
Anglický tokamak MAST (Mega Amper Spherical Tokamak) je společně s tokamakem NSTX jedním z vedoucích zařízení svého druhu na světě. Jedná se o sférický tokamak o velkém poloměru 0.85 m a malém poloměru 0.65 m. Toroidální magnetické $B_T = 0.55$ T pole je výrazně nižší než u tokamaku TEXTOR, zatímco plazmatem protéká vyšší elektrický proud až 1.3 MA [42]. Před započítáním modernizačních prací v roce 2013 byly na tokamaku MAST v provozu tři diagnostiky TS pro středovou i okrajovou oblast, které se liší použitými lasery (rubínový, Nd:YAG). Systém založený na rubínovém laseru zajišťuje 300 bodový prostorový profil. Diagnostiku využívající Nd:YAG laserů můžeme rozdělit na středovou, která sdílí sběrnou optiku s rubínovým laserem, a okrajovou. Vzhledem k rozboru diagnostiky rozptylu záření rubínového laseru v předešlé sekci bude v dalším textu téměř vynechána.

Od roku 2009, kdy byl proveden poslední rozšíření, je diagnostika založená na osmi Nd:YAG laserech o výkonu 1.6 J s opakovací frekvencí 30 Hz. Existuje několik módů, v jakých mohou lasery pracovat za výsledkem získání požadovaných parametrů, speciálně pak v dávkovém režimu pro získání vyššího časového rozlišení, nebo po dvojicích pro studium oblasti pedestalu. Lasery jsou shora vedeny do tokamaku odděleně po 30 m dlouhé dráze, během které jsou kontrolovány jejich profily pomocí cylindrických čoček. Po průchodu plazmatem dopadají na optickou past složenou z ostrých čepelí z nerezové oceli [24].

Sběrný systém složený z šesti optických elementů snímá světlo podél chodu svazku délky 1.3 m. Čočky byly navrženy pro viditelnou až blízkou infračervenou oblast elektromagnetického záření, konkrétně v rozsahu vlnových délek 550 nm až 1100 nm, a jejich celková transmitance byla změřena pomocí červené diody s výsledkem $\sim 86\%$. Přenos sebraného signálu z komory k detekční jednotce zajišťuje 132 svazků optických vláken s teoretickou přenosovou schopností 88 až 90%. Každý svazek je tvořen 130 vlákny, která jsou u tokamaku uspořádána do obdélníkové struktury, ovšem na výstupu musí být jejich rozložení náhodně uspořádáno do kruhu [24].

Spektrální rozložení signálu je provedeno pomocí 130 filtrových polychromátorů. Schéma polychromátoru je zobrazeno na Obr. 3.4. Světlo přicházející z optických vláken je odraženo na první interferenční filtr (tmavě modrá šipka), který část záření propustí (červená šipka) a zbylá část (světle modrá šipka) putuje přes zrcadlo na další filtr. Filtry prošlé světlo dopadá na lavinovou fotodiodu (APD), pomocí které je signál zesílen. Typickým problémem lavinových fotodiod je závislost naměřených hodnot na jejich teplotě. Zmíněným způsobem je přichodí záření rozděleno do několika spektrálních kanálů, přičemž cílem je zužkovat veškerý přichodí signál. Detekční aparát diagnostiky tokamaku MAST využívá pět spektrálních kanálů. Signál vycházející z APD je dále filtrován pomocí high-pass (rychlý) a low-pass (pomalý) filtru. High-pass filtr umožňuje sledovat rozptýlený signál délky ~ 10 ns, zatímco low-pass filtr snímá pozadí plazmatu. Výsledné spektrum je posléze digitalizováno pomocí ADC⁵ konvertorů pro následné zpracování a analýzu dat [25].

⁵Analog-to-digital converter, převodník analogového (spojitého) signálu na digitální (diskrétní).



Obr. 3.4: Schéma filtrového polychromátoru na tokamaku MAST [4].

Diagnostika na tokamaku MAST byla zaměřená na studium oblasti pedestalu a nestabilit typu ELM, ke kterým dochází v H-módu. Typická délka trvání nestability je $100 \mu\text{s}$, tudíž vysoké časové rozlišení diagnostiky umožňuje jednotlivé ELMy rozeznat a dokonce proměřit i jejich průběhy. Některé z výsledků měření jsou uvedeny například v [4] či [24]

Kapitola 4

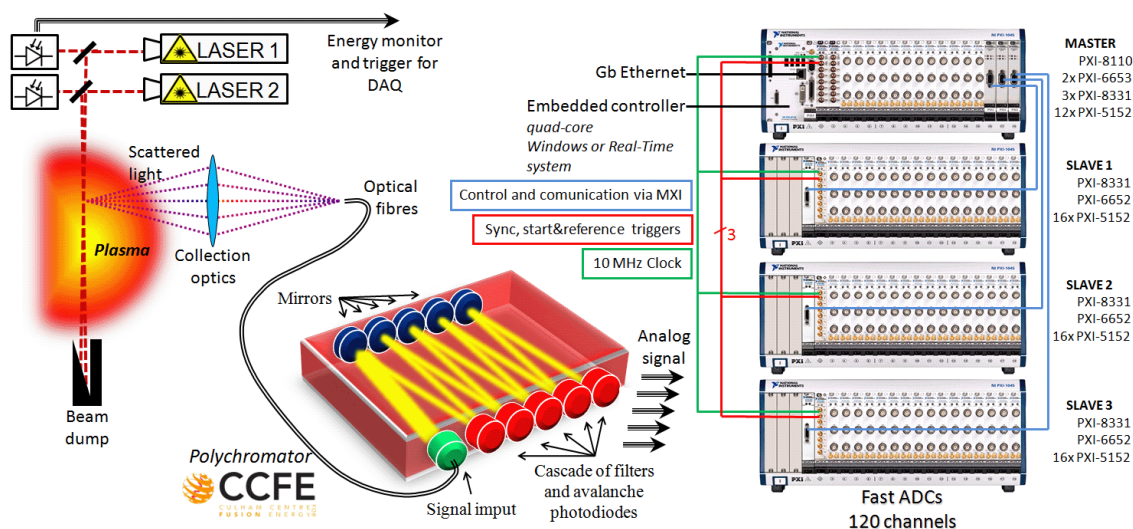
Diagnostika Thomsonova rozptylu na tokamaku COMPASS

V předchozí kapitole byly popsány některé z provozovaných diagnostik Thomsonova rozptylu na světových zařízeních. Za zvýšenou pozornost ve spojitosti s touto prací stojí především diagnostika na tokamaku MAST, jelikož byla v mnoha ohledech předlohou pro konstrukci diagnostiky na tokamaku COMPASS. Tokamak COMPASS, získaný Akademií Věd České Republiky roku 2008 od CCFE¹, se svými rozměry (velký poloměr $R = 0.56$ m, malý poloměr $a = 0.2$ m) řadí k menším tokamakům, přesto má významově dobrý potenciál z hlediska referenčního výzkumu, neboť tvar a velikost plazmatu uvnitř tokamaku COMPASS odpovídá přibližně jedné desetině plazmatu na připravovaném tokamaku ITER. Navíc může pracovat v H-módu, neboli v módu s vysokým udržením, což je momentálně uvažovaný režim chodu ITERu [43]. Výzkumná činnost je zaměřená především právě na studium H-módu a na oblast pedestalu, tudíž středová i okrajová diagnostika TS má zde své uplatnění. Schéma celé diagnostiky je zobrazeno na Obr. 4.1. Jedná se o standardní systém Nd:YAG laserů v kombinaci se sběrnými objektivy a optickými vlákny, která vedou rozptýlené světlo do filtrových polychromátorů s lavinovými fotodiodami, ze kterých je signál digitalizován rychlými ADC převodníky. Dílčí součásti a systémy budou popsány v následujících kapitolách.

4.1 Laserový systém

Laserový systém diagnostiky TS se skládá ze dvou nezávislých Nd:YAG laserů, jejichž pulsy dosahují maximální výstupní energie 1.5 J s opakovací frekvencí 30 Hz. Lasery mohou pracovat současně, čímž do plazmatu dopraví dvojnásobné množství energie 3 J, nebo mohou fungovat individuálně, pak bude naopak výsledná frekvence dvojnásobná a energie zůstane 1.5 J. Předpokladem však je dostatečná hustota plazmatu pro zachování přesnosti. Poslední možnosti

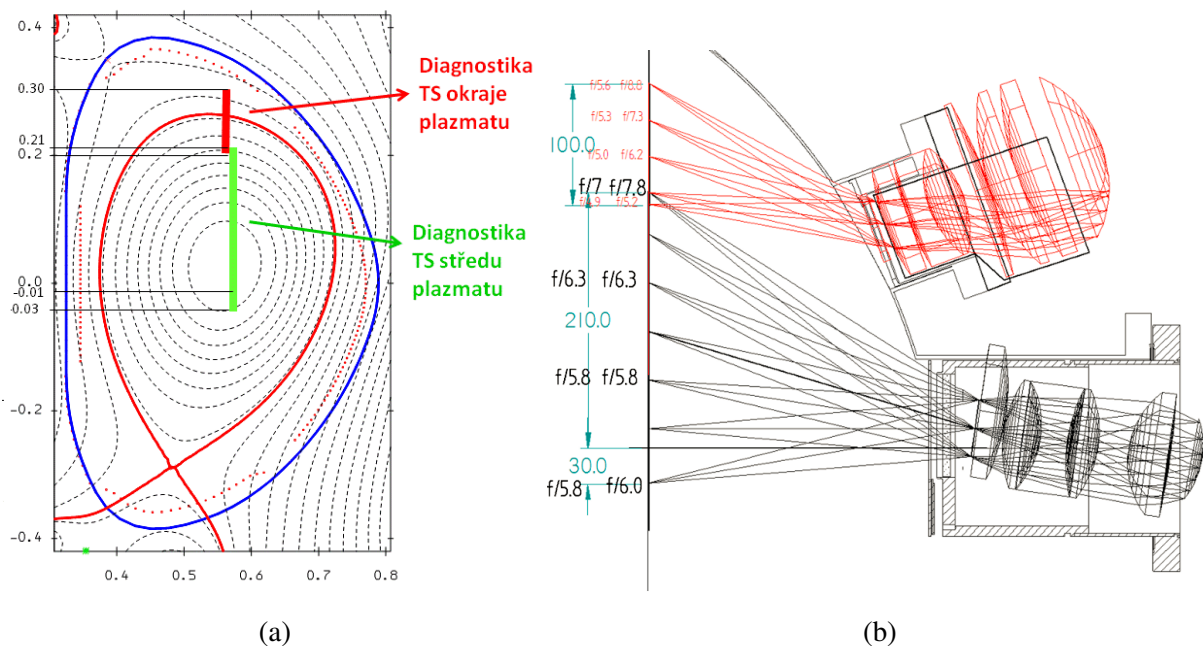
¹Culham Center for Fusion Energy



Obr. 4.1: Schéma kompletní diagnostiky TS na tokamaku COMPASS [44].

je tzv. "dávkovém režimu" (1.5 J, 30 Hz) s nastavitelnou dobou mezi jednotlivými pulsy, která je v rozsahu od 1 μ s do 16.6 ms. Dva svazky jsou ke komoře tokamaku vedeny odděleně po dráze přibližně 20 m krytou trasou, přičemž pro dosažení požadovaného prostorového rozlišení jsou fokusovány do bodů vzdálených jen 3 mm v pozorovací rovině sběrné optiky [5]. Do tokamaku ústí na horní straně ve vertikálním směru skrze vakuové okno pod Brewsterovým úhlem, což pomáhá omezit ztrátu energie zpětným odrazem a rovněž i rozptýlené parazitní světlo. Během průchodu oknem dojde k vychýlení svazku od původní polohy, což je při konstrukci laserové cesty nutné zohlednit.

Po průchodu komorou s plazmatem dopadá laserový svazek na optickou past umístěnou v komoře 2.5 m pod tokamakem, která zamezuje zpětné odražení z důvodu redukce parazitního světla. Podobně jako u tokamaku MAST je sestavena z ostrých čepelí z nerezové oceli [29]. Obecně je redukce parazitního světla velice důležitým prvkem každé diagnostiky, proto je prováděna na několika místech. Kromě optické pasti na konci cesty Nd:YAG laseru jsou do trubice vedoucí svazky umístěny celkem tři optické clony z nerezové oceli. První dvě clony umístěné mezi vstupní okno a komoru tokamaku jsou navrženy tak, aby zabránili dopadu přímého paprsku na vnitřní stěnu tokamaku. Poslední clona je umístěna před optickou past, čímž zabraňuje nepohlčenému světlu proniknout zpět do komory tokamaku. Dalším původcem parazitního světla může být odraz rozptýleného laserového záření od vnitřní stěny komory do některého ze svazků vláken. Vnitřní stěna tokamaku je však v oblasti limiteru, která se nachází přímo naproti vstupním oknům sběrné optiky, pokryta uhlíkovými destičkami, které pohlcují dopadající záření. Brzdné záření, které pochází z pozadí plazmatu a má náhodnou polarizaci, je dále sníženo o faktor dvou umístěním polarizátoru mezi sběrný objektiv a svazky optických vláken. Redukci parazitního světla rovněž napomáhá potažení čoček uvnitř objektivů antireflexní vrstvou. [29]

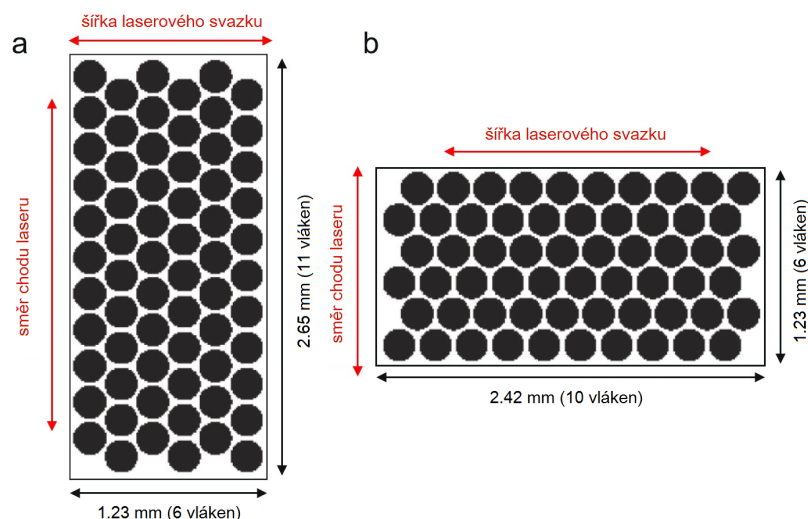


Obr. 4.2: (a) Schématické znázornění pozorovaných oblastí v tokamaku středovým a okrajovým objektivem zobrazeno společně s průběhem magnetických siločar [27], (b) Průřez sběrnými objektivy: horní (okrajový) a dolní (středový), zobrazeny společně s jejich zorným polem a proměnlivým $f/\#$ číslem podél vertikální osy [6].

4.2 Sběrná a přenosová optika

4.2.1 Sběrné objektivy

Pro diagnostiku TS na tokamaku COMPASS byly navrženy dva sběrné objektivy, pro středovou a okrajovou oblast plazmatu. Oba objektivy jsou optimalizovány pro vlnové pásmo v rozsahu 750 až 1060 nm. Středový objektiv se skládá z pěti čoček a zobrazuje světlo ze středové až horní oblasti plazmatu podél vertikální osy (-30 mm až 210 mm nad středovou rovinou tokamaku) na soubor 24 svazků optických vláken, které odpovídají 24 prostorovým bodům. Je snímám navíc ještě (1-2) bod, který však slouží ke kontrole vedení svazku (viz. dále). Prostorové rozlišení středového objektivu je udržováno v rozmezí 8.1 až 12.4 mm. Zorné pole obou objektivů je zobrazeno společně s jejich schématickými průřezy na Obr. 4.2. Z Obr. 4.2b je patrné naklonění portu krajového objektivu o 20° vůči pozorované rovině. Z tohoto důvodu byl krajový objektiv navržen tak, aby se jeho zorné pole nacházelo 21° až 51° nad jeho optickou osou [8]. Krajový objektiv je složený ze sedmi optických elementů. Sbírá světlo z oblasti 200 až 300 mm nad středovou rovinou tokamaku ve vertikálním směru, která je zobrazována na 32 svazků vláken odpovídající 30 prostorovým bodům a dvěma kontrolním svazkům (viz. dále). Prostorové rozlišení krajové diagnostiky se pohybuje od 3.1 do 4.6 mm, přičemž nejlepší rozlišení je nejbližší optické osy objektivu a roste se vzdáleností od optické osy [6]. Na Obr. 4.2a jsou zvýrazněna zorná pole obou objektivů v prostoru vakuové komory během výboje.

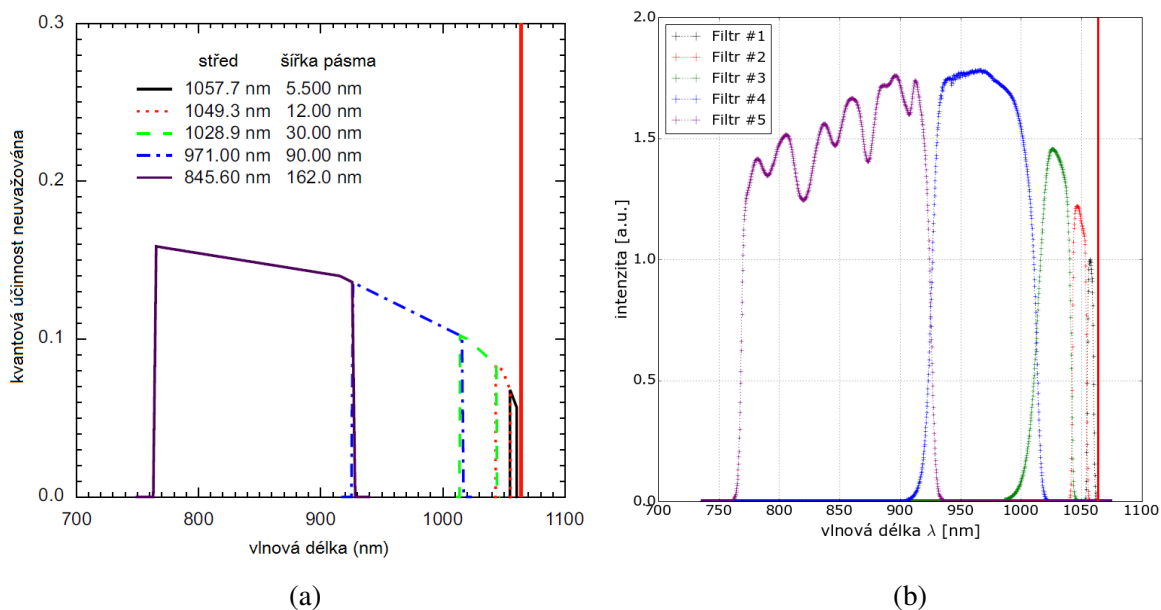


Obr. 4.3: Schéma uspořádání optických vláken do svazků na vstupu pro (a) středovou a (b) krajovou diagnostiku [5].

4.2.2 Optická vlákna

Rozptýlené světlo z každého prostorového bodu je sběrnou optikou fokusováno na svazek optických vláken, které zprostředkovávají přenos světla do filtrových polychromátorů. Optická vlákna s polymerovým pláštěm (*polymer cladding silica*) o průměru jádra 0.21 mm a pláště 0.23 mm, která dávají dobré výsledky v infračervené oblasti spektra, jsou na svém vstupu sestaveny do obdélníkové struktury v hexagonálním uspořádání, viz. Obr. 4.3. Počet vláken příslušících každému prostorovému bodu je $6 \times 11 = 66$ pro středový TS a $6 \times 10 = 60$ pro krajový TS, přičemž velikost a tvar obdélníku odpovídá prostorovému rozlišení. Počet vláken je dán maximálním počtem vláken, které je možné v kruhovém uspořádání vměstnat do vstupní apertury polychromátoru ve tvaru kruhu o průměru 3 mm, a sice 133. Dva sousední prostorové body jsou vždy svedeny do jednoho svazku. Do polychromátoru však vedou po různě dlouhých drahách, které se liší o 13 m (*duplexing metoda*). Uvažujeme-li pohyb rychlostí světla, získáme časovou prodlevu 64 ns mezi signály ze sousedních bodů, což umožňuje, aby jeden polychromátor zpracovával signály ze dvou bodů. Tímto způsobem je snížen počet potřebných polychromátorů na polovinu, tedy z 25 na 13 pro středový TS a z 32 na 16 pro krajový TS. Důležité je, aby optická vlákna každého svazku byla na vstupu do polychromátorů uspořádána náhodně do kruhu pro zajištění rovnoměrného ozáření filtrů i APD polychromátoru. [5] [6] [8]

Jak již bylo zmíněno, pro středový i krajový TS jsou vyhrazeny celkem čtyři prostorové body, ve kterých není prováděna diagnostika plazmatu, nýbrž jsou použity pro kontrolu správného vedení svazku. Rozptýlené světlo z každého z těchto bodů dopadá na jeden obdélníkově uspořádaný svazek vláken, který je vertikálně rozdělen na poloviny. Zkoumáním poměru detekovaného světla pravou a levou polovinou lze získat informace o poloze svazku v plazmatu. [6]



Obr. 4.4: (a) Soubor spektrálních filtrů v polychromátoru. Vertikální linie na 1064 nm označuje vlnovou délku laseru [5]. (b) Propustnosti jednotlivých spektrálních kanálů jednoho vybraného polychromátoru získané při spektrální kalibraci pomocí monochromátoru.

4.3 Detekce

4.3.1 Polychromátory

Spektrální analýza sebraného rozptýleného světla je na tokamaku COMPASS prováděna celkem 29 filtrovými polychromátory, které jsou zástupci již čtvrté generace vyvinuté na tokamaku MAST, CCFE, U.K. [24] [25]. Schéma polychromátoru tedy odpovídá tomu z Obr. 3.4, přičemž je využíváno pět ze sedmi spektrálních filtrů, které byly přizpůsobeny pro rozsah elektronové teploty a hustoty dosahované na tokamaku COMPASS. Spektrální propustnosti jednotlivých kanálů byly navrženy za účelem pokrytí požadovaného rozsahu vlnových délek, s ohledem na zachování minimální chyby měření. Na Obr. 4.4a jsou zobrazeny parametry pěti filtrů. Kontrola dosažených parametrů byla provedena během spektrální kalibrace pomocí monochromátoru, které se detailněji věnuje Kapitola 5. Obr. 4.4b již ukazuje naměřené hodnoty propustností jednotlivých kanálů v závislosti na vlnové délce obdržené při spektrální kalibraci. Z grafů je patrný překryv jednotlivých filtrů, tudíž na požadované oblasti nedochází ke ztrátám. Patrné fluktuace propustnosti pátého filtru jsou způsobeny materiálovým omezením, neboť nelze zajistit konstantní propustnost filtru pro tak široké pásmo. Během zpracování signálu jsou digitalizovány vždy čtyři z pěti kanálů. Pro diagnostiku středového plazmatu je možné předpokládat vyšší dosahované teploty i hustoty, tudíž je provedena digitalizace druhého až pátého kanálu, které dovolují měření v rozsahu teplot 100 eV až 5 keV s relativní chybou pod 10%. S rostoucí vzdáleností od středu plazmatu klesá teplota plazmatu, tudíž digitalizace posledního kanálu není zapotřebí

pro diagnostiku okrajového plazmatu. Krajový TS umožňuje měření v rozsahu 30 eV až 1 keV s relativní chybou pod 10%. Pro výpočet chyby byla uvažována hustota 10^{-19} m^{-3} . [5]

Část spektra sebraného světla prošla spektrálním filtrem dopadá na lavinovou fotodiodu (APD), která má zvýšenou citlivost v infračervené oblasti. Výstupní signál z každé APD je elektronicky filtrován pomocí ADC převodníku, který obsahuje high-pass (rychlý) a low-pass (pomalý) filtr, jejichž funkce je obdobná jako na tokamaku MAST (viz. 3.2.2). Pomocí rychlého filtru je digitalizováno rozptýlené světlo vzorkovací frekvencí 1GS/s, škálováno na 8 bitů, zatímco pomalý filtr snímá pozadí plazmatu frekvencí 500kS/s s rozlišením 16 bitů². Jeden z ADC převodníků má uvnitř zabudovaný počítač a synchronizační modul, které slouží k řízení detekce a sběru dat. [5]

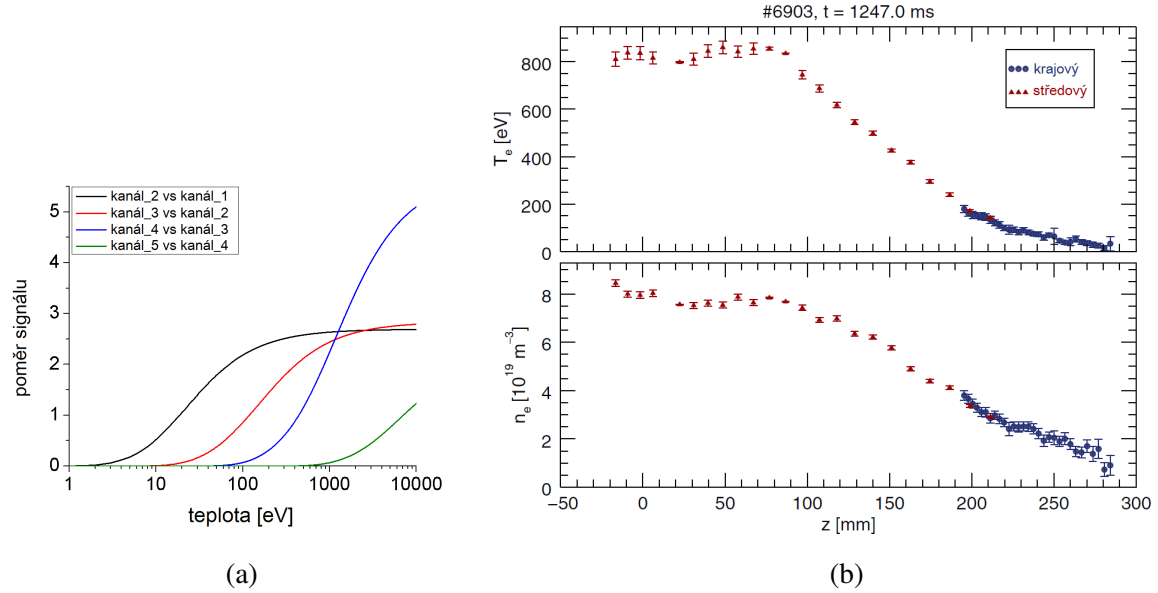
4.4 Průběh měření a výsledky

Diagnostika Thomsonova rozptylu je jednou ze základních měřících aparatur na většině světových tokamaků, včetně tokamaku COMPASS. Obdržené výsledky jsou mnohdy porovnávány s výsledky jiných diagnostik např. interferometrie nebo polarimetrie, které však neměří teplotní profil, pouze průměrnou hodnotu. Schopnost měřit profil teploty dělá diagnostiku TS jedinečnou a perspektivní. Problémem diagnostiky na tokamaku COMPASS stále zůstává poměrně nízký počet měření během jednoho výboje, který plyne z relativně malé opakovací frekvence laseru. Standardní dosahovaná délka výbojů bez disrupce je 300 až 350 ms, což, uvažujeme-li generaci laserových pulsů s frekvencí 30 Hz, dává 9 až 11 měření v každém výboji.

Standardní průběh měření pomocí diagnostiky TS na tokamaku COMPASS bude nyní uveden. Uvnitř vakuové komory tokamaku je vytvořeno a udržováno plazma, ve kterém dochází k fúzním reakcím. Systém spouštěcích zařízení poté spustí diagnostiku TS a skrze plazma je vyslán laserový impuls. Dojde k Thomsonovu rozptylu na volných elektronech v plazmatu (nekoherentní rozptyl). Sebrané světlo je vedeno do polychromátorů, kde je spektrálně rozloženo a výsledný signál je digitalizován. Výsledkem spektrální kalibrace (viz. Kapitola 5) je graf poměrů signálů v jednotlivých kanálech pro každý polychromátor. Pro jeden polychromátor je graf zobrazený na Obr. 4.5a. Pro určení elektronové teploty stačí vyhledat stejné poměry jako na Obr. 4.5a a porovnat je s těmi z grafu, čímž je v ideálním případě teplota přímo stanovena. Reálný výpočet vyžaduje užití metody nejmenších čtverců, neboť všechny poměry signálů nemusejí z důvodů chyb odpovídat stejné teplotě. Elektronová hustota je určena z intenzity rozptýleného světla. Podobným postupem je provedena analýza v každém snímaném prostorovém bodě, čímž je obdržen profil teploty a hustoty. Během celého výboje v plazmatu dochází k několika laserovým výstřelům, jejichž počet a časová prodleva odpovídá zvolenému pracovnímu režimu (viz. sekce 4.1).

²Frekvence je udávána v S/s (*Sample in second*), neboli počet vzorků za sekundu. 1 GS/s tedy odpovídá miliardě měření každou sekundu.

Příklad typického měření elektronové teploty T_e a hustoty n_e pomocí diagnostiky TS na tokamaku COMPASS je uveden na Obr. 4.5b. Body znázorněné červenou barvou byly naměřeny středovým TS, zatímco pomocí krajového byly naměřeny modré body, ze kterých je patrné vyšší prostorové rozlišení.



Obr. 4.5: (a) Poměry signálů jednotlivých kanálů daného polychromátoru jako funkce elektronové teploty. [7] (b) Profily elektronové teploty T_e a hustoty n_e podél vertikální osy tokamaku z v daném čase pro konkrétní výstřel. Jsou rozlišeny body naměřené krajovým a středovým TS. [8]

Kapitola 5

Kalibrace

Kalibrace je nezbytnou součástí realizace diagnostiky Thomsonova rozptylu na každém tokamaku, pokud chceme z naměřeného signálu určit správný tvar spektra a intenzitu rozptýleného světla, ze kterého lze stanovit elektronovou teplotu a hustotu. Kalibraci je třeba provádět komplexně a zaměřit se na veškeré aspekty, které by mohly vést ke zkreslení naměřených hodnot. Obecně můžeme říci, že ke kalibraci přispívá libovolná technika zpřesnění či ověření správnosti výsledků. Celkový proces kalibrace se sestává z kalibrace spektrální, která byla zmíněna v předešlé kapitole, z kalibrace prostorové a absolutní.

5.1 Spektrální kalibrace

Princip spektrální kalibrace spočívá v osvětlení optické soustavy a detektorů známým zdrojem záření a následné analýze detekovaného signálu a porovnání se zdrojem. Cílem kalibrace je určit předpokládaný tvar spektra rozptýleného záření. Je-li pro detekci využíváno rubínového laseru s mřížkovým spektrometrem, je prováděna kalibrace vlnových délek, pomocí spektrálních výbojek (Ar, He, Ne), která mají známé čárové vyzařovací spektrum. Správné využívání mřížkového spektrometru také vyžaduje provedení kalibrace relativní citlivosti spektrálních kanálů, která je provedena wolframovou žárovkou, jejíž vyzářený výkon určený její teplotou je přesně známý. V kombinaci s výbojkami se využívá kulového integrátoru pro rovnoměrné osvětlení spektrometru [2]. Tento typ kalibrace byl proveden při zavádění diagnostiky TS na tokamaku TEXTOR do provozu [20].

5.1.1 Kalibrace polychromátorů

Využívá-li diagnostika TS Nd:YAG laserů a filtrových polychromátorů, jsou šířka a tvar spektrálních kanálů polychromátorů kalibrována pomocí nastavitelného světelného zdroje.

Většinou je použit zdroj bílého světla (halogenová žárovka, oblouková lampa) ve spojení s monochromátorem, který zprostředkovává laditelnost generovaných vlnových délek zdroje. Monochromátor je zařízení využívající difrakce či interference světla za účelem produkce velice úzkého spektra záření (< 0.5 nm). Záření zdroje bílého světla vstupuje do monochromátoru, který z celého spektra propustí na svém výstupu pouze úzkou část. Důležitou vlastností monochromátoru je rozlišení, které udává nejmenší možnou šířku produkovaného spektra. Světlo je po výstupu z monochromátoru vedeno do filtrového polychromátoru, kde dochází k detekci jedním či více ze spektrálních filtrů. Pomocí monochromátoru je možné tímto způsobem provést vzorkování požadovaného vlnového pásma (např. 750 až 1064 nm v případě TS na tokamaku COMPASS) a proměřit tak propustnosti jednotlivých spektrálních kanálů. [7] Výsledkem pak může být graf podobný Obr. 4.4b. Kalibrace polychromátorů byla pro diagnostiku TS na tokamaku COMPASS provedena při zavádění diagnostiky do provozu. Její závěry jsou shrnuty v pracích [7] a [28].

Do spektrální kalibrace mimo jiné patří také proměřování spektrální propustnosti jednotlivých optických elementů, které se podílejí na sběru či přenosu rozptýleného světla (čočky, polarizátory, optická vlákna, vstupní a výstupní okna). Sekce 6.2 se týká měření a analýzy spektrální propustnosti vstupních oken diagnostiky TS na tokamaku COMPASS.

5.2 Prostorová kalibrace

Spolehlivá prostorová kalibrace je důležitá jak pro interpretaci naměřených hodnot, tak pro stanovení rozptylového úhlu. Úhel rozptylu má značný vliv na vyzářené spektrum, a tudíž i na určenou elektronovou teplotu, což je patrné z odvození v Kapitole 2. Chyba 1° pro úhel 90° odpovídá přibližně 2% chybě určené teploty [3].

Jedním z nástrojů prostorové kalibrace je zpětné prosvěcování svazků optických vláken, jsou-li použita. Svazky jsou prosvěcovány ze strany polychromátorů zdrojem světla, jehož vlnová délka koresponduje s vlnovou délkou měřicího laseru, aby bylo zamezeno nežádoucím efektům během přenosu světla optickou soustavou, která je vždy optimalizována pro danou oblast záření. Záření vyšlé ze svazků optických vláken na straně tokamaku je fokusováno objektivu dovnitř komory tokamaku, kde je provedena detekce přenášeného světla. Z polohy světelných bodů přenesených jednotlivými svazky vláken lze určit prostorové rozlišení diagnostiky. [8]

Prostorovou kalibraci lze zdokonalit provedením obdobného postupu z vnitřní strany tokamaku. Známý zdroj světla, jehož vlnová délka opět odpovídá vlnovému pásmu, na které je optický systém optimalizován, je posouván podél chodu laserového svazku, přičemž detekční systémy pracují standardně. Zkoumání naměřené intenzity vůči intenzitě zdroje vede k určení prostorové citlivosti diagnostiky TS. [8]

5.3 Absolutní kalibrace

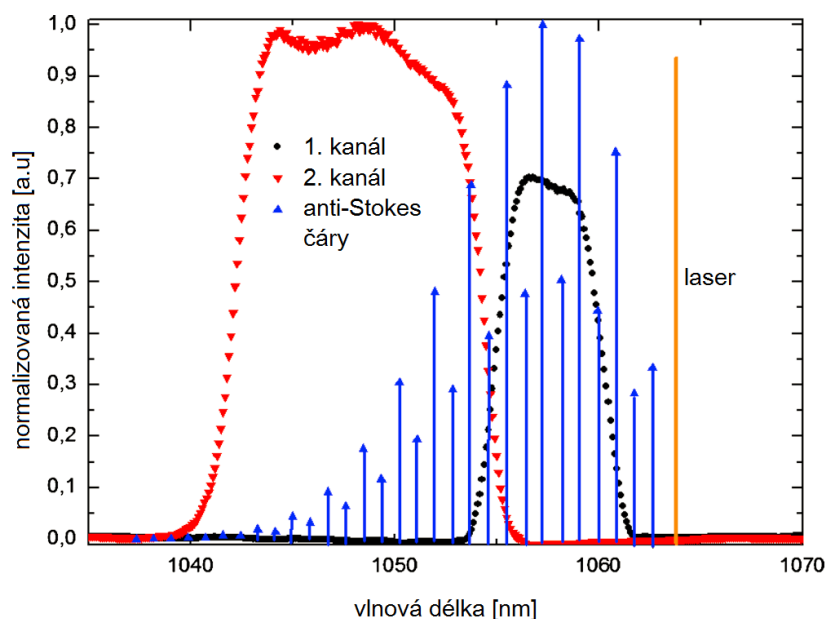
Nezbytnou součástí kalibrace diagnostiky Thomsonova rozptylu je absolutní kalibrace, ke které přispívá několik kalibračních procesů. Záměr absolutní kalibrace spočívá v určení celkové citlivosti aparatury, jejíž výsledky vedou ke správnosti určení elektronové hustoty při provozu diagnostiky. Základní technika absolutní kalibrace je založena na měření Ramanova či Rayleighova rozptylu na atomech či molekulách vhodného plynu. Jedná se o prozkoumané jevy, jejichž parametry jsou dobře známy, tudíž lze dobře porovnat naměřené hodnoty se skutečnými. K absolutní kalibraci rovněž patří kontrola správného vedení svazku, jehož vychýlení může vést k propadu intenzity.

5.3.1 Kalibrace pomocí Rayleighova či Ramanova rozptylu

Rayleighův rozptyl je druh pružného rozptylu elektromagnetického záření na částicích dané látky. Na částici dopadající foton určité energie je absorbován, což způsobí přechod částice do excitovaného stavu. Následný deexcitační proces způsobí emisi nového fotonu o stejné energii a tedy i vlnové délce avšak do libovolném směru. Princip Ramanova rozptylu je svým charakterem podobný Rayleighovu, ovšem z důvodu rotačních a vibračních stavů částice, na které dochází k rozptylu, je energie emitovaného fotonu odlišná od dopadajícího. Dle energie rozptýleného fotonu můžeme Ramanův rozptyl detailněji rozdělit na Stokesův rozptyl, kdy má emitovaný foton energii nižší než foton dopadající, a na anti-Stokesův rozptyl, při kterém je energie naopak vyšší. Pro vlnové délky dopadajícího a emitovaného fotonu platí opačné relace. Zásadní odlišností vůči Rayleighovu rozptylu spočívá v řádově ($\sim 10^3$) nižším účinném průřezu reakce. [3] Oba jevy tedy nastávají současně ovšem s různými pravděpodobnostmi. Volba rozptylového procesu pro absolutní kalibraci závisí na provedení diagnostiky. Při použití rubínových laserů v kombinaci s rychlými detektory se používá Rayleighova rozptylu (TEXTOR [20]), zatímco Ramanův rozptyl je většinou vhodné využít pro diagnostiku založenou na Nd:YAG laserech (MAST [24], COMPASS [7]). Odlišným případem je například diagnostika TS na tokamaku NSTX založená na Nd:YAG laserech, na které je prováděna absolutní kalibrace pomocí Rayleighova i Ramanova rozptylu [32].

Během absolutní kalibrace pomocí Rayleighova i Ramanova rozptylu je komora tokamaku naplněna příhodným plynem, například dusíkem či argonem, na jehož molekulách či atomech dochází ke zmíněným jevům. Rozptýlené světlo je vhodnou optickou aparaturou sbíráno a posléze detekováno. Při použití Ramanova rozptylu lze využít nezměněný optický systém jako pro diagnostiku Thomsonova rozptylu, jelikož vlnová délka rozptýleného světla je blízká vlnové délce laseru, avšak není stejná. Z tohoto důvodu je dosaženo vysoké odolnosti vůči parazitnímu světlu, neboť v průběhu detekce je záření o vlnové délce laseru redukováno.

Během realizace diagnostiky na tokamaku MAST i COMPASS byla provedena absolutní kalibrace pomocí Ramanova rozptylu na molekulách dusíku. Na Obr. 5.1 jsou zobrazeny spektrální propustnosti prvních dvou kanálů jednoho z polychromátorů společně s čarou laseru (1064 nm)



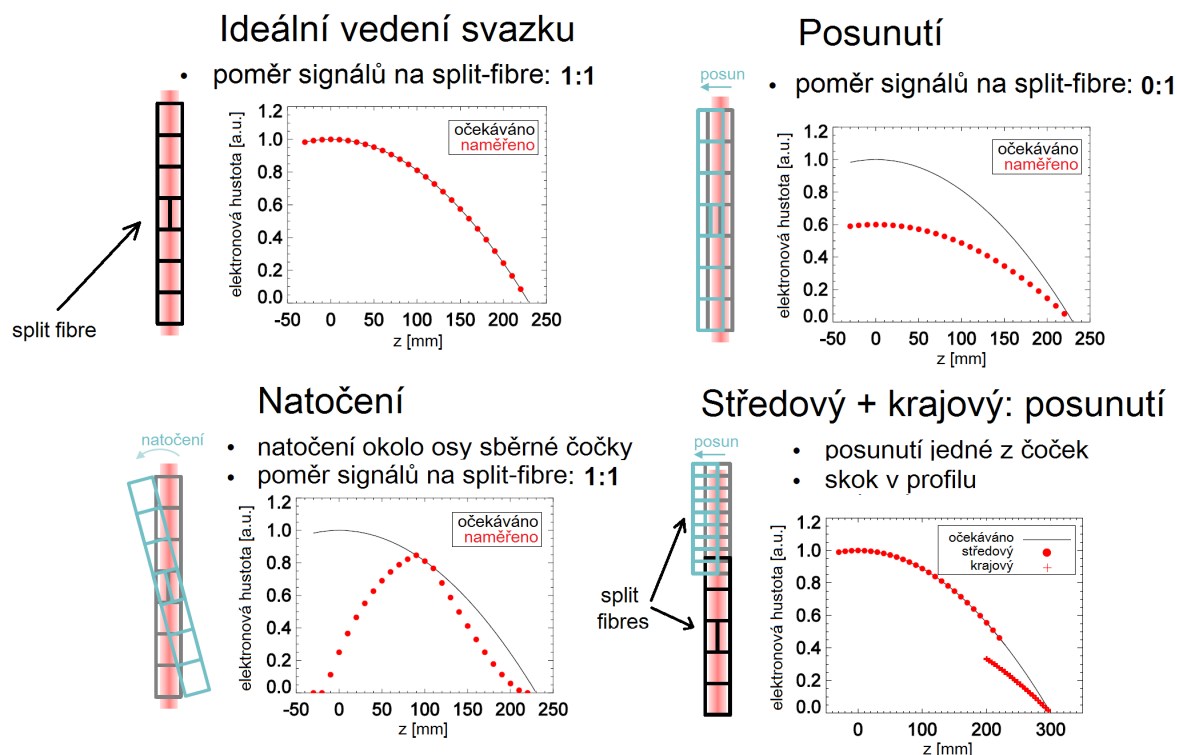
Obr. 5.1: Předpokládané spektrální čáry Ramanova anti-Stokesova rozptylu na molekulách dusíku při dosažené teplotě 300 K. Zobrazeno společně s normalizovanými funkcemi spektrální propustnosti prvních dvou kanálů daného polychromátoru a čarou označující vlnovou délku laseru. [6]

a s předpokládanými spektrálními čarami Ramanova rozptylu. Bylo využito stejné optické soustavy jako pro běžné měření, tudíž byl pozorován pouze anti-Stokesův rozptyl, neboť sběrná optika a především polychromátory jsou navrženy pro práci se spektrem posunutým ke kratším vlnovým délkám. Bylo provedeno měření rozptylu pro různé hodnoty tlaku plynu uvnitř komory a následně byla ověřena lineární závislost detekovaného signálu na tlaku plynu pro všechny spektrální kanály každého polychromátoru. Směrnice lineární závislosti byla použita pro výpočet tzv. Ramanova faktoru, který je jako výsledek absolutní kalibrace přímo používán pro výpočet elektronové hustoty ze signálu Thomsonova rozptylu [7].

5.3.2 Kontrola vedení laserového svazku

Během výpočtu elektronové hustoty se předpokládá, že se na rozptylu v plazmatu podílí veškerá energie laserového impulsu. Nižší intenzita rozptýleného světla tudíž implikuje nižší hustotu. Dochází-li však ke ztrátám způsobeným špatným vedením svazku, jsou závěry zkresleny. Kontrola správného vedení svazku je obzvláště důležitá, pokud diagnostika využívá více laserových jednotek. V případě špatné synchronizace generovaných pulsů všech laserů by nemusely být zaručeny stejné parametry měření (intenzita, umístění svazku). Situace je složitější, je-li diagnostika založena na Nd:YAG laserech, které generují záření v infračervené, tudíž okem neviditelné, oblasti. V takovém případě může být kalibrace částečně prováděna pomocí kontrolního laseru vedeného stejnou trasou, který generuje záření ve viditelné oblasti s výrazně nižší energií než Nd:YAG laser. Práce s laserem o nižší energii navíc zvyšuje bezpečnost. Kontrolním lase-

rem může být například helium-neonový laser (HeNe). Ten generuje laserové záření na vlnové délce 633 nm (červená barva). Tento typ laserů se využívá kvůli poměrně vysoké kvalitě a stabilitě, navíc s možností malé divergence generovaného svazku. Viditelnou stopu svazku lze sledovat kamerami a kontrolovat správnost jejího umístění. [7] [26]



Obr. 5.2: Umístění svazku vůči souborům optických vláken (zaznačeno umístění "split fibre" vláken) a výsledný efekt špatného vedení laserového svazku na měření elektronové hustoty podél vertikální osy z . [31]

Základním prostředkem kontroly vedení svazku je analýza malé části generovaného impulsu (typicky $<1\%$ energie), která je ze svazku separovaná pomocí optických elementů umístěných do trasy laseru. Přesnější kontroly vedení svazku je možné dosáhnout užitím systému tzv. "split fibre" (např. MAST [26], COMPASS [8]), který spočívá ve speciálním využití několika svazků přenosových vláken. Svazek vláken je rozdělen na poloviny¹, přičemž jimi vedené světlo je detekováno jednotlivě. Poměr naměřených intenzit na dvou polovinách vypovídá o rovnoměrnosti osvětlení svazku vláken zářením vycházejícím z komory. Z poměru lze tudíž vyvodit míru, jakou je laserový svazek vychýlen z optimální polohy. Je zřejmé, že čím více se poměr přibližuje jedné, tím přesnější je vedení laseru. Na Obr. 5.2 jsou zobrazeny některé z možných projevů špatného vedení svazku na měření elektronové hustoty. Graf vlevo nahoře ukazuje případ, kdy je svazek veden ideálně a je dosaženo ideálního poměru na "split fibre" 1:1. Posun svazku vůči souborům sběrných vláken způsobí propad detekované intenzity, což implikuje nižší určenou elektronovou hustotu. Pomocí "split fibre" je tento problém dobře detekován, jelikož poměr je 0:1. Pokud je však svazek natočen, což ilustruje graf vlevo dole, je poměr na "split fibre" stejný

¹ horizontálně - MAST, vertikálně - COMPASS

jako v ideálním případě, avšak stanovený profil elektronové hustoty je chybný. Poslední graf demonstruje případ, kdy je vychýlena jedna z čoček, což vytvoří v profilu hustoty viditelný skok. Po provedení kontrolního výpočtu mohou být signály z obou polovin sečteny a použity pro klasický výpočet.

5.3.3 Vibrace sběrné optické soustavy a komory tokamaku

Do kalibrace přispívá každý proces vedoucí ke zvýšení přesnosti výsledků, tudíž i měření a analýza pohybů optické soustavy a komory tokamaku jako takové, které by mohly vést k podobnému zkreslení naměřených hodnot jako špatné vedení svazku (viz. Obr 5.2). Vibrační pohyby mohou být na tokamak přenášeny ze země. Avšak především mohou vznikat během výboje v tokamaku jako reakce na silné magnetické pole, při průrazu pracovního plynu či během disrupce, kdy dojde k nárazu plazmatu na vnitřní stěnu komory. Způsob provedení tohoto typu měření nemá jednoznačný postup. Kapitola 6.3 se zabývá měřením vibrací na tokamaku COM-PASS.

5.3.4 Propustnost optické soustavy

V poslední řadě můžeme říci, že k absolutní kalibraci patří také proměřování propustnosti intenzity světla jednotlivých optických komponent podílejících se na sběru a přenosu rozptýleného světla. Tendencí je samozřejmě zachovávat propustnost na co nejvyšší úrovni, aby docházelo k minimálním ztrátám užitečného signálu. Propustnost optických elementů (čočky, polarizátory, optická vlákna) je převážně udávána výrobcem, avšak je ovlivňována dalšími faktory (např. zanášení nečistotami), tudíž vlastní měření může přinést zpřesnění kalibrace. Vhodné je rovněž provést měření propustnosti systému jako celku. K tomu částečně dochází během absolutní kalibrace pomocí Ramanova či Rayleighova rozptylu, ovšem pouze na kanálech, které takto rozptýlené světlo detekují. Dodatečnou možností je prosvícení soustavy známým zdrojem světla přímo z bodů, ze kterých je světlo sbíráno během měření. Tento způsob často komplikují technické možnosti, především špatná dostupnost a manipulace uvnitř komory tokamaku.

Kapitola 6

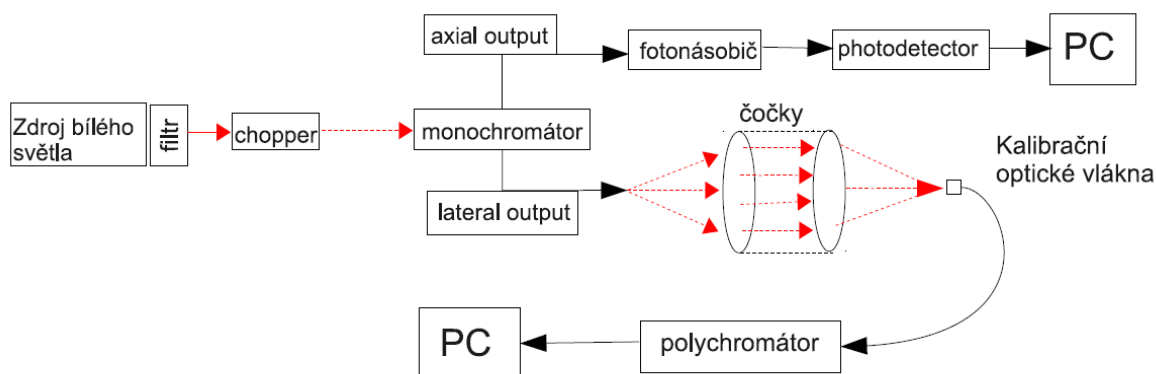
Experimentální sestavy, způsob měření a zpracování dat

Jak již bylo zmíněno v předešlé kapitole, kalibrace diagnostiky je velice komplexní proces, na kterém se podílí mnoho dílčích metod, jejichž výsledkem je zajištění stanovení správných hodnot zkoumaných veličin během měření. Byla shrnuta většina aspektů, kterými je třeba se zabývat, pokud je žádána spolehlivá kalibrace. Následující kapitola bude pojednávat o příspěvcích ke kalibraci, které byly provedeny v rámci této bakalářské práce. V první části byla zkontrolována spektrální kalibrace polychromátorů, jež byla námětem práce [28] a byla součástí základní kalibrace během realizace diagnostiky TS na tokamaku COMPASS roku 2010. Další část spočívala v analýze dat z měření spektrální propustnosti výstupních oken diagnostiky. Nejvíce jsme se však zabývali měřením a následnou analýzou vibračních pohybů optického systému a komory tokamaku.

6.1 Spektrální kalibrace polychromátorů

Princip spektrální kalibrace polychromátorů byl popsán v sekci 5.1.1. V práci [28] je popsána metodika experimentálního provedení kalibrace, společně s následnou analýzou získaných dat. Pro námi prováděná kontrolní měření jsme použili podobný postup. Schématické znázornění sestavení jednotlivých komponent sloužících pro kalibraci je zobrazeno na Obr. 6.1.

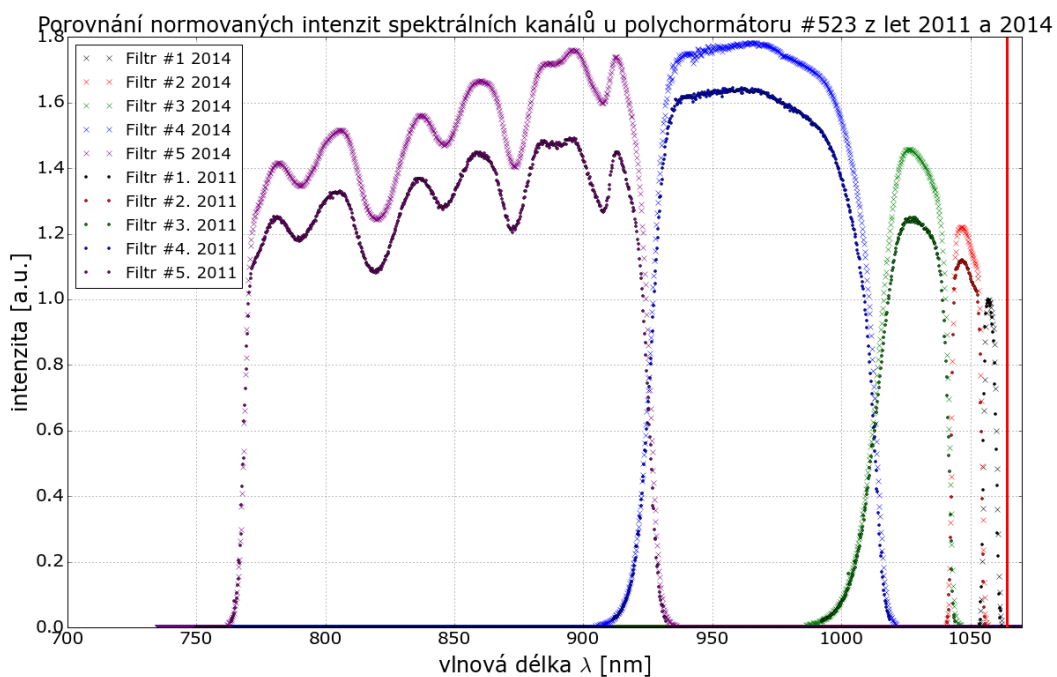
Zdrojem bílého světla je halogenová žárovka, jejíž intenzita vyzařování není na požadované oblasti (750-1064 nm) konstantní, tudíž před zahájením vlastního měření je třeba křivku vyzařování proměřit, k čemuž slouží axiální výstup monochromátoru. Do výpočtu křivky je třeba zahrnout i citlivost detektoru, která byla dodána spolu s detektorem od výrobce. Na počítačem ovládaném monochromátoru je možné zvolit velikost kroku. Pro naše měření byl zvolen krok 1 nm. Výsledná křivka bílého světla, která je dále použita, je společně s citlivostí detektoru uvedena v Příloze B na Obr. B1.



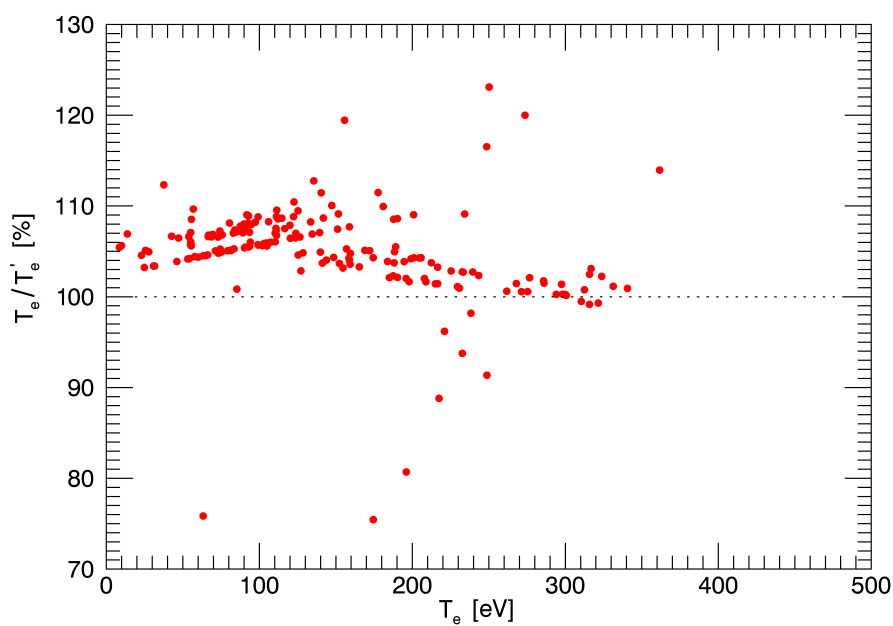
Obr. 6.1: Schéma experimentálního sestavení spektrální kalibrace polychromátorů [28].

K samotnému měření spektrální propustnosti polychromátoru je využíván laterální výstup monochromátoru. Spektrum zdroje bílého světla je pomocí monochromátoru postupně vzorováno. Krok je vhodné volit co nejmenší za účelem vyšší přesnosti. V práci [28] bylo provedeno měření rozlišovací schopnosti monochromátoru pomocí argon-rtuťové výbojky, jehož závěrem byla volba kroku 0.25 nm. Světlo je po výstupu z monochromátoru fokusováno na kalibrační svazek optických vláken, které jej vedou do daného polychromátoru, kde dochází k detekci jedním nebo dvěma spektrálními kanály. Na souboru naměřených dat je třeba provést korekci na vyzařovací křivku zdroje, viz. Obr. B1. Získané hodnoty je vhodné normovat, neboť pro výpočet zkoumaných veličin je zapotřebí pouze poměr signálů mezi jednotlivými kanály (viz. 4.3.1). Tímto způsobem je určena propustnost kanálů polychromátoru v oblasti 700 až 1064 nm.

Měření bylo provedeno pro polychromátor číslo 523 a výsledné hodnoty jsou uvedeny v grafu na Obr. 6.2 společně s hodnotami naměřenými totožným způsobem o 3 roky dříve. Veškeré hodnoty jsou v tomto případě normovány na první kanál. Důvod znatelného zvýšení intenzity na všech ostatních kanálech není jednoznačný. Jednou z možností je snížení propustnosti prvního z kanálů, který by poté ostatní kanály tímto způsobem ovlivnil. Nutno říci, že pro výpočet elektronové teploty je nutné znát pouze poměry signálů na sousedních kanálech (viz Obr. 4.5a). Pro kvantifikaci byla zpětně pro několik výbojů v plazmatu vypočítána elektronová teplota T_e' s nově získanými kalibračními daty. Výsledkem je graf (6.3) zobrazující závislost podílu vypočítané elektronové teploty T_e pomocí starých kalibračních souborů ku nové hodnotě T_e' . Polychromátor číslo 523 snímá rozptýlené světlo z okrajové oblasti plazmatu, což ukazují relativně hodnoty, pro které je poměr určen. Je patrné, že k největšímu nadhodnocování určené teploty, konkrétně 5 až 10%, dochází v oblasti relativně nízkých teplot od 0 do 150 eV. Naopak pro vyšší hodnoty teploty se hodnoty vyrovnávají. Tento fakt přímo odpovídá představě, že nižší intenzita prvního kanálu bude mít vliv především při určování nižších teplot.



Obr. 6.2: Porovnání spektrálních propustností jednotlivých kanálů polychromátoru #523, měřené dříve (2011 [28]) a nyní (2014).



Obr. 6.3: Závislost podílu teploty T_e určené dle starých kalibračních souborů ku teplotě T_e' určené z nově naměřených kalibrací.

6.2 Měření spektrální propustnosti výstupních oken

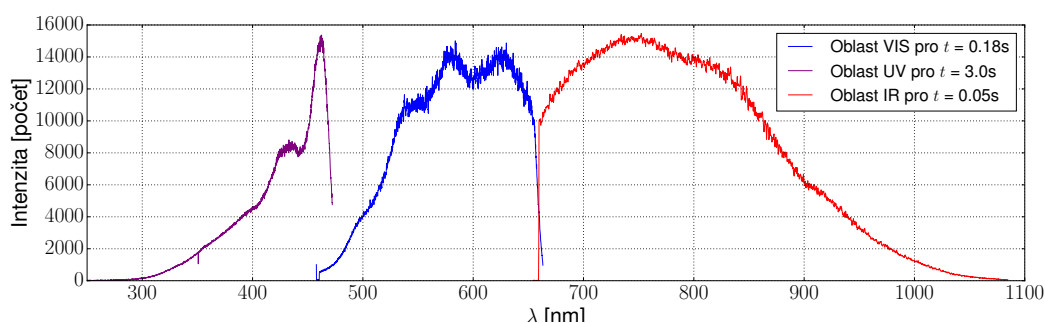
Dalším zmíněným přínosem ke kalibraci byla analýza dat z měření spektrální propustnosti výstupních oken diagnostiky. Během standardních výbojů v tokamaku dochází k napařování nečistot na vakuová okna obou portů. Navíc v průběhu jedné z experimentálních kampaní došlo k závadě na cloně okna krajového portu, které tudíž nebylo chráněno proti usazování nečistot během doutnavých výbojů nebo při procesu boronizace v tokamaku, který slouží k nanášení tenké vrstvy boru na vnitřní stěny tokamaku pro zlepšení vlastností výboje při interakci plazmatu s komorou. Po skončení kampaně byla okna vyjmuta a za účelem kvantifikace projevů nečistot na propustnost oken byla provedena jejich analýza. Z důvodu nefunkčnosti závěrky krajového portu předpokládáme nižší propustnost než pro okno středového portu. Bylo použito celkem tři spektrometry řady HR2000+ firmy Ocean Optics, každý pro jednu oblast spektra (UV, VIS, IR)¹. Jako zdroj záření byla zvolena 200 W halogenová lampa, jejíž výkon byl stabilizován pomocí zpětnovazební kontroly. Zde bych rád poděkoval paní Ing. Dianě Naydenkovové, která jej před časem provedla. Pro znečištěná výstupní okna krajového i středového TS byla pro každou oblast spektra provedena série měření. Nejprve byla spektrometrem naměřena vlastní propustnost okna. Pro porovnání bylo třeba uskutečnit referenční měření spektra vyzařování samotného zdroje záření, tudíž měření bez umístěného okna. Každé z měření bylo následováno měřením signálu pocházejícího z pozadí pro snížení šumu. Snahou bylo dodržovat stejný integrační čas pro odpovídající si měření, avšak ne vždy bylo cíle dosaženo, což způsobovalo komplikace během analýzy dat.

Po první sérii měření byla okna vyčištěna a následovalo druhé totožné měření již s čistými okny. Cílem analýzy získaných dat bylo určit závislost propustnosti oken na vlnové délce dopadajícího záření a také určit její pokles způsobený zanesením oken nečistotami.

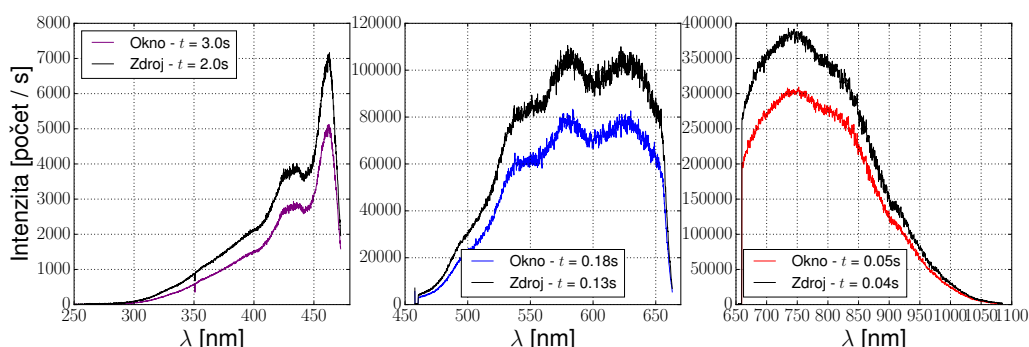
Typická série naměřených hodnot je uvedena na Obr. 6.4. Zobrazené závislosti pochází z měření propustnosti špinavého okna středového portu, přičemž již byl proveden odečet signálu z pozadí. Intenzita v každé oblasti spektra byla měřena digitálně v rozsahu 14 bitů. Je patrné, že je pokryta celá oblast důležitá pro diagnostiku TS, a sice 700 až 1060 nm, navíc je možné zkoumat propustnost oken pro kratší vlnové délky, což může být relevantní vzhledem k diagnostice TS při dosahování vyšších teplot plazmatu a obecně k jiným typům diagnostiky. Společně s oblastí spektra je v grafech uveden i integrační čas, neboli doba, po jakou byl signál snímán. Čas se pro oblasti výrazně liší, což je způsobeno nižší intenzitou zdroje záření v oblastech o nižších vlnových délkách.

Závislosti zobrazené na grafu je nutné porovnat s intenzitou samotného záření jdoucího ze zdroje. Porovnání je provedeno na Obr. 6.5, kde jsou pro každou oblast měření zobrazeny naměřená intenzita po průchodu oknem a intenzita samotného zdroje. Navíc jsou hodnoty vyděleny příslušným integračním časem pro zajištění porovnatelnosti. Z grafu je vidět, že průchod záření oknem snižuje jeho intenzitu. Spektrální propustnost okna určíme, provedeme-li podíl naměřené intenzity po průchodu oknem a samotného zdroje, čímž bychom měli získat

¹UV = ultrafialová oblast, VIS = viditelná oblast, IR = infračervená oblast



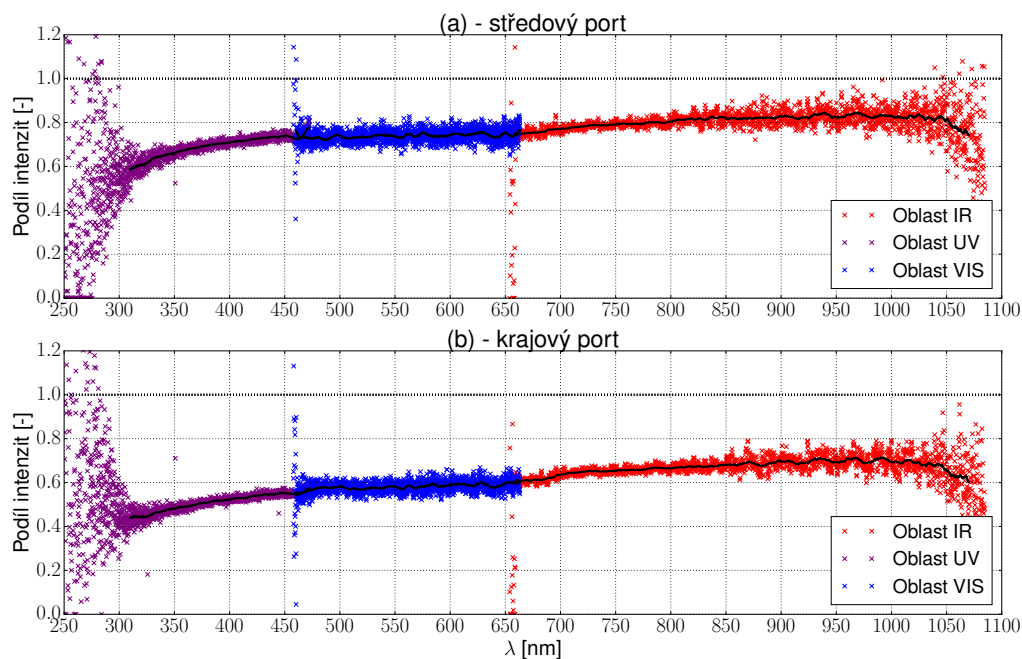
Obr. 6.4: Naměřené hodnoty intenzity po průchodu nevyčištěným oknem středového portu pro daný integrační čas t .



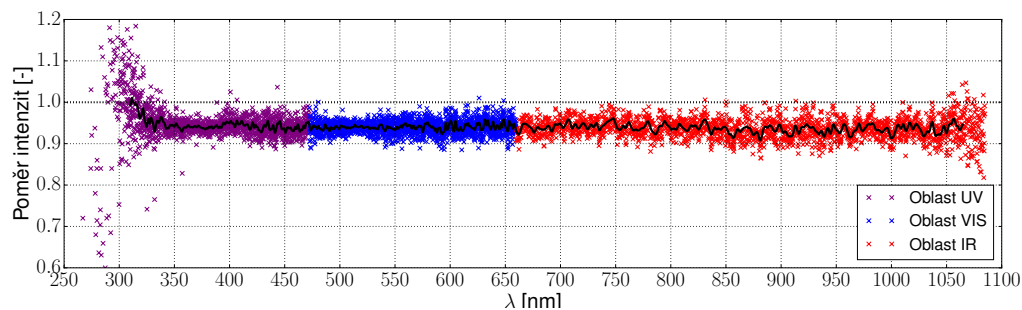
Obr. 6.5: Naměřené hodnoty intenzity po průchodu nevyčištěným oknem středového portu pro daný integrační čas t porovnávané s intenzitou samotného zdroje spektrometru. Intenzity jsou poděleny příslušným integračním časem.

hodnoty v intervalu od 0 do 1. Tímto způsobem vypočítaná závislost propustnosti špinavého okna středového i krajového portu na vlnové délce dopadajícího záření je uvedena na Obr. 6.6. Je patrné, že propustnost nabývá hodnot od 0 do 1 v poměrně široké oblasti, přičemž v obou případech můžeme pozorovat téměř totožnou rostoucí tendenci propustnosti s vlnovou délkou. V případě středového portu se hodnota propustnosti pohybuje v rozmezí 0.6 až 0.85, zatímco u krajového portu roste přibližně z 0.5 v ultrafialové oblasti na hodnotu 0.7 v infračervené oblasti. Potvrdilo se, že hodnota propustnosti krajového portu je nižší než v případě středového portu, což je způsobeno nefunkčností jeho závěrky. Okraje oblastí jsou vždy zatíženy velkou nepřesností způsobenou fluktuací hodnot blízkých nule, které jsou použity během výpočtu propustnosti. V obou grafech je provedeno vyhlazení hodnot v určitém rozsahu, které je zobrazeno černou linií.

Během analýzy dat z měření propustnosti vyčištěných oken byla odhalena hrubá nepřesnost měření způsobená zřejmě špatně volenými integračními časy nebo chybně sestaveným experimentem. Z důvodu nepoužitelnosti těchto dat jsme se rozhodli provést vlastní měření propustnosti referenčního okna. Z důvodu právě probíhající experimentální kampaně nebylo možné provádět měření přímo na oknech obou portů. Měření bylo proto uskutečněno na referenčním skle podobných rozměrů ze stejného materiálu. Snahou bylo dosáhnout podobné série měření jako pro špinavé okno pro možnost porovnání. Dochází ke snížení věrohodnosti porovnání

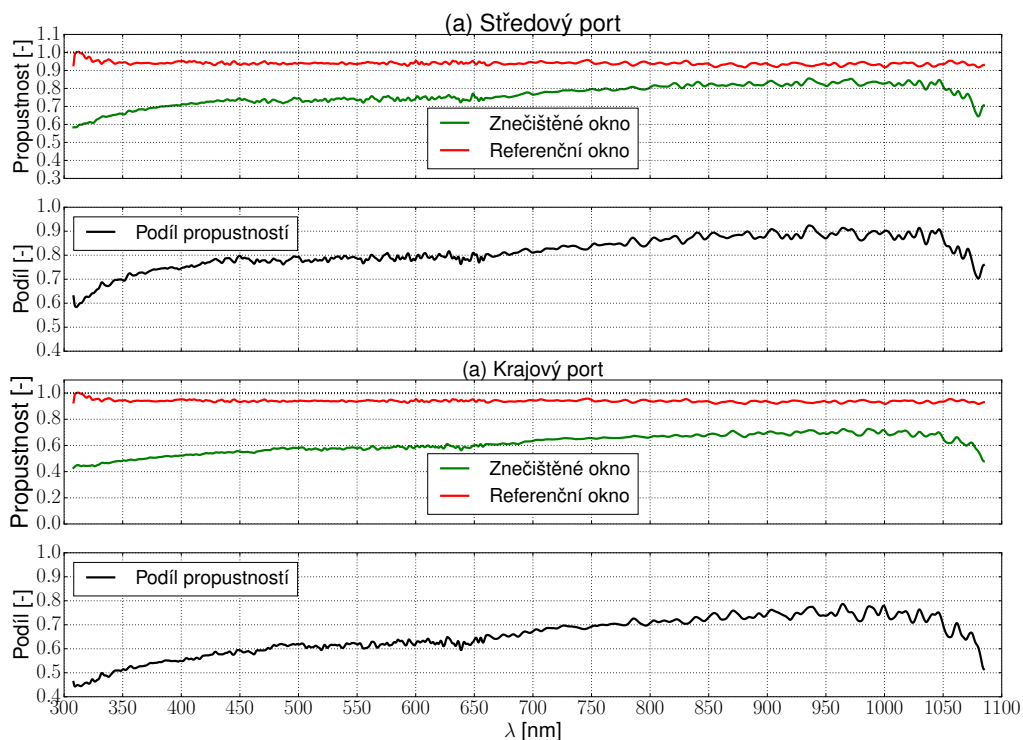


Obr. 6.6: Poměr intenzity po průchodu špinavým oknem (a) středového portu a (b) krajového portu vzhledem k intenzitě samotného zdroje spektrometru zobrazený v jednotlivých oblastech spektra. Černá linie představuje poměr vyhlazených vstupních dat z grafu 6.5.



Obr. 6.7: Poměr intenzity po průchodu referenčním oknem a intenzity samotného zdroje záření zobrazený pro jednotlivé oblasti spektra. Černá linie představuje poměr vyhlazených vstupních dat.

výsledků z obou měření, avšak provádět měření propustnosti portů nebylo v tuto chvíli možné. Pro experiment bylo využito stejného zdroje záření a totožné sady spektrometrů. Celkové sestavení experimentu se mohlo lišit. Vliv této skutečnosti na výsledek je minimalizován díky měření relativní nikoli absolutní propustnosti. V této chvíli bych rád poděkoval panu Mgr. Vladimíru Weinzettlovi, Ph.D., panu Ing. M.Sc. Matějovi Tomešovi a Mgr. Milanovi Aftanasovi, za jejich pomoc během uskutečnění experimentu a za jejich cenné rady, které pomohly správné interpretaci výsledků.



Obr. 6.8: Podíl propustnosti jednotlivých oken je zobrazen na 2. a 4. grafu černou barvou. V případě (a) jde o rozdíl propustnosti referenčního okna a propustnosti znečištěného okna středového portu, přičemž v případě (b) se jedná o okno krajového portu.

Data byla zpracována obdobným způsobem jako v případě špinavých oken. Výsledky analýzy jsou uvedeny na Obr. 6.7. Hodnoty zobrazené v grafu představují poměr naměřených hodnot intenzity po průchodu sklem a hodnot intenzity samotného zdroje, neboli relativní propustnost, pro tři oblasti spektra (UV, VIS, IR) v závislosti na vlnové délce. Vysoké nepřesnosti na okrajích měřené oblasti jsou jako v předešlém případě způsobeny porovnáváním příliš nízkých hodnot, do kterých se již promítne šum. Veškeré závěry mají smysl pouze v rozmezí 350 až 1050. Na této oblasti je patrná jiná závislost propustnosti na vlnové délce než v případě znečištěných portů. Naměřená závislost propustnosti referenčního okna vykazuje konstantní charakter na celé zkoumané oblasti, oproti rostoucímu trendu v případě znečištěného okna. Důvodem může být vyšší pohlcení nečistotami záření o kratší vlnové délce. Jedním z cílů experimentu bylo porovnat propustnostmi špinavého a referenčního okna, čímž získáme útlum způsobený nečistotami. Z poměrů uvedených na Obr. 6.8 je vidět, že na celé oblasti byla propustnost referenčního okna vyšší. V případě středového portu dosahuje útlum v oblasti UV až 30% pro záření vlnové délky 350 nm, v oblasti VIS se útlum pohybuje okolo 20% a od vlnové délky 650 nm začíná klesat až na hodnotu 10%, okolo níž fluktuuje v oblasti IR. Pro krajový port je průběh podobný, přičemž veškeré hodnoty útlumu jsou přibližně o 15% vyšší.

Vzhledem k faktu, že mezi detekovanou hodnotou intenzity rozptýleného světla a určenou elektronovou hustotou existuje přímá úměrnost, může znečištění oken obou portů vnést do diagnostického procesu výraznou chybu, viz. Obr. 6.8.

6.3 Vibrace optického systém a komory tokamaku

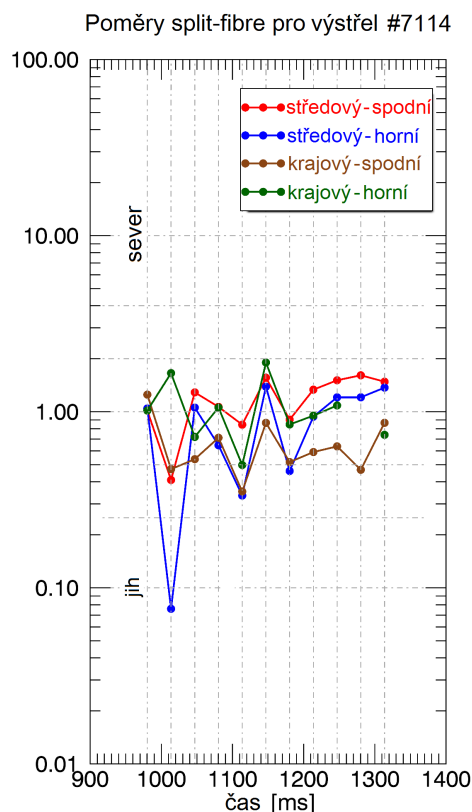
Největší část úsilí byla věnována měření vibračních pohybů komory tokamaku a sběrné optiky během výboje a jejich vliv na stanovení hodnoty zkoumaných veličin během standardního provozu diagnostiky. Vibrace komory nebo optické soustavy mohou mít podobný efekt na určenou elektronovou hustotu jako špatné vedení laserového svazku, kterou se zabývala část 5.3.2. Na Obr. 5.2 jsou některé z těchto nežádoucích projevů zobrazeny. Standardní použití diagnostiky TS zahrnuje výpočet poměru signálů ze "split fibre" (viz. 5.3.2). Výsledek této metody během jednoho z výbojů je uveden na Obr. 6.9. Z grafu lze vidět, že poměr nabývá hodnot v rozmezí 0.1 až 2, přičemž je možné říci, že s rostoucím časem dochází k mírné konvergenci k jedné. K největším nepřesnostem tedy v tomto případě dochází ze začátku výboje, kdy nabíhá magnetické pole, které udržuje plazma. Pomocí "split fibre" je možné některé chyby způsobené špatným vedením svazku odhalit. Výsledky metody ovšem pouze detekují problém, avšak příčinu určit nelze. Právě hledání příčiny vychýlení svazku za účelem navrhnutí řešení bylo podnětem pro měření vibračních pohybů sběrných objektivů a komory tokamaku.

Jak již bylo řečeno v sekci 5.3.3 předpokládáme, jednou z příčin vibračních pohybů je působení sil vznikajícího elektromagnetického pole na součásti zařízení. Na Obr. 6.10a jsou schématicky znázorněny některé možné vibrační pohyby komory tokamaku, resp. výstupního portu, a sběrného objektivu. Obecně můžeme říci, že horizontální pohyby by měly dosahovat větších amplitud. Měření by mělo mimo jiné ukázat, zda-li dochází během výboje ke kontaktu portu s objektivem, který by vedl k přenosu vibračních pohybů komory na tokamak. Obr. 6.10b představuje schéma vibračních pohybů systému sběrné optiky jako celku. Lze předpokládat, že vibrační pohyby komory budou mít menší amplitudu než pohyby sběrné optiky, kvůli stabilnějšímu uchycení. Především rameno krajového objektivu je relativně dlouhé a tudíž náchylné k většímu vychýlení.

Měření vibrací bylo provedeno na několika místech postupně více metodami. První metoda spočívala ve snímání stopy laserového ukazovátka umístěného na porty tokamaku nebo objektivu. Druhá metoda byla založena na měření vibrací pomocí akcelerometru, přičemž byly vyzkoušeny dvě metody jeho ovládání a sběru dat.

6.3.1 Měření laserovými ukazovátky

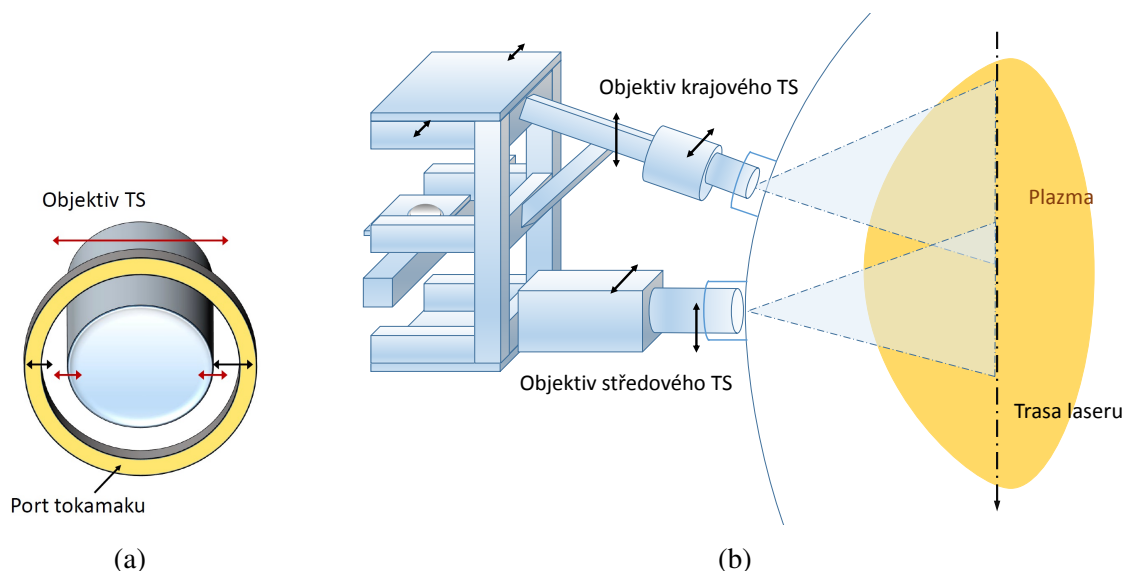
První metoda spočívala v umístění laserových ukazovátek jednotlivě na porty tokamaku a sběrné objektivu tak, aby generovaný svazek směřoval na milimetrový papír přilepený ke zdi.



Obr. 6.9: Naměřené poměry signálů pro výstřel #7114 pomocí "split fibre" metody. Svazek rozdělen vertikálně, sever - pravá polovina, jih - levá polovina (pohled zevnitř tokamaku) [30].

Stopa laseru byla během výboje snímána ultra rychlou kamerou snímkovací frekvencí 3 kHz. Kamera byla automaticky spuštěna v čase 912 ms od nulového času pro dosažení synchronizace s dalšími diagnostickými systémy. Výstupními daty z kamery byly jednotlivé snímky, ze kterých bylo nutné vyčíst časový vývoj polohy stopy laseru na stínítku. Pomocí toho a relativní vzdálenosti mezi stínítkem a ukazovátkem jsme poté schopni vypočítat změnu polohy ukazovátka a tedy i části, k níž je připojena. Pro každé měření byla změřena relativní vzdálenost ukazovátka a stínítko.

Celkem bylo provedeno pět měření, z toho krajový i středový objektiv a port byly měřeny právě jednou. Posledním měřením byla zkoumána stopa trasovacího svazku HeNe laseru. Jeden ze snímků z kamery je zobrazen na Obr. 6.11a. Zpracování snímků bylo prováděno mnou napsaným programem pro automatizované rozpoznávání obrazu. Každý snímek byl převeden do matice daných rozměrů o 256 odstínech šedé barvy. Byly vyhledány body o dostatečně vysoké hodnotě a vyfiltrovány body, které se stopou nesouvisí. Oblast těchto bodů je zobrazena zelenou barvou na Obr. 6.11b. Střed stopy je poté spočítán jako těžiště zelené oblasti. Na obrázku je rovněž zaznačený zvolený souřadnicový systém, přičemž jeho počátek udává poloha prvního středu stopy, kdy předpokládáme stabilní stav. Určená poloha je tedy vždy relativní. Dále je zřejmé, že měření nebylo prováděno v úplné tmě. Do výsledků se tudíž nežádoucím způsobem



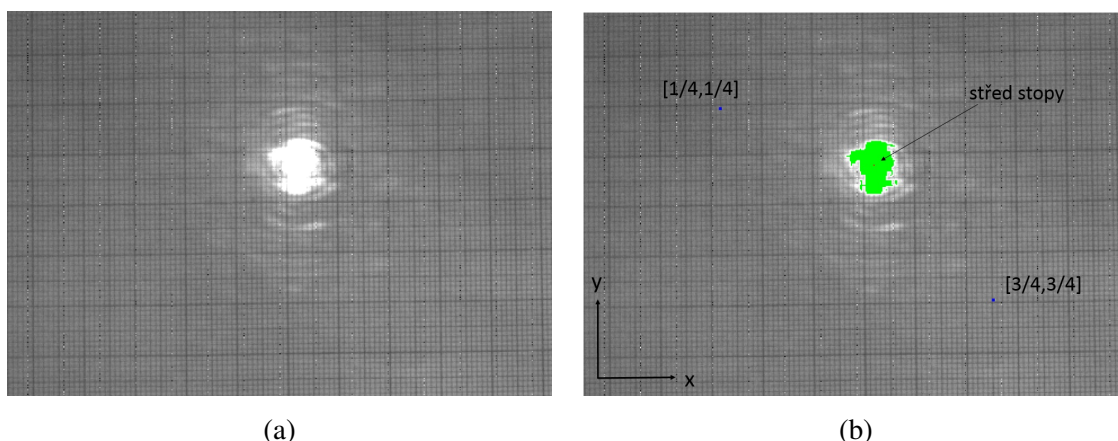
Obr. 6.10: (a) Schéma vibračních pohybů portu tokamaku a sběrného objektivu. (b) Schématické znázornění vibračních pohybů sběrného optického systému.

projevila opakovací frekvence zářivek osvětlující místnost. Z tohoto důvodu byla pro každé měření zkoumána intenzita v bodech znázorněných na Obr. 6.11b jako $[1/4, 1/4]$ a $[3/4, 3/4]$. Hodnoty byly zprůměrovány a proloženy předpokládanou funkcí sinus, což je zobrazeno v grafu Obr. B2. Získaná funkce byla znormována a použita jako korekce při určování vývoje stopy laseru. Z argumentu proložené funkce sinus můžeme navíc určit frekvenci f s jakou se mění intenzita pozadí, a sice $f=100$ Hz, což je hodnota odpovídající běžným zářivkám.

Obdržené časové vývoje stopy laseru jsou pro čtyři měření (objektivy a porty) uvedeny souhrnně na Obr. 6.12. Pro každé z měření jsou zobrazeny dvě křivky, které představují pohyb podél příslušné osy dle značení z Obr. 6.11b. Pro získání milimetrového měřítka bylo nutné pro každý soubor snímků zvlášť určit kolik pixelů odpovídá jednomu centimetru. Z grafů je vidět, že byl naplněn předpoklad o vyšších výchylkách při umístění ukazovátek na sběrné objektivy. Nejvyšší výchylky byly zaznamenány pro středový objektiv.

Součástí každého grafu je navíc i křivka udávající hodnotu proudu plazmatem I_{Plasma} značená černou přerušovanou linií, podle které můžeme rozeznat časový úsek, kdy probíhal výboj v tokamaku². Porovnáme-li křivky vibrací s křivkou proudu plazmatem, zjistíme, že výraznější výchylky se objevují na začátku výboje přesně v čase, kdy začne téci plazmatem nenulový proud. V této chvíli dochází k nabíhání magnetického pole, které působí na okolí tokamaku a zřejmě výchylky způsobuje. Další vypočítanou skutečností plynoucí z vyobrazených grafů je reakce zařízení na jev zvaný disrupce, neboli náhlé ukončení výboje, které je většinou způsobeno lokálním narušením magnetického pole. Plazma v takovém případě uniká ze středu komory směrem k vnitřní stěně tokamaku, do níž nakonec narazí. Uvolněná magnetická energie pole způsobí zjevně vibrace celé komory, což je patrné z grafu výstřelu #9434. Přesně v čase, kdy nastala disrupce, se objevují vibrační pohyby s výrazně vyšší amplitudou o větší

²Data získána z databáze měření tokamaku COMPASS.



Obr. 6.11: (a) Typický výstupní snímek z kamery, ukazovátko umístěno na krajovém objektivu. (b) Tentýž snímek po aplikaci programu na rozpoznávání obrazu. Ze zeleně značené oblasti je počítán střed stopy (průměr). Modře značené body složí pro výpočet frekvence osvětlení zářivkami.

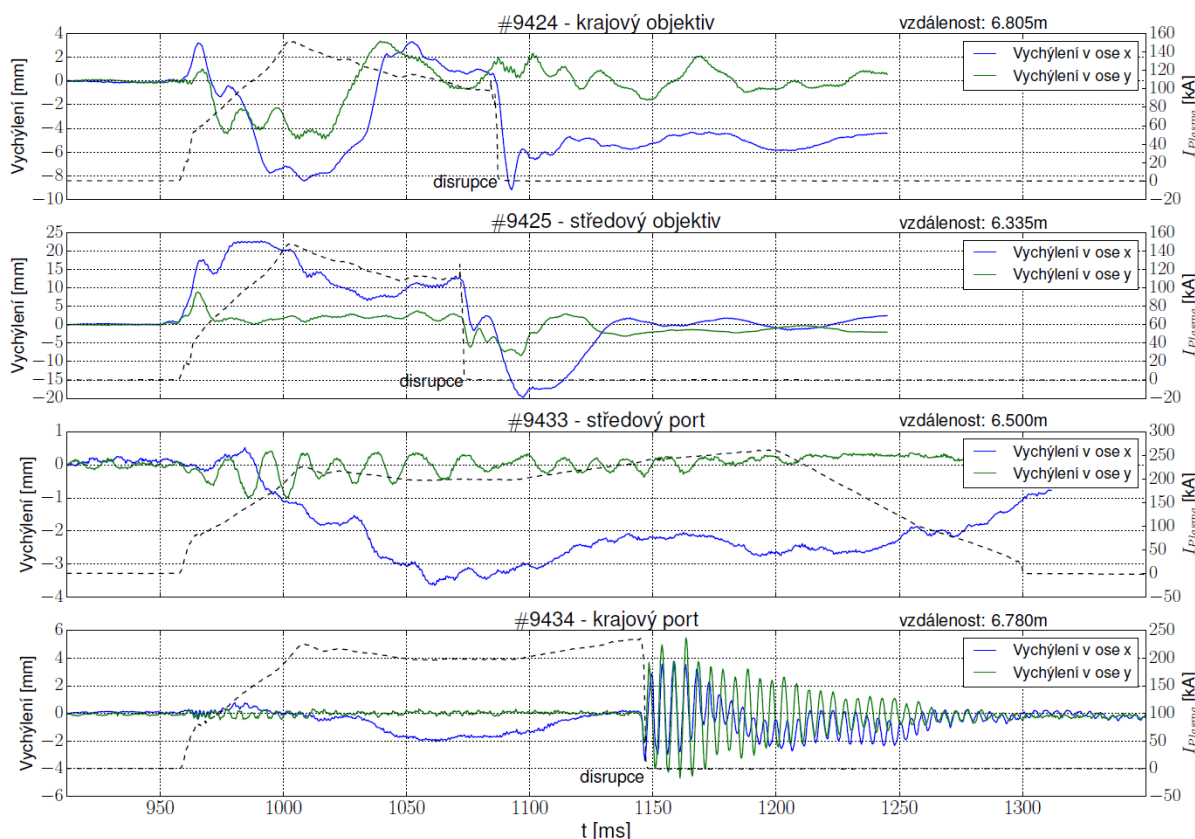
frekvenci. Provedeme-li Fourierovu transformaci signálu, určíme hodnotu frekvencí v osách x a y jako $f_x \approx 220$ Hz a $f_y \approx 200$ Hz. Zajímavým je fakt, že disrupce ovlivňuje rovněž i sběrné objektivy, přestože s nimi nepřichází do přímého kontaktu. Ihned po disrupci dochází k výraznému vychýlení ve všech zbylých případech. Vysvětlení nabízí možná interakce mezi portem a sběrným objektivem, port je natolik vychýlen, že se objektivu dotkne. Dojde k předání energie a objektiv je rozkmitán. Druhou vysvětlující možností je vliv vířivých proudů magnetického pole, které vznikají během disrupce.

V rámci detailnější analýzy dat se můžeme zaměřit na objevující se frekvence. Pro provedení efektivní Fourierovy transformace mají soubory dat nízkou vzorkovací frekvenci pro rozpoznání zřejmých nízkých frekvencí pohybu. Mohou být alespoň přibližně určeny ze samotných grafů. V prvních dvou grafech lze v oblasti výboje rozeznat frekvenci přibližně 75 až 80 Hz.

6.3.2 Měření akcelerometrem

Jako druhý přístup ke zkoumání vibračních pohybů bylo zvoleno měření pomocí třírozměrného akcelerometru, neboli zařízení, které je schopné měřit zrychlení ve třech nezávislých směrech. Princip spočíval v umístění akcelerometru na danou součást aparatury, podobně jako v předešlé metodě byly umísťovány laserová ukazovátká. Během výboje byl vždy přesně v čas 800 ms automaticky spuštěn sběr dat, pro zajištění synchronizace s další diagnostikou.

Pro účely měření byl zvolen analogový akcelerometr ADXL335, který je schopný zaznamenat zrychlení v předpokládaném rozsahu $\pm 3g$. Navíc je akcelerometr dostatečně malý, což umožňuje flexibilitu v jeho umístění. Ovládání akcelerometru a tedy i sběr dat byl proveden dvěma způsoby. Nejprve byla sestavena aparatura pomocí platform **Raspberry PI** a **Arduino**, což je nízkonákladová "open-source" počítačová platforma sloužící pro tvorbu různých typů

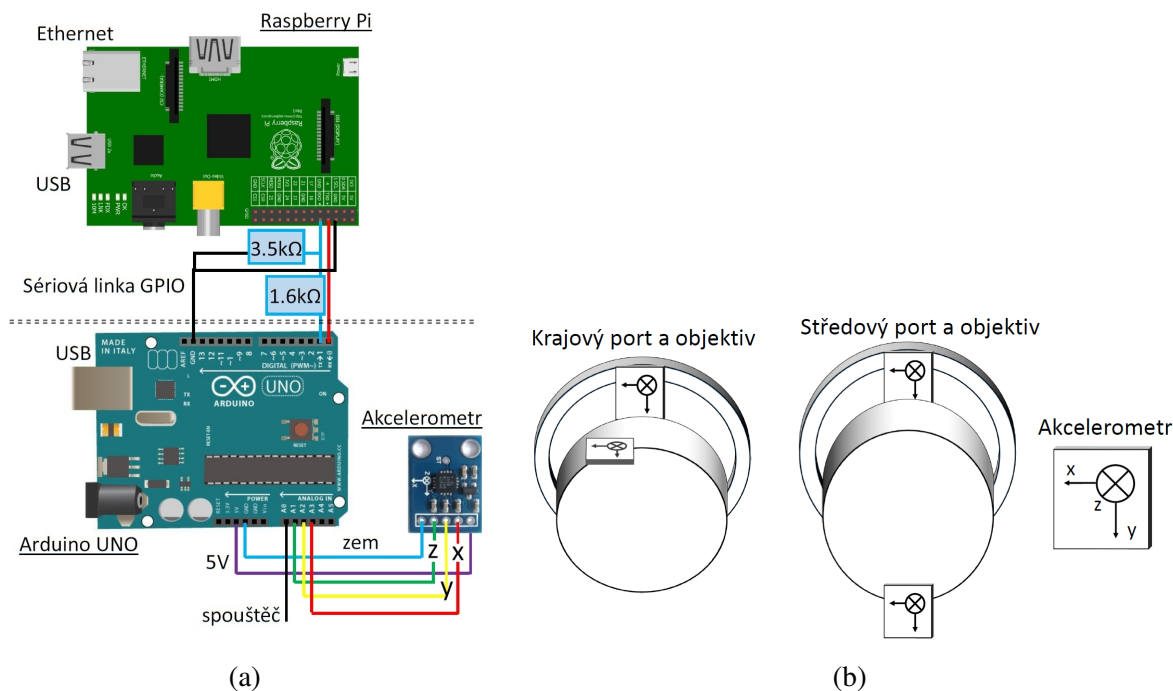


Obr. 6.12: Výsledné časové vývoje stopy laserového ukazovátka ve směru x i y . Černá přerušovaná linie udává vývoj proudu plazmatem I_{Plasma} v čase. V grafech je rovněž značeno, končí-li výboj disrupcí. Hodnota uvedená v pravém horním rohu grafu udává vzdálenost ukazovátka a snímané stopy.

ovladačů. Druhý způsob ovládání a čtení dat z akcelerometru spočíval ve využití karty od **National Instruments**.

Ovládání platformou Arduino

Základní myšlenka experimentu tkvěla v připojení akcelerometru k základní desce Arduino UNO, která zajišťovala ovládání a napájení, a následné umístění akcelerometru do požadované polohy. Z důvodů malé operační paměti zmíněné základní desky nebylo možné na ní uchovat veškerá naměřená data, proto bylo nutné ji propojit s dalším zařízením. Schéma prvotního zapojení je uveden na Obr. 6.13a, přičemž neuvažujeme horní část oddělenou přerušovanou čarou. Arduino bylo pomocí USB portu propojeno se standardní jednotkou PC. Tento způsob však ukázal příliš nízkou rychlost komunikace (maximum 500 Hz). Navzdory nízké přenosové rychlosti bylo provedeno sedm měření postupně na obou sběrných objektivěch i portech a také dvě referenční měření. Tento experiment byl proveden především za účelem testování funkčnosti aparatury. Akcelerometr byl na porty či objektivy vždy umisťován dle schématu na Obr. 6.13b. Při měření vibrací portů tokamaku byl akcelerometr umístěn tak, že zabraňoval



Obr. 6.13: (a) Schéma zapojení aparatury pro měření vibrací složené z akcelerometru, základní desky Arduino a RaspberryPi. (b) Schéma ukazující místa umístění akcelerometru na středový i krajový port a objektiv.

zasunutí objektivu do příslušného portu a tudíž bylo zamezeno standardní funkci diagnostiky, což z důvodu probíhající kampaně omezovalo možnosti mého měření. Na základě schématu můžeme předpokládat nejvyšší výchylky ve směru osy x , neboli v horizontálním směru.

Program sběru dat byl navržen tak, aby zaznamenával hodnoty napětí ze tří výstupů z akcelerometru, které odpovídaly třem nezávislým směrům, společně s časem, kdy k měření došlo. Pro kontrolu správného určování času byly provedeny dvě speciální měření. Akcelerometr byl položen na reproduktor připojený ke generátoru pulzů, na kterém byl zvolen sinusový tvar výstupního signálu s přesně danou frekvencí, 75 a 150 Hz. Poloha akcelerometru byla volena tak, aby byly proměnlivé pouze hodnoty ve směru osy z . Naměřené hodnoty napětí na výstupu osy z byly proloženy předpokládanou sinusovou funkcí, z jejíž předpisu byla určena frekvence. Graf ukazující naměřená data je uveden v příloze, Obr. B3. V případě frekvence 75 Hz byla námi naměřena frekvence $f_{75} = 75.69$ a pro 150 Hz byla určena hodnota frekvence $f_{150} = 151.39$. Odchylka vůči reálné hodnotě, která byla patrně způsobena nízkou amplitudou zvuku reproduktoru, je méně než 1%. Můžeme tedy říci, že tímto byla ověřena správná funkčnost aparatury.

Jak již bylo řečeno popsanou aparaturou bylo provedeno sedm měření. Výstupní hodnoty napětí z akcelerometru byly převedeny na zrychlení podle údajů uvedených v dokumentech přiložených k akcelerometru. V rámci redukce pasivního gravitačního zrychlení, byly hodnoty normovány tak, aby před začátkem výboje odpovídali nulovému zrychlení ve všech směrech. Citlivost akcelerometru je dána jako 300mV/g, přičemž předpokládám $g = 9.80665 \text{ ms}^{-2}$.

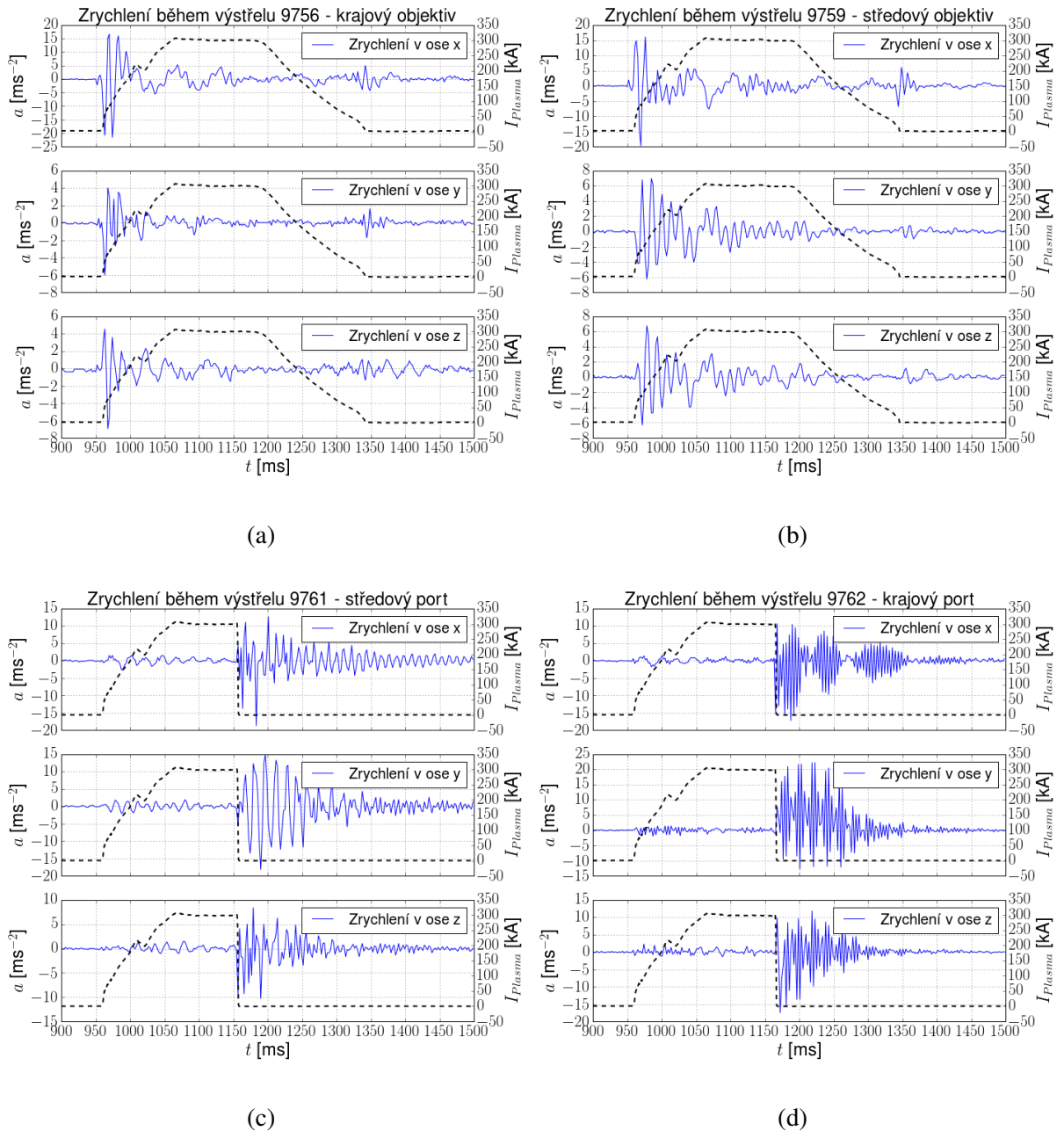
Výsledky měření vibračních objektivů a portů jsou uvedeny na Obr. 6.14. V každém z grafů je navíc zobrazen vývoj proudu plazmatem I_{Plasma} . Stejně jako v případě měření laserovými ukazovátky je patrný vliv výboje v tokamaku na získané hodnoty zrychlení. Při měření vibračních objektivů se znatelné výchylky objevují v čase přibližně 950 ms, což je 10 ms před okamžikem, než začíná téci plazmatem proud. V té chvíli dochází k nabíhání magnetického pole, které objektivy zjevně ovlivňuje. Z měření vibračních portů (9761,9762) totiž vyplývá, že jsou téměř nehybné dokud není ionizován plyn v komoře. Navíc velikost zrychlení je řádově nižší vůči zrychlení s jakým se pohybují objektivy, takže kontakt mezi portem a objektivem je vyloučen. V případě vibračních objektivů je nejvyššího zrychlení dosahováno v počátcích výboje ve směru osy x, což je dle Obr. 6.13b horizontální směr. Vychýlení v tomto směru má zásadní vliv na poměr intenzity kontrolních vlákench "split fibre" (viz Obr. 5.2), tudíž i na určování elektronové hustoty plazmatu. To zřejmě souvisí s faktem, že k největším nepřesnostem dochází ze začátku výboje, což je vidět z Obr. 6.9.

Na zobrazených hodnotách zrychlení na Obr. 6.14 lze také pozorovat dopad disrupce na pohyb objektivů a komory samotné. Během disrupce dosahuje zrychlení podél osy y vyšších hodnot než podél osy x. Dochází k podstatným pohybům tokamaku ve vertikálním směru. Z hlediska kalibrace diagnostiky TS nemá smysl zabývat se analýzou disrupcí, avšak jedná se o zajímavou skutečnost, která z naměřených dat vyplývá. Zrychlení, které je uděleno portům, viz. Obr. 6.14c a 6.14d, je několikanásobně vyšší než to, které měly porty do toho okamžiku. Navíc provedeme-li Fourierovu transformaci souboru hodnot těchto dvou výbojů, viz. Obr. 6.15, můžeme rozeznat typické frekvence vibračního pohybu portů tokamaku. V případě středového portu (9761) se jedná o frekvence $f_x \approx 90$ Hz ve směru osy x, a $f_y \approx 65$ a 115 Hz ve směru osy y. Pro krajový port (9762) můžeme rozeznat zřetelné frekvence $f_x = 220$ Hz, případně 235 Hz, a také $f_{y,z} \approx 200$ Hz, případně i 250 Hz. Porovnáme-li tyto hodnoty se získanými z měření pomocí laserových ukazovátek (viz. 6.3.1), zjistíme, že se shodují. Alespoň z hlediska pozorovaných frekvencí se tedy měření doplňují.

Fourierův rozklad hodnot z měření objektivů (9756,9759) ukazuje, že výsledný pohyb vzniká kombinací dvou složek, pomalých pohybů o frekvencích ~ 15 Hz a vyšší frekvencí ~ 75 -80 Hz. Vyšší frekvence odpovídají hodnotám frekvencí odhadnutých v sekci 6.3.1.

Ovládání kombinací platformou Arduino a Raspberry Pi

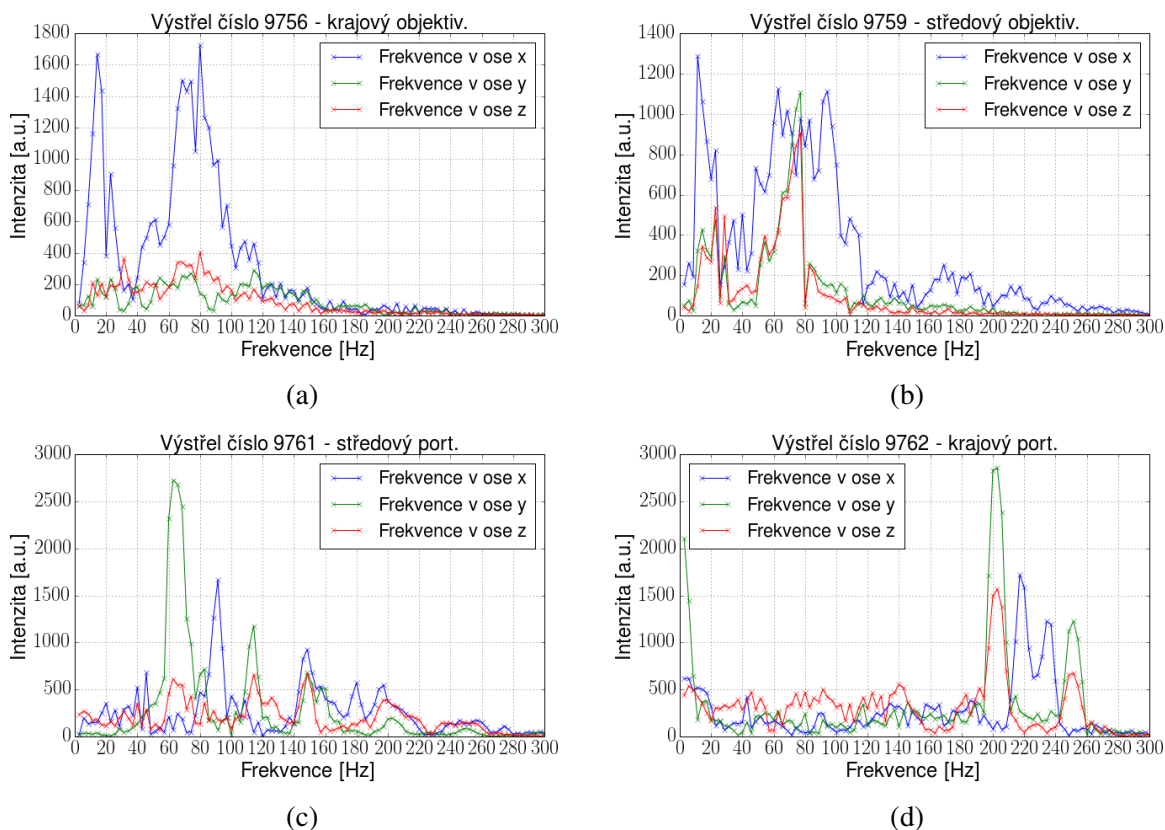
Za účelem zvýšení rychlosti přenosu dat byla pro další měření základní deska Arduino připojena sériovou linkou k platformě **Raspberry PI**, což je schématicky znázorněno na Obr. 6.13a, uvažujeme-li celé schéma. Navíc bylo provedeno přetaktování vnitřního procesoru základní desky Arduino. Těmito postupy bylo dosaženo výsledné vzorkovací frekvence 1.5 kHz. Samotné měření probíhalo obdobně jako doposud, pouze s tím rozdílem, že program zprostředkující sběr dat byl spuštěn na platformě Raspberry Pi, které bylo ovládáno přes Ethernet. Touto metodou byla provedena pouze dvě validní měření na krajovém objektivu, přičemž během obou došlo k disrupci. Výsledky budou uvedeny v souhrnně ke konci kapitoly.



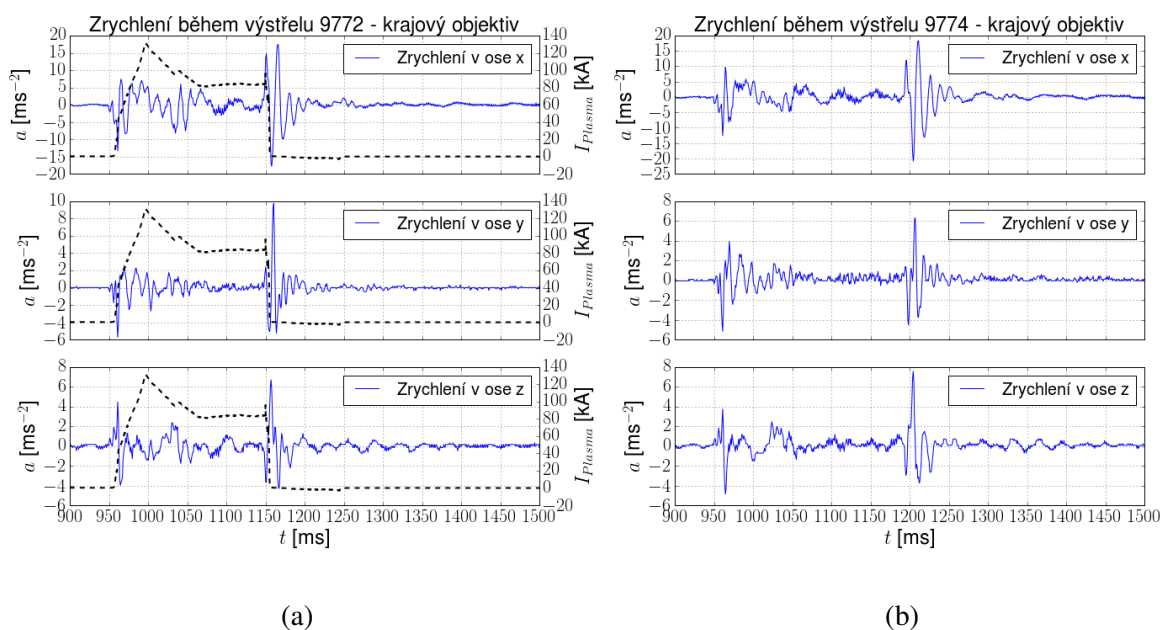
Obr. 6.14: Výsledné hodnoty zrychlení a v čase t postupně pro (a) krajový objektiv, (b) středový objektiv, (c) středový port, (d) krajový port pouze pomocí Arduina. Grafy obsahují křivku udávající proud plazmatem I_{Plasma} .

Ovládání kartou National Instruments

Poslední způsob, jakým byl akcelerometr ovládán, spočíval ve využití speciální karty společnosti **National Instruments** (NI), jejíž vzorkovací frekvence byla nastavena na hodnotu 50 kHz. Akcelerometr byl zapojen přímo do zmíněného čtecího zařízení. Měření pomocí předchozích metod byla prováděna přestože dosahovaná vzorkovací frekvence byla výrazně



Obr. 6.15: Výsledek Fourierovy analýzy naměřených hodnot zrychlení z Obr. 6.14. Zkoumána oblast 950 až 1400 ms.

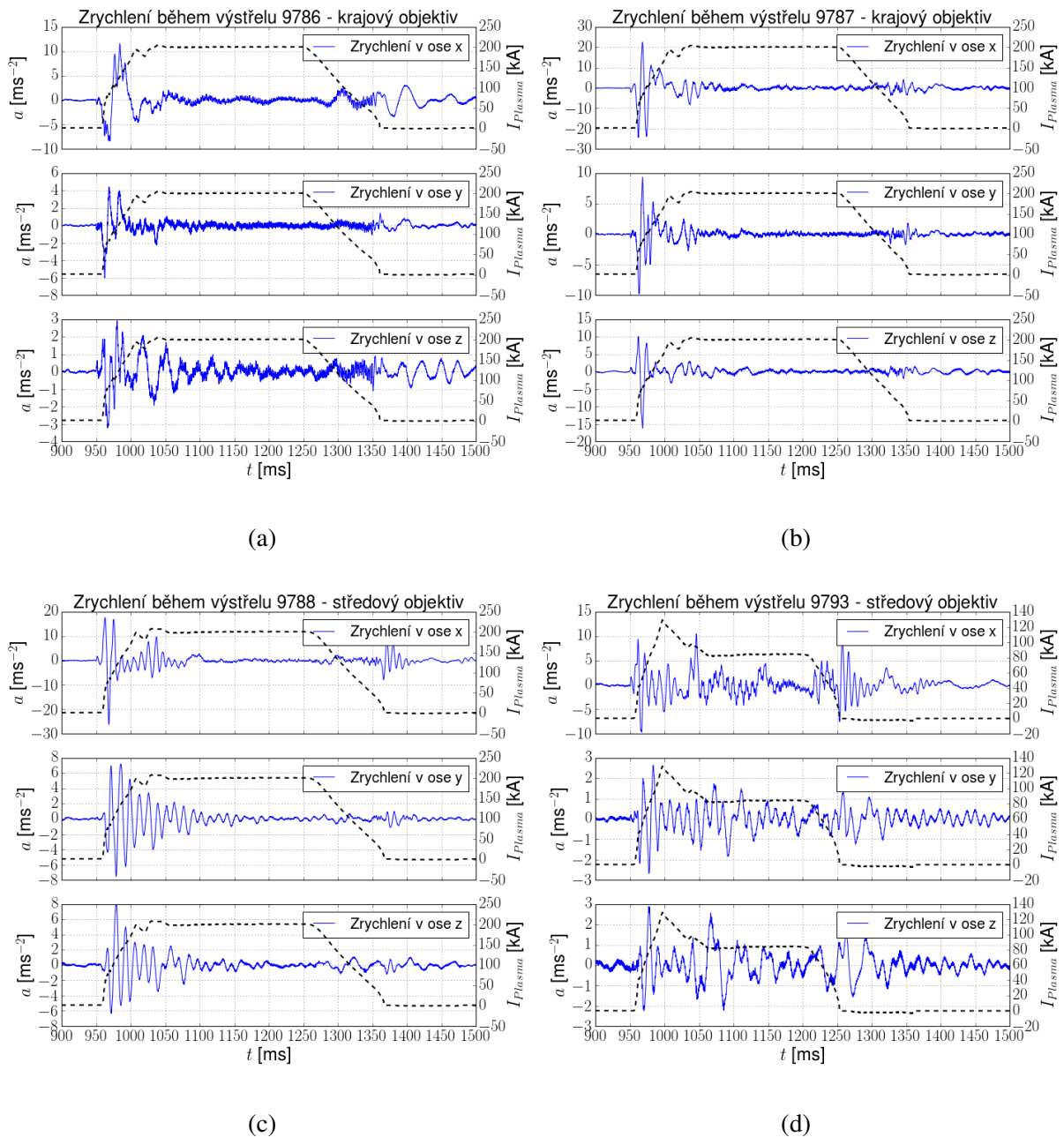


Obr. 6.16: Výsledné hodnoty zrychlení a v čase t postupně pro (a) středový port (b) krajový port měřené pomocí platformy Arduino a Raspberry Pi. Pokud to bylo možné, je součástí grafu křivka udávající proud plazmatem I_{plasma} .

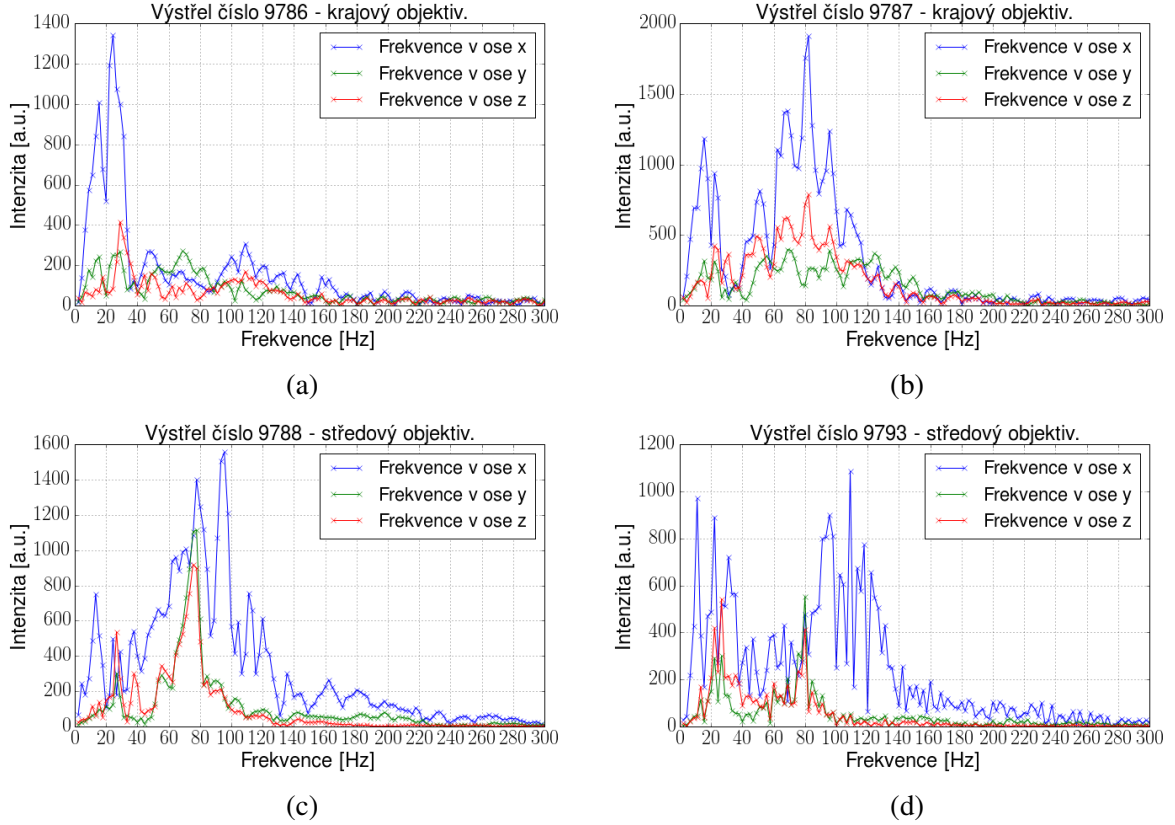
nižší, a to především z důvodu testování funkčnosti a zvláště pak za účelem seznámení se s nízkonákladovými platformami Arduino či Raspberry Pi (např. v porovnání s produkty firmy NI).

Metodou byla provedena série měření vibračních pohybů portů, objektivů i několik speciálních měření, kdy byl zkoumán krajový objektiv vysunutý mimo port tokamaku. Výsledné hodnoty naměřeného zrychlení jsou uvedeny na Obr. 6.17 a Obr. 6.19. Je patrné, že vysunutí krajového objektivu (9786,9793) mělo účinek na výsledné vibrační pohyby. Srovnání hodnot z grafů 6.17a a 6.17b, můžeme pozorovat téměř dvojnásobný nárůst vibrací, je-li objektiv zasunutý do portu tokamaku. Navíc porovnáme-li příslušné grafy získané Fourierovým rozkladem 6.18a a 6.18b, zjistíme, že v případě vysunutého objektivu dojde téměř k vymizení vyšší složky frekvence. Důvodem můžou být dvě skutečnosti. S rostoucí vzdáleností od komory tokamaku klesá magnetické pole, které vibrace může způsobovat. Vysunutý krajový objektiv navíc nemůže přijít do případného kontaktu s výstupním portem, který jej nárazem může rozkmitat.

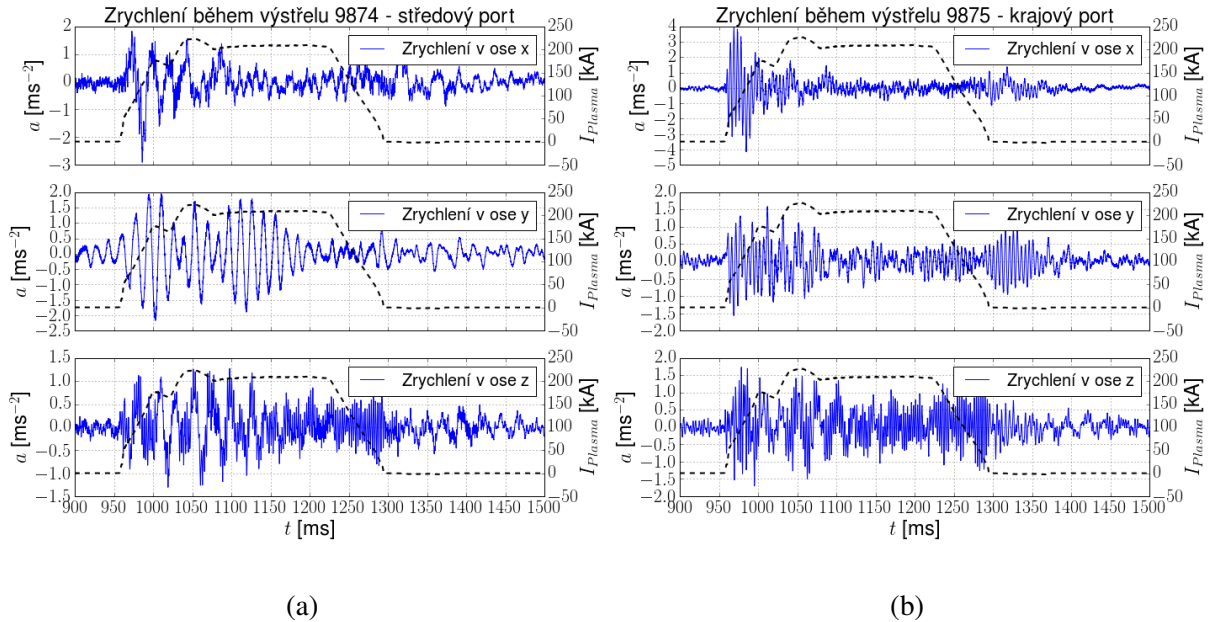
Pokud jde o vliv vysunutí krajového objektivu na středový objektiv, což ukazuje měření výboje 9793, dochází pouze ke snížení velikosti zrychlení. Frekvenční analýza dává prakticky totožné výsledky. Snížení intenzity může být také způsobeno přibližně poloviční hodnotou proudu plazmatem během výboje 9793, vůči výboji 9788, což by odpovídalo rovněž přibližně polovičnímu zrychlení. Fourierova analýza pro výboje 9874 a 9875 (viz. Obr. 6.19) udává téměř totožné výsledky jako analýza zobrazená na Obr. 6.15c a 6.15d, proto nejsou uvedeny.



Obr. 6.17: Výsledné hodnoty zrychlení a v čase t postupně pro (a) krajový objektiv částečně vysunutý, (b) krajový objektiv, (c) středový objektiv, (d) středový objektiv s vysunutým krajovým objektivem měřené pomocí karty NI. Grafy obsahují křivku udávající proud plazmatem I_{plasma} .



Obr. 6.18: Výsledek Fourierovy analýzy naměřených hodnot zrychlení z Obr. 6.17. Zkoumána oblast 950 až 1400 ms.



Obr. 6.19: Výsledné hodnoty zrychlení a v čase t postupně pro (a) středový port a (b) krajový port měřené pomocí karty NI. Grafy obsahují křivku udávající proud plazmatem I_{plasma} .

Porovnání metod

Smysl této podkapitoly spočívá v porovnání všech metod měření, které byly použity. Do jednoho grafu byly vyneseny hodnoty zrychlení získané ovládáním akcelerometru různými metodami při umístění na stejném místě, viz. Obr. 6.20. Je jisté, že nejlepšího rozlišení dosahuje metoda využívající kartu NI, díky vysoké vzorkovací frekvenci. To je patrné především na Obr. 6.20d a 6.20c, kde relativně nízká vzorkovací frekvence Arduina není schopná rozlišit vibrace ze začátku výboje (960 ms). Pomalá složka se však podobá výrazně, což naznačuje, že komora tokamaku reaguje na výboj vždy stejným způsobem. Totéž je možné říci o reakcích obou objektívů na počátek výboje. Křivky udávající vývoj zrychlení středového objektivu se v časovém intervalu 950 až 1000 ms téměř překrývají pro různá čísla výbojů a rovněž pro různé metody měření. Na tomto časovém úseku jsou vibrační pohyby nejvíce znatelné. Pokud by se tento fakt podařilo ověřit větším počtem měření, bylo by možné zavést korekci pro tento vibrační pohyb a tím snížit nepřesnosti měření diagnostiky TS z počátků výboje. Podobný závěr lze vyvodit z Obr. 6.20b, kde jsou znázorněny vývoje zrychlení krajového objektivu. Můžeme si všimnout, že podobné jsou si vždy dvě z křivek, a sice 9756 s 9787 a 9772 s 9774. Důvodem je patrně fakt, že plazma mělo během první zmíněné dvojici výstřelů klasický tvar písmene "D" (viz. Obr. 6.10b), zatímco při druhé dvojici bylo plazma kruhového průřezu. Magnetické pole má v takovém případě jiné rozložení v prostoru, a tudíž působí na sběrné objektivy jiným způsobem.

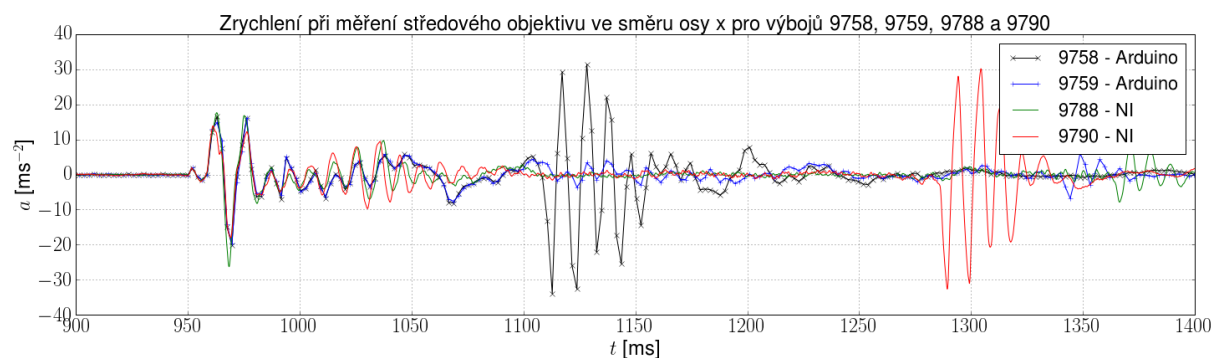
Zajímavou skutečností z hlediska popisu disrupcí tokamakového plazmatu jsou téměř totožné reakce jak středového tak krajového objektivu na tento jev, což je patrné z Obr. 6.20a a 6.20b. V prvním grafu jde o černou křivku v intervalu 1100 až 1160 ms a červenou křivku v 1280 až 1340, a ve druhém grafu se jedná o modrou a červenou křivku na oblastech 1140 až 1200 ms a 1190 až 1250 ms.

Integrace zrychlení

Závěrečný proces zpracování dat spočíval ve dvojnásobné numerické integraci naměřených hodnot zrychlení ve snaze obdržet vychýlení z nulové polohy v čase. Integrace byla provedena iteračně dvěma způsoby, dopředným dle rovnice (6.1) a zpětným podle rovnice (6.2), přičemž předpokladem byla nulová počáteční výchylka. Různé metody byly použity z důvodu nežádoucího offsetu, který se během integrace sčítal a znehodnocoval tak výsledky. Ne vždy byl zpětnou integrací problém vyřešen.

$$v(t + \Delta t) = v(t) + a(t) \cdot \Delta t \quad x(t + \Delta t) = x(t) + v(t) \cdot \Delta t + \frac{1}{2}(\Delta t)^2 \cdot a(t) \quad (6.1)$$

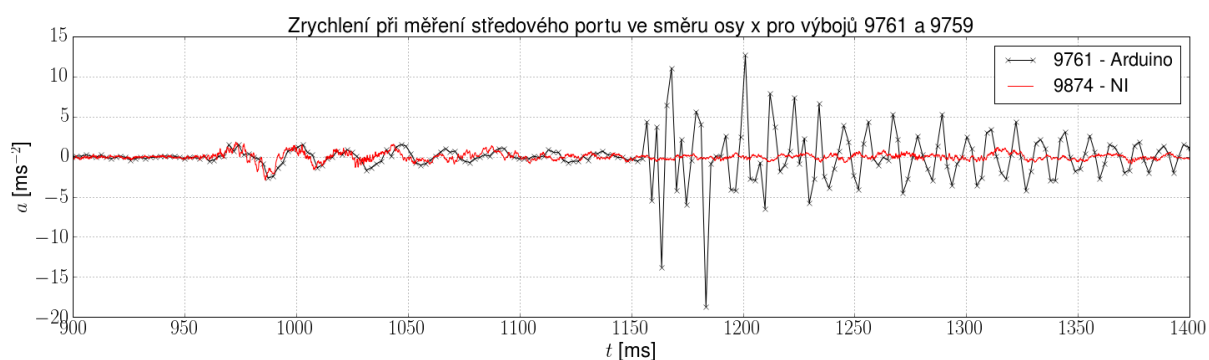
$$v(t - \Delta t) = v(t) - a(t) \cdot \Delta t \quad x(t - \Delta t) = x(t) - v(t) \cdot \Delta t - \frac{1}{2}(\Delta t)^2 \cdot a(t) \quad (6.2)$$



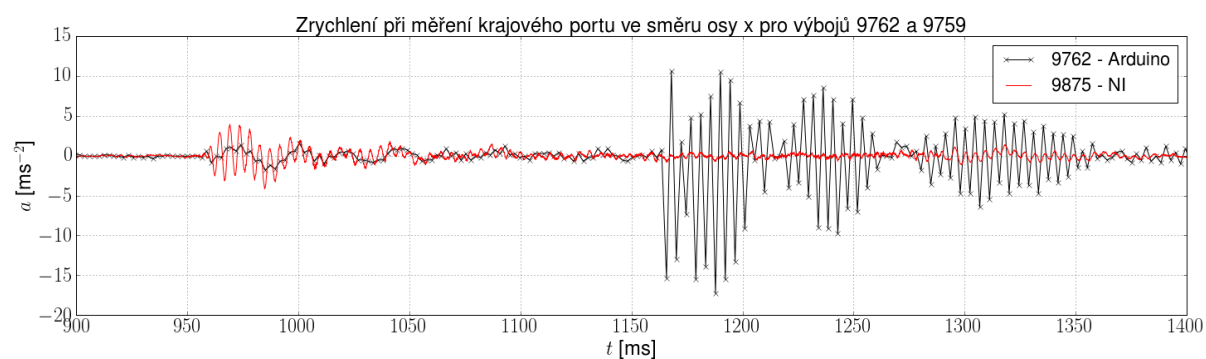
(a)



(b)



(c)



(d)

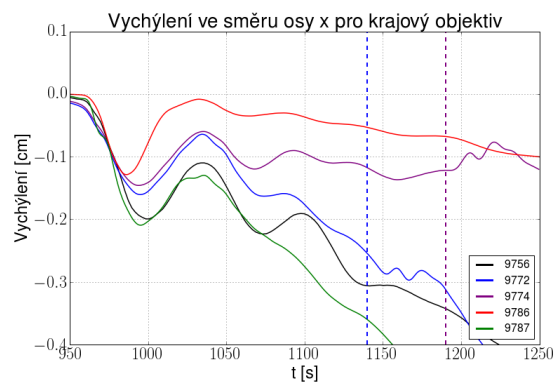
Obr. 6.20: Porovnání získaných hodnot zrychlení různými metodami.

Budou uvedeny pouze výsledky integrace pro měření, ve kterých byly zaznamenány výraznější hodnoty zrychlení. Jedná se výhradně o měření vibrační objektivů a navíc ve pouze ve směru osy x , kde nabývá zrychlení nejvyšších hodnot. Integrace hodnot zrychlení portů ukázala příliš nízké hodnoty výchylek, menší než 0.1 mm. Integrace byla prováděna na intervalu 950 až 1250 ms kvůli fakt, že k maximálním výchylkám dochází v počátcích výboje a navíc tato oblast se ukazuje jako nejvíce ovlivněná pohyby komory tokamaku a především objektivů. V grafech na levé straně Obr. 6.21 jsou vykresleny získané hodnoty výchylky pomocí dopředné integrace a na pravé straně pomocí zpětné integrace. Přerušovanou čarou jsem znázorněny okamžiky, kdy dochází k disrupcím v příslušných výbojích, které jsou vykresleny stejnou barvou. Téměř ze všech vykreslených křivek je patrný výskyt nežádoucího offsetu, který je během integrace nasčítáván, čímž znehodnocuje výsledky. Proces zpětné integrace tento problém nevyřešil dokonale, avšak především pro krajový objektiv dosahuje lepších výsledků, pomineme-li výboj číslo 9756. Pro středový objektiv se naopak přesnější zdá metoda dopředné integrace.

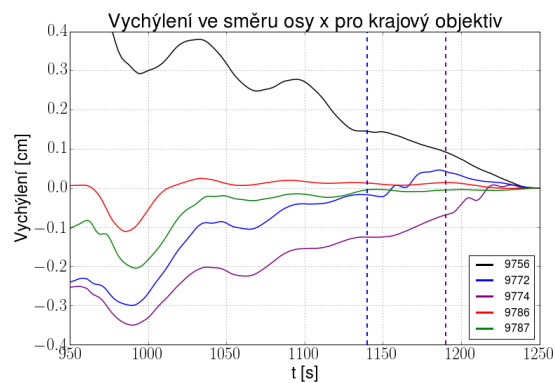
Za účelem potlačení vlivu offsetu na výsledné hodnoty vychýlení bylo provedeno odečtení lineární funkce, která procházela hodnotami příslušné funkce v čase 960 ms a 1120 ms pro krajový nebo 1170 ms pro středový objektiv. Tato korekce do hodnot vychýlení uměle zavádí průchod dalším nulovým bodem, avšak výsledné hodnoty mohou sloužit pro porovnání průběhů jednotlivých výbojů. Výsledky po provedení zmíněné korekce jsou uvedeny na Obr. 6.22 pro oba sběrné objektivy.

Analýza výchylek ukazuje velice podobné chování objektivů v reakci na výboj v tokamaku, což již bylo naznačeno na Obr. 6.20. Maximální výchylky dosahuje středový objektiv v čase 1000 ms, zatímco krajový objektiv přibližně v čase 990 ms. Pozoruhodným je směr výchylky. Středový objektiv je vychylován v kladném směru, tedy dle Obr. 6.13b směrem vlevo, přestože směr výchylky objektivu je v záporném směru, tedy dle schématu vpravo. Důvod tohoto efektu může být vysvětlen následovně. Nejprve dojde k vychýlení jednoho z objektivů ze své rovnovážné polohy a z důvodu propojení obou objektivů je ovlivněn i druhý objektiv, který se avšak vychýlí v opačném směru. Frekvenční analýza (viz. například Obr. 6.14) navíc ukázala stejnou frekvenci kmitání obou objektivů, což by tento jev pouze potvrzovalo. Maximální určená výchylka středového objektivu byla naměřena pro výboje 9759 a 9788 a sice přibližně 0.9 mm. Pro krajový objektiv je výchylka přibližně o 20% vyšší a dosahuje hodnot v rozmezí 0.9 až 1.3 mm. Vyšší hodnota výchylky krajového objektivu byla předpokládána.

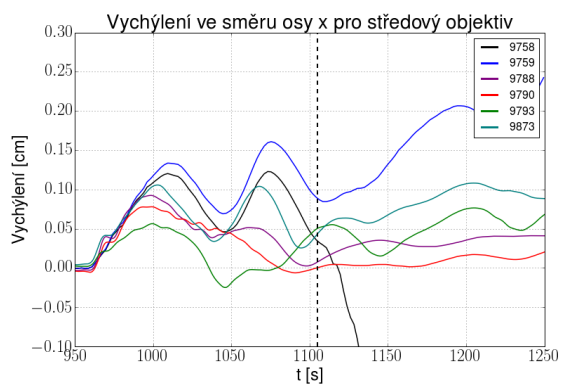
Získané hodnoty vychýlení můžeme porovnat s poměry signálů na "split fibre", čímž zjistíme, zda-li jsou vibrační pohyby objektivů odpovědné za nerovnoměrné osvětlení svazků vláken, především z počátků výboje. Bohužel během většiny měření vibračních pohybů nebyl zaznamenávám signál ze "split fibre", kvůli špatné funkčnosti krajové diagnostiky TS. Problém byl posléze vyřešen, a proto můžeme porovnat hodnoty z měření výboje číslo 9873. Na Obr. 6.23 jsou uvedeny signály ze "split fibre" pro zmíněný výboj a výboj, jehož parametry (elektronová hustota, proud plazmatem) byly velice podobné výboji 9873. Je vidět, že i průběhy zobrazených signálů mají podobný charakter.



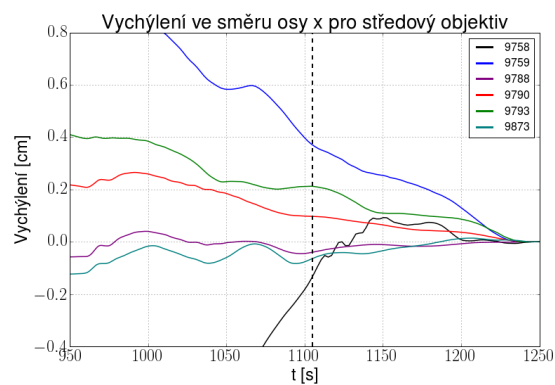
(a)



(b)

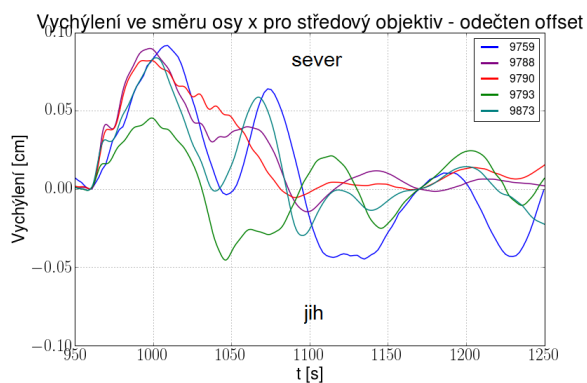


(c)

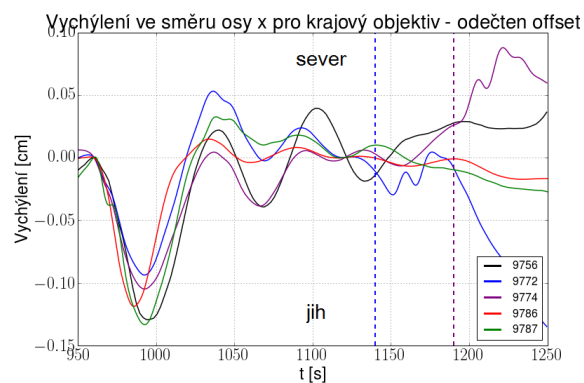


(d)

Obr. 6.21: Časový vývoj výchylky (a)(b) krajového a (c)(d) středového objektivu pro několik výbojů v tokamaku, který byl získán numerickou integrací zrychlení. Přerušovaná čára značí, kdy příslušný výboj skončil disrupcí, značeno stejnou barvou.

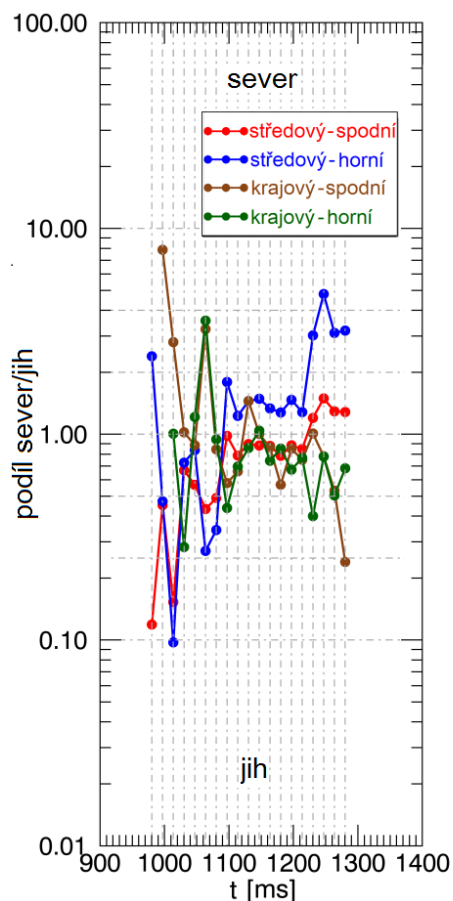


(a)

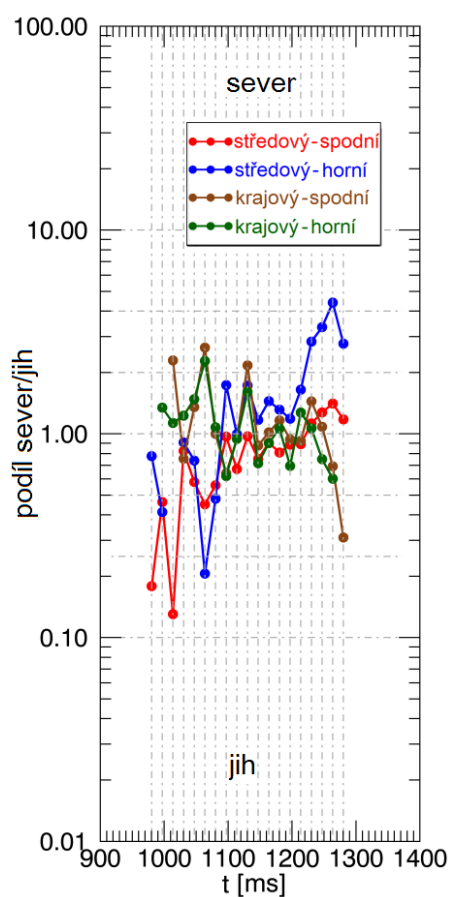


(b)

Obr. 6.22: Časový vývoj výchylky (a) krajového a (b) středového objektivu. Byla provedeno odečtení offsetu. Označení sever a jih představuje pravou a levou stranu tokamaku z pohledu zevnitř tokamaku.



(a)

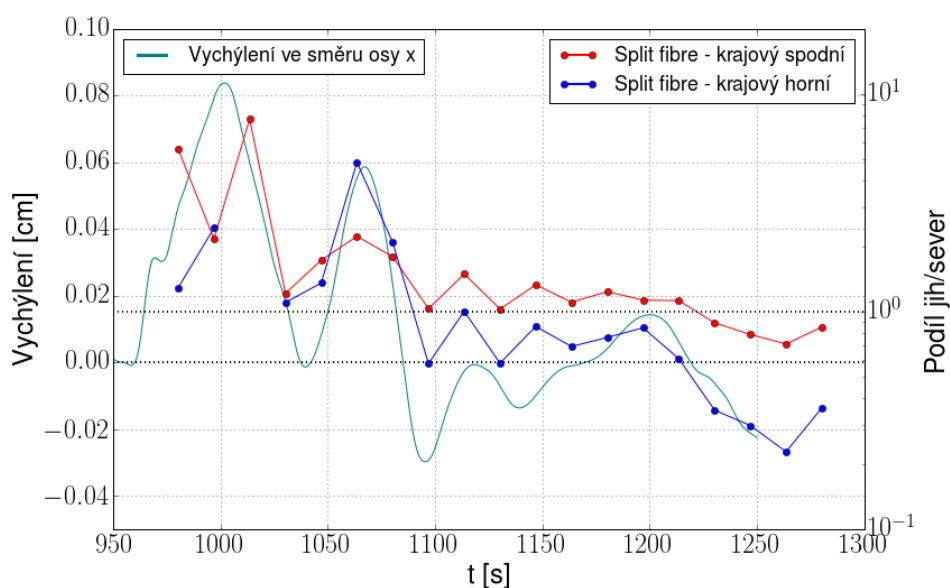


(b)

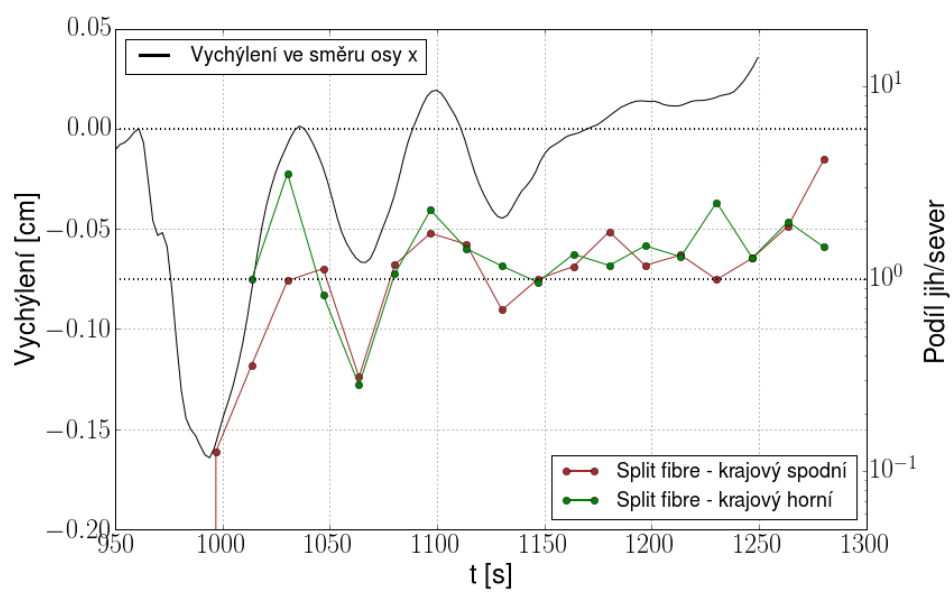
Obr. 6.23: Signály ze "split fibre" metody pro výboje číslo (a) 9872 a (b) 9873. Označení sever a jih představuje pravou a levou stranu tokamaku z pohledu zevnitř tokamaku. Odpovídá značení z Obr. 6.22.

Relevantní porovnání hodnot mohlo být provedeno pouze pro měření výboje číslo 9873, které je zobrazeno na Obr. 6.24. Pro porovnání byl použit opačný poměr, tedy "jih/sever", z důvodu lépe patrné vzájemné korelace dat. V čase 1000 ms je objektiv maximálně vychýlen ve směru osy x, neboli vpravo (sever). V tu chvíli dochází k vyššímu osvětlení levé poloviny (jih) svazků optických vláken neboť pravá strana je vychýlena. V takovém případě by měl být podíl jih/sever signálu na "split fibre" vláknech větší než 1, což můžeme skutečně pozorovat. V čase přibližně 1040 ms dochází k navrácení objektivu zpět do původní polohy a rovněž i signály na "split fibre" se přibližují hodnotě 1. Na celé zobrazené oblasti můžeme pozorovat podobné odpovídající si chování, které naznačuje, že příčinou proměnlivého signálu získaného metodou "split fibre" jsou přímo vibrace sběrného objektivu.

Pro krajový objektiv nelze provést obdobná porovnání dat ze stejných výbojů z důvodu absence dat ze "split fibre". Přesto byly srovnány hodnoty vychýlení pro výboj číslo 9786 s poměrem jih/sever z vláken "split fibre" pro výboj 9872, viz. Obr. 6.25. Z grafu je patrné, že data si odpovídají podobným způsobem jako v případě středového objektivu. Protože se jedná o různé výboje, nelze proměnlivost signálů ze "split fibre" odůvodnit přímo vlivem vibrací krajového objektivu. Avšak vzhledem k velice podobným průběhům vychýlení krajového objektivu a podobného průběhu signálů z Obr. 6.23, lze tuto skutečnost přinejmenším předpokládat.



Obr. 6.24: Porovnání výchylky středového objektivu a signálů ze "split fibre" pro výboj číslo 9873.



Obr. 6.25: Porovnání výchylky krajového objektivu při výboji číslo 9756 a signálů ze "split fibre" pro výboj číslo 9872.

Kapitola 7

Diskuse

V této kapitole budou shrnuty výsledky, kterých bylo v rámci této bakalářské práce dosaženo.

První díl praktické části spočíval v ověření spektrální kalibrace polychromátorů, která byla provedena v roce 2011 při zavádění diagnostiky TS do provozu na tokamaku COMPASS. Cílem bylo uskutečnění stejného měření pro jeden z polychromátorů, což se podařilo. Data byla zpracována vlastním programem, jehož výstupní hodnoty jsou uvedeny na Obr. 6.2 společně se starými kalibračními daty. Kvůli značnému rozdílu mezi intenzitami v některých kanálech byly s novými daty zpětně přepočítány elektronové teploty pro několik výbojů v tokamaku a porovnány s tehdy určenými hodnotami teplot. Z výsledného grafu (viz. 6.3) můžeme rozoznat nezanedbatelné odchylky v oblasti nižších teplot dosahující 5 až 10%. Hlavním námětem práce se později stala jiná část kalibrace, tudíž nezbyvalo dostatek času pro precizní provedení nové spektrální kalibrace všech polychromátorů a následnou analýzu chyb, ke kterým dochází během provozu diagnostiky. Považuji však za důležité se tomuto námětu věnovat a zmíněná měření provést, v rámci zachování přesnosti této důležité diagnostiky.

Další část byla věnována analýze spektrální propustnosti výstupních oken diagnostiky. Jak již bylo zmíněno v sekci 6.2 měření propustnosti, jehož výstupní data jsem obdržel k analýze, nebylo provedeno dokonale. Během analýzy poloviny dříve naměřených dat bylo objeveno jejich poškození a tudíž i nepoužitelnost. Přestože vlastní měření propustnosti referenčního skla bylo již provedeno správně, porovnání s propustností znečištěných oken obou portů má sníženou výpovědní hodnotu. Vzhledem k tomuto faktu navrhuji provést nová měření přímo na oknech středového i krajového portu. Ideální příležitostí je údržba tokamaku a diagnostiky, kdy může rovněž dojít k vyjmutí a po měření také k vyčištění oken. Z důvodu značného útlumu u znečištěných oken obou portů navrhuji tato měření provádět pravidelně pro zajištění validní kvantifikace projevů nečistot na propustnost. Ta by mohla napomoci zpřesnit hodnoty určené elektronové hustoty při standardním měření. Čištění výstupních oken je neopomenutelnou součástí provozu diagnostiky TS. Jak je vidět z grafu 6.8 signál přijímaný znečištěným oknem středového portu je na relevantní oblasti (700 až 1050 nm) o 10 až 20% nižší vůči referenčnímu oknu. V případě krajového portu je intenzita nižší až 30%. Mezi hodnotou detekované

intenzity a určenou elektronovou hustotou plazmatu je přímá úměrnost, tudíž předpokládáme-li při výpočtu ideální propustnost můžeme se dopustit chyby 20% pro středového TS a dokonce 30% v případě krajového TS, pokud jsou okna portů takto znečištěna. Nutno v tuto chvíli připomenout, že důvodem výrazně nižší propustnosti krajového portu byla závada vnitřní clony krajového okna, která znemožňovala okno uzavírat během doutnavých výbojů a boronizace, které jsou oba intenzivními zdroji nečistot.

Hlavní oddíl praktické části bakalářské práce byl věnován měření a následné analýze vibračních pohybů komory tokamaku a sběrných objektivů diagnostiky TS. K výzkumu bylo využito několika přístupů. Nejprve byl snímán pohyb stopy laserových ukazovátek připevněných ke zmíněným objektům. Pro automatické rozpoznávání stopy na stínítku jsem napsal program, jehož výsledky jsou zobrazeny na Obr. 6.12. Výstupem metody byly především základní poznatky související s reakcemi jednotlivých částí diagnostiky na výboj v plazmatu. Bylo zjištěno, že v počátcích výboje dochází především k vychýlení sběrných objektivů. Během disrupce dochází k výraznému rozkmitání jak objektivů tak samotné komory.

Metoda, která přinesla kvalitativnější analýzu, spočívala v umístění akcelerometru na vhodná místa. Následné měření zrychlení ve třech nezávislých směrech bylo synchronizováno s ostatní diagnostikou, pro možnost sledování příčin vibračních pohybů. K ovládání akcelerometru a ke sběru dat bylo postupně použito tři schémata. První dvě zahrnovaly vytvoření celého ovládacího a čtecího zařízení, respektive naprogramování funkčních programů pro základní desku Arduino, která zprostředkovávala sběr dat z akcelerometru a také komunikaci s dalším zařízením sloužícím pro ukládání dat. Za účelem zvýšení vzorkovací frekvence na trojnásobek byla komunikace s počítačem přes USB port vyměněna za sériovou linku propojující Arduino s platformou Raspberry Pi. Poslední způsob byl založen na použití čtecí karty firmy National Instruments (NI), která dosahoval nejvyšší vzorkovací frekvence. Následující analýza dat ukázala výraznou podobnost mezi daty naměřenými různými metodami, což naznačuje správné vedení experimentu. Navíc bylo poukázáno na dobrou konkurenceschopnost nízkonákladových platforem vůči produktům NI.

Data naměřená postupně všemi metodami jsou uvedena na Obr. 6.14, 6.17 a 6.19. V grafech lze pozorovat přímou závislost hodnot zrychlení na událostech uvnitř tokamaku, konkrétně na počátek a ukončení výboje. Frekvenční analýza (viz. Obr. 6.15 a 6.18) ukázala výskyt typických frekvencí pro každou zkoumanou součást diagnostiky. Obohacení kalibrace přinesla především dvojnásobná integrace naměřených hodnot zrychlení obou objektivů ve směru osy x. Výsledek výpočtu je uveden na Obr. 6.21 a udává závislost výchylky objektivů v horizontálním směru, který má rozhodující vliv na správnou funkčnost diagnostiky. Je-li objektiv v tomto směru vychýlen, nedochází ke správnému sběru rozptýleného světla během standardního měření elektronové hustoty a teploty. Z důvodu znatelného načítání nenulových hodnot během integrace bylo provedeno vyrovnání závislostí. Konečné hodnoty jsou uvedeny na Obr. 6.22. Porovnání hodnot vychýlení objektivů s poměry signálů získaných pomocí metody "split fibre" (viz. Obr. 6.24 a 6.25) ukázalo přímou souvislost těchto dat. Neboli příčinou proměnlivých hodnot poměrů v první polovině výboje (viz. Obr. 6.23) jsou vibrační pohyby sběrných objektivů.

Jak bylo ukázáno, mezi vibračními pohyby sběrných objektivů a výstupními hodnotami metody "split fibre", existuje zřejmě přímá souvislost. Námětem pro pokračování v této problematice by mohlo být permanentní umístění akcelerometrů na komponenty diagnostiky, pomocí kterých by mohla být provedena důslednější analýza vlivu vibrací na hodnotu určované elektronové hustoty. Z dlouhodobější analýzy by mohly vzejít opatření a korekce, které by tento problém potlačovaly.

Závěr

Podnětem vzniku práce bylo zdokonalení kalibrace diagnostiky Thomsonova rozptylu na tokamaku COMPASS. Kvalitní kalibrace je neopomenutelnou součástí každé diagnostiky, obzvláště pak diagnostiky Thomsonova rozptylu, která je velice náchylná vůči nepřesnostem. Především se jednalo o objasnění původu fluktuujících hodnot poměrů detekované intenzity na speciálně navržených kontrolních vláknech, zvaných ”split fibre”.

Z počátku bylo nutné seznámit se s diagnostikou a pochopit fyzikální principy, na kterých je založena. Obsahem prvních dvou kapitol jsou teoretické základy týkající se této problematiky. Neméně důležitým je porozumění různým přístupům k technickému provedení diagnostiky a především pak detailní rozbor diagnostiky Thomsonova rozptylu na tokamaku COMPASS, čemuž se věnují postupně kapitoly 3 a 4. Pátá kapitola je vyhrazena pro nejdůležitější oblast diagnostiky z hlediska této práce, a sice kalibraci. Byly shrnuty veškeré aspekty, kterými je třeba se zabývat, je-li cílem precizní a komplexní kalibrace.

Poslední část již byla věnována samotnému měření a zpracování získaných hodnot. Snahou bylo předložit pochopitelný a ucelený rozbor provedených experimentů i následné analýzy dat. Každé ze uvedených měření bylo završeno vysvětlením nebo navržením postupu v možném pokračování v dané oblasti.

Práci bych ve výsledku hodnotil jako úspěšnou. Její základní přínos spočíval v seznámení se s diagnostikou Thomsonova rozptylu a v provedení vlastních experimentů, které obohatily kalibraci diskutované diagnostiky.

Literatura

- [1] BP p.l.c., BP Statistical Review of World Energy June 2015. 64th ed. London, [online]. [cit. 2015-07-19]. Dostupné z: <http://bp.com/statisticalreview>
- [2] Donné A J H et al., *Laser-aided Diagnostics*, Fus. Sci. and Technology 53 (2T), 397-430 (2008)
- [3] Sheffield J et al., *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation*, Academic Press, Burlington, USA (2011), ISBN 978-0-12-374877-5
- [4] Scannel R, *Investigation of H-mode edge profile behaviour on MAST using Thomson scattering*, PhD thesis (2007)
- [5] Bílková P, Böhm P, Aftanas M, Šesták D, Melich R, Weinzettl V, Stöckel J, Scannell R and Walsh M J: *Design of Thomson scattering diagnostic system on COMPASS tokamak*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A (2010), doi: 10.1016/j.nima.2010.03.121
- [6] Bílková P, et al., *Progress of development of Thomson scattering diagnostic system on COMPASS*, Rev. Sci. Instrum. 81, 10D531, (2010) doi:10.1063/1.3494378
- [7] Aftanas M, et al., *Thomson scattering on COMPASS — commissioning and first data*, JINST 7 C01074 (2012), doi: 10.1088/1748-0221/7/01/C01074
- [8] Böhm P, et al., *Edge Thomson scattering diagnostic on COMPASS tokamak: Installation, calibration, operation, improvements*, Rev. Sci. Instrum. 85, 11E431 (2014), doi:10.1063/1.4893995
- [9] Hawke J, Scannell R, Maslov M, Migozzi J B and JET-EFDA Contributors, *Correction of the spectral calibration of the Joint European Torus core light detecting and ranging Thomson scattering diagnostic using ray tracing*, Rev. Sci. Instrum. 84 , 103507 (2013)
- [10] Prunty S L, *A primer on the theory of Thomson scattering for high-temperature fusion plasmas*, Phys. Scr. 89 (2014), doi: 10.1088/0031-8949/89/12/128001
- [11] Atzeni S, Meyer-ter-Vehn A, *The Physics of Inertial Fusion*, International Series of Monographs on Physics 125, ISBN 978-0-19-856264-1, Chapter 1, Section 1.2-1.3, Oxford (2004)

- [12] Selden A C, *Scattering of radiation by finite volumes of relativistic plasma* Physics Letters, 79A 405, Culham Laboratory, UK (1980)
- [13] Naito O et al., *Analytic formula for fully relativistic Thomson scattering spectrum*. Phys. Fluids B 5, 4256, Japan Atomic Energy Research Institute, Japan (1993) doi: 10.1063/1.860593
- [14] Parke E, et al., *A polarization-based Thomson scattering technique for burning plasmas*, JINST 9 C02030, Department of Physics, University of Wisconsin-Madison, USA (2014), doi: 10.1088/1748-0221/9/02/C02030
- [15] Chen F F, *Úvod do fyziky plazmatu*, 3rd edn, Plenum Press, New York (1977)
- [16] Scheffel J, Brunsell P, *Fusion Physics - Introduction to the physics behind fusion energy*, Alfvén Laboratory KTH, Stockholm (2010)
- [17] Woskov P P, *Conception of Thermal Far-Infrared Collective Thomson Scattering and its Evolution to Gyrotron Scattering on JET/TEXTOR/ASDEX UPGRADE*, Plasma Science and Fusion Centre, MIT, Cambridge, MA 02139 (2004)
- [18] Bindslev H, et al., *Fast ion collective Thomson scattering, JET results and TEXTOR plans*, Fusion Engineering and Design 53, 105–111 (2001)
- [19] Zhuravlev A C and Petrov G D, *Scattering of radiation by finite volumes of relativistic plasma streams*, Sov. J. Plasma Phys. 5 3, (1979)
- [20] Barth C J, et al., *High resolution multiposition Thomson scattering for the TEXTOR tokamak*, Rev. Sci. Instrum. 72, No 1, Netherlands (2001), doi: 10.1063/1.1322602
- [21] Kantor M Yu, Donné A J H, et al., *Thomson scattering system on the TEXTOR tokamak using a multi-pass laser beam configuration*, Plasma Phys. Control. Fusion 51, 055002 (17pp), Netherlands (2009) doi: 10.1088/0741-3335/51/5/055002
- [22] Meiden van den H J, Kantor M Yu, et al., *10 kHz repetitive high-resolution TV Thomson scattering on TEXTOR: Design and performance*, Rev. Sci. Instrum. 77, 10E512, Netherlands (2006), doi: 10.1063/1.2219434
- [23] Den Hartog D J, et al., *Pulse-burst laser systems for fast Thomson scattering*, Rev. Sci. Instrum. 81, 10D513, University of Wisconsin-Madison, USA (2010), doi: 10.1063/1.3475723
- [24] Scannell R, et al., *A 130 point Nd:YAG Thomson scattering diagnostic on MAST*, Rev. Sci. Instrum. 81, 10D520, Culham Science Centre, Abingdon, UK (2010), doi: 10.1063/1.3460628
- [25] Scannell R, et al., *Design of a new Nd:YAG Thomson scattering system for MAST*, Rev. Sci. Instrum. 79, 10E730, Culham Science Centre, Abingdon, UK (2008), doi: 10.1063/1.2971971

- [26] Figuerido J, et al., *MAST YAG Thomson scattering upgrade alignment system*, Rev. Sci. Instrum. 81, 10D521, Av. Rovisco Pais, Portugal (2010), doi:10.1063/1.3475377
- [27] Kocmanová L, *Thomsonův rozptyl na tokamaku COMPASS*, bakalářská práce, České vysoké učení technické v Praze, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, (2009)
- [28] Tripský M, *Kalibrace polychromátorů a jejich používání pro diagnostiku Thomsonova rozptylu*, bakalářská práce, České vysoké učení technické v Praze, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, (2011)
- [29] Böhm P, *Temporally and spatially resolved evolution of plasma in the COMPASS tokamak*, PhD thesis, Czech Technical University in Prague, Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, (2011)
- [30] Böhm P, et al. *Edge Thomson Scattering Diagnostic on COMPASS Tokamak - Installation, Calibration, Operation, Improvements*, (poster), 20th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, Atlanta (2014)
- [31] Böhm P, et al. *Thomson Scattering on COMPASS Tokamak – Plasma Edge Profile*, (poster), 16th International Symposium, Laser Aided Plasma Diagnostics, Madison (2013)
- [32] LeBlanc B P, *Thomson scattering density calibration by Rayleigh and rotational Raman scattering on NSTXa*, Rev. Sci. Instrum. 79, 10E737 (2008), doi: 10.1063/1.2956747
- [33] Vrbová M, a kol., *Lasery a moderní optika (Oborová encyklopedie)*, Prometheus, Praha (2012)
- [34] Hecht E, *Optics* 4th ed, San Francisco (2002) ISBN 0-8053-8566-5
- [35] Träger F (Ed.), et al., *Springer Handbook of Lasers and Optics*, New York (2007), ISBN 10: 0-387-95579-8
- [36] Raouafi N-E, *Coronal Polarization*, Solar Polarization 6, ASP Conference Series, Vol. 437, arXiv:1104.0598 (2010)
- [37] Hu W, White M, *A CMB Polarization Primer*, New Astronomy, Vol.2, 323-344, (1997), doi: 10.1016/S1384-1076(97)00022-5
- [38] K=1 Project, *Fusion Power*, [online]. [cit. 2015-03-09]. Dostupné z:
http://imagine.gsfc.nasa.gov/Images/teachers/posters/elements/booklet/energy_big.jpg
- [39] Wikipedia, *Semi-empirical Weizsäcker formula*, [online]. [cit. 2015-04-08]. Dostupné z:
http://en.wikipedia.org/wiki/Semi-empirical_mass_formula

- [40] Howarth I, *Astrophysical Processes: Nebulae to Stars*, University of London Observatory, s 116-120. [online]. [cit. 2015-04-08]. Dostupné z:
<http://zuserver2.star.ucl.ac.uk/~idh/PHAS2112/Lectures/Current/Part7.pdf>
- [41] ITER, The way to new energy, *Fusion fuels*. [online]. [cit. 2015-04-21]. Dostupné z:
<https://www.iter.org/sci/fusionfuels>
- [42] CCFE, Research, *Oficial MAST webpage*. [online]. [cit. 2015-02-25]. Dostupné z:
<http://www.ccfе.ac.uk/MAST.aspx>
- [43] Tokamak COMPASS, IPP AVCR, Oddělení tokamaku, [online]. [cit. 2015-04-27]. Dostupné z:
http://www.ipp.cas.cz/Tokamak/index?m=comp&exp_menu=1
- [44] Tokamak COMPASS, IPP AVCR, Diagnostika Thomsonova rozptylu, [online]. [cit. 2015-04-27]. Dostupné z: <http://www.ipp.cas.cz/Tokamak/euratom/index.php/cs/compass-diagnostics/spectroscopic/thomson-scattering>

Seznam obrázků

1.1	Závislost energie na nukleon na počtu nukleonů v jádře A [38].	12
1.2	(a) Závislost účinného průřezu na kinetické energii těžiště, (b) závislost reaktivity $\langle \sigma v \rangle$ na teplotě T . [11]	15
2.1	(a) Diagram ukazující geometrii rozptylu a význam některých veličin, (b) souřadnicový systém pro výpočet celkového výkonu P_{tot} . [10]	24
2.2	Elektrická indukce dopadajícího elektrického pole $\vec{E}_i$ ve směru $\hat{e}$ je kolmá na rozptylovou rovinu danou vektory $\hat{s}$ a $\hat{i}$ [10]	27
2.3	Graf závislosti spektrální funkce S na normalizovaném posuvu vlnové délky ε pro elektronové teploty v rozsahu 1 - 5 keV pro 180° geometrii (LIDAR)	32
2.4	Graf závislosti depolarizačního členu na ε pro teploty 10 - 50 keV v 90° geometrii TS.	32
3.1	(a) Obecné schématické sestavení diagnostiky nekoherentního Thomsonova rozptylu [2]	34
3.2	(a) Schéma diagnostiky nekoherentního TS na tokamaku TEXTOR [20], (b) Schéma mřížkového spektrometru typu Littrow na tokamaku TEXTOR [22]. . .	37
3.3	Princip několikanásobného průchodu svazku plazmatem (tzv. <i>multipass intracavity laser</i>), kdy laserový svazek prochází šestkrát (a) či čtrnáctkrát (b) skrze vyznačenou cílovou oblast. Černé čáry značí kruhové magnetické povrchy v plazmatu. [21].	38
3.4	Schéma filtrového polychromátoru na tokamaku MAST [4].	40
4.1	Schéma kompletní diagnostiky TS na tokamaku COMPASS [44].	42

4.2	(a) Schématické znázornění pozorovaných oblastí v tokamaku středovým a okrajovým objektivem zobrazeno společně s průběhem magnetických siločar [27], (b) Průřez sběrnými objektivy: horní (okrajový) a dolní (středový), zobrazeny společně s jejich zorným polem a proměnlivým $f/\#$ číslem podél vertikální osy [6].	43
4.3	Schéma uspořádání optických vláken do svazků na vstupu pro (a) středovou a (b) krajovou diagnostiku [5].	44
4.4	(a) Soubor spektrálních filtrů v polychromátoru. Vertikální linie na 1064 nm označuje vlnovou délku laseru [5]. (b) Propustnosti jednotlivých spektrálních kanálů jednoho vybraného polychromátoru získané při spektrální kalibraci pomocí monochromátoru.	45
4.5	(a) Poměry signálů jednotlivých kanálů daného polychromátoru jako funkce elektronové teploty. [7] (b) Profily elektronové teploty T_e a hustoty n_e podél vertikální osy tokamaku z v daném čase pro konkrétní výstřel. Jsou rozlišeny body naměřené krajovým a středovým TS. [8]	47
5.1	Předpokládané spektrální čáry Ramanova anti-Stokesova rozptylu na molekulách dusíku při dosažené teplotě 300 K. Zobrazeno společně s normalizovanými funkcemi spektrální propustnosti prvních dvou kanálů daného polychromátoru a čarou označující vlnovou délku laseru. [6]	51
5.2	Umístění svazku vůči souborům optických vláken (zaznačeno umístění "split fibre" vláken) a výsledný efekt špatného vedení laserového svazku na měření elektronové hustoty podél vertikální osy z . [31]	52
6.1	Schéma experimentálního sestavení spektrální kalibrace polychromátorů [28].	55
6.2	Porovnání spektrálních propustností jednotlivých kanálů polychromátoru #523, měřené dříve (2011 [28]) a nyní (2014).	56
6.3	Závislost podílu teploty T_e určené dle starých kalibračních souborů ku teplotě T'_e určené z nově naměřených kalibrací.	56
6.4	Naměřené hodnoty intenzity po průchodu nevyčištěným oknem středového portu pro daný integrační čas t	58
6.5	Naměřené hodnoty intenzity po průchodu nevyčištěným oknem středového portu pro daný integrační čas t porovnávané s intenzitou samotného zdroje spektrometru. Intenzity jsou poděleny příslušným integračním časem.	58

6.6	Poměr intenzity po průchodu špinavým oknem (a) středového portu a (b) krajového portu vzhledem k intenzitě samotného zdroje spektrometru zobrazený v jednotlivých oblastech spektra. Černá linie představuje poměr vyhlazených vstupních dat z grafu 6.5.	59
6.7	Poměr intenzity po průchodu referenčním oknem a intenzity samotného zdroje záření zobrazený pro jednotlivé oblasti spektra. Černá linie představuje poměr vyhlazených vstupních dat.	59
6.8	Podíl propustnosti jednotlivých oken je zobrazen na 2. a 4. grafu černou barvou. V případě (a) jde o rozdíl propustnosti referenčního okna a propustnosti znečištěného okna středového portu, přičemž v případě (b) se jedná o okno krajového portu.	60
6.9	Naměřené poměry signálů pro výstřel #7114 pomocí "split fibre" metody. Svazek rozdělen vertikálně, sever - pravá polovina, jih - levá polovina (pohled zevnitř tokamaku) [30].	62
6.10	(a) Schéma vibračních pohybů portu tokamaku a sběrného objektivu. (b) Schématické znázornění vibračních pohybů sběrného optického systému. . . .	63
6.11	(a) Typický výstupní snímek z kamery, ukazovátko umístěno na krajovém objektivu. (b) Tentýž snímek po aplikaci programu na rozpoznávání obrazu. Ze zeleně značené oblasti je počítán střed stopy (průměr). Modře značené body složí pro výpočet frekvence osvětlení zářivkami.	64
6.12	Výsledné časové vývoje stopy laserového ukazovátko ve směru x i y . Černá přerušovaná linie udává vývoj proudu plazmatem I_{Plasma} v čase. V grafech je rovněž značeno, končí-li výboj disrupcí. Hodnota uvedená v pravém horním rohu grafu udává vzdálenost ukazovátko a snímané stopy.	65
6.13	(a) Schéma zapojení aparatury pro měření vibrací složené z akcelerometru, základní desky Arduino a RaspberryPi. (b) Schéma ukazující místa umístění akcelerometru na středový i krajový port a objektiv.	66
6.14	Výsledné hodnoty zrychlení a v čase t postupně pro (a) krajový objektiv, (b) středový objektiv, (c) středový port, (d) krajový port pouze pomocí Arduino. Grafy obsahují křivku udávající proud plazmatem I_{Plasma}	68
6.15	Výsledek Fourierovy analýzy naměřených hodnot zrychlení z Obr. 6.14. Zkoumána oblast 950 až 1400 ms.	69
6.16	Výsledné hodnoty zrychlení a v čase t postupně pro (a) středový port (b) krajový port měřené pomocí platforem Arduino a Raspberry Pi. Pokud to bylo možné, je součástí grafu křivka udávající proud plazmatem I_{Plasma}	69

6.17	Výsledné hodnoty zrychlení a v čase t postupně pro (a) krajový objektiv částečně vysunutý, (b) krajový objektiv, (c) středový objektiv, (d) středový objektiv s vysunutým krajovým objektivem měřené pomocí karty NI. Grafy obsahují křivku udávající proud plazmatem I_{Plasma} .	71
6.18	Výsledek Fourierovy analýzy naměřených hodnot zrychlení z Obr. 6.17. Zkoumána oblast 950 až 1400 ms.	72
6.19	Výsledné hodnoty zrychlení a v čase t postupně pro (a) středový port a (b) krajový port měřené pomocí karty NI. Grafy obsahují křivku udávající proud plazmatem I_{Plasma} .	72
6.20	Porovnání získaných hodnot zrychlení různými metodami.	74
6.21	Časový vývoj výchylky (a)(b) krajového a (c)(d) středového objektivu pro několik výbojů v tokamaku, který byl získán numerickou integrací zrychlení. Přerušovaná čára značí, kdy příslušný výboj skončil disrupcí, značeno stejnou barvou.	76
6.22	Časový vývoj výchylky (a) krajového a (b) středového objektivu. Byla provedeno odečtení offsetu. Označení sever a jih představuje pravou a levou stranu tokamaku z pohledu zevnitř tokamaku.	77
6.23	Signály ze "split fibre" metody pro výboje číslo (a) 9872 a (b) 9873. Označení sever a jih představuje pravou a levou stranu tokamaku z pohledu zevnitř tokamaku. Odpovídá značení z Obr. 6.22.	77
6.24	Porovnání výchylky středového objektivu a signálů ze "split fibre" pro výboj číslo 9873.	78
6.25	Porovnání výchylky krajového objektivu při výboji číslo 9756 a signálů ze "split fibre" pro výboj číslo 9872.	79
B1	(a) Křivka bílého světla zdroje, před a po provedení korekce na citlivost detektoru. (b) Citlivost detektoru v daném vlnovém pásmu daná výrobcem.	96
B2	Zobrazené hodnoty intenzity bílé barvy v bodech $[1/4, 1/4]$ a $[3/4, 3/4]$ (viz. 6.11b), společně s jejich průměrem. Průměrné hodnoty byly proloženy sinusovou funkcí $f(t)$.	97
B3	Vynesena data z kalibračního měření provedeného pomocí reproduktoru, který byl osciloskopem nastaven na vysílání frekvence 75 Hz. Naměřené hodnoty jsou proloženy předpokládanou funkcí, z jejíhož předpisu byla získána frekvence, uvedená v levém rohu.	97

Seznam tabulek

- 1.1 Seznam některých fúzních reakcí. $\sigma(keV)$ udává účinný průřez v závislosti na teplotě, σ_{max} udává maximální účinný průřez a ε_{max} udává polohu maxima, Q udává celkovou energii, která se během reakce uvolní. [11] 13

Přílohy

Příloha A

Maxwellovy rovnice pro EM pole

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} & \nabla \times \vec{B} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} &= \mu_0 \vec{j} \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0 & \nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= 0\end{aligned}\tag{A1}$$

Makroskopické Maxwellovy rovnice pro EM pole

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \vec{D} &= \rho_v & \nabla \times \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} &= \vec{j}_v \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0 & \nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= 0\end{aligned}\tag{A2}$$

Vztah mezi elektrickým a magnetickým potenciálem a jejich poli

$$\vec{E} = -\nabla \phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \qquad \vec{B} = \nabla \times \vec{A} \tag{A3}$$

Obecná rovnice kontinuity

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{j} = konst. \qquad \frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\vec{v}) = 0 \tag{A4}$$

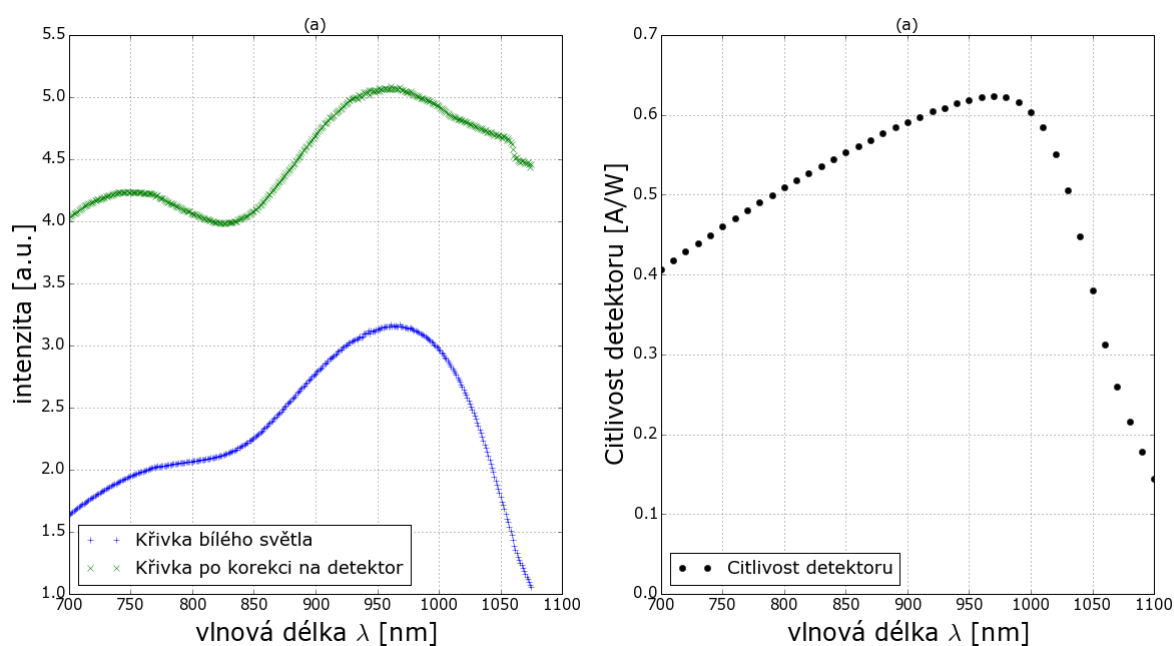
Pohybová rovnice

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} = \vec{F} \quad (\text{A5})$$

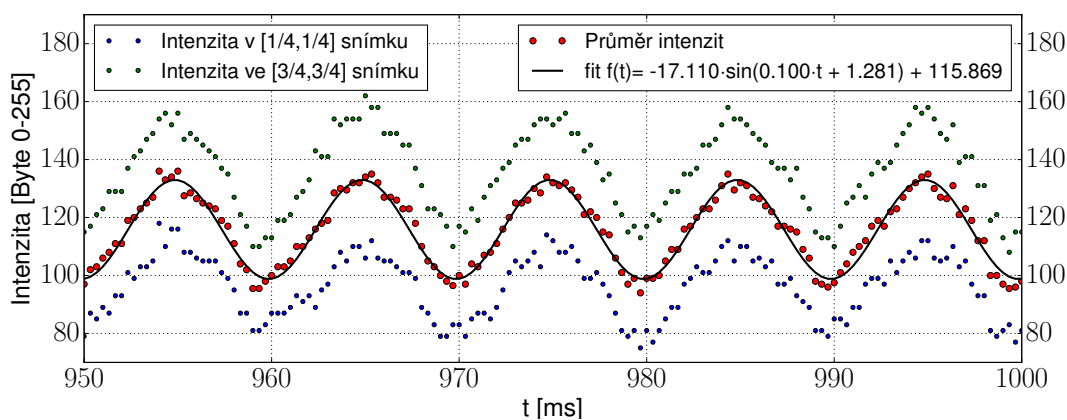
Některé vektorové identity

$$\vec{A} \times (\vec{B} \times \vec{C}) = \vec{B} (\vec{A} \cdot \vec{C}) - \vec{C} (\vec{A} \cdot \vec{B}) \quad (\text{A6})$$

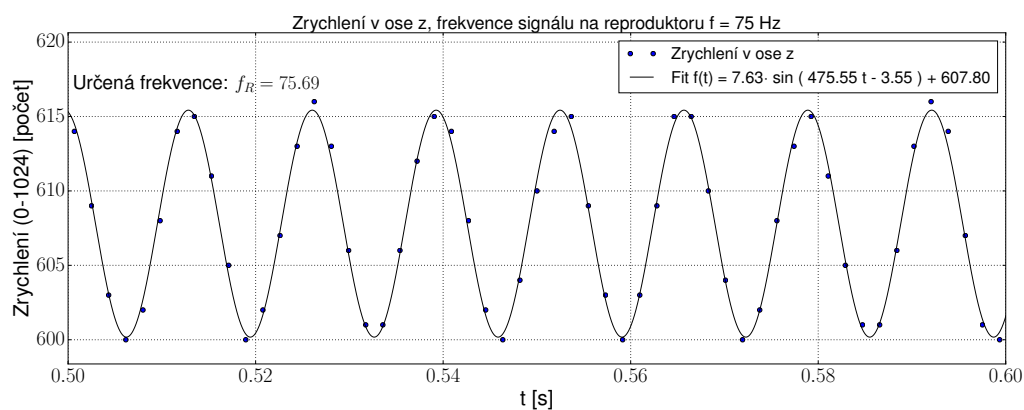
Příloha B



Obr. B1: (a) Křivka bílého světla zdroje, před a po provedení korekce na citlivost detektoru. (b) Citlivost detektoru v daném vlnovém pásmu daná výrobcem.



Obr. B2: Zobrazené hodnoty intenzity bílé barvy v bodech $[1/4, 1/4]$ a $[3/4, 3/4]$ (viz. 6.11b), společně s jejich průměrem. Průměrné hodnoty byly proloženy sinusovou funkcí $f(t)$.



Obr. B3: Vynesená data z kalibračního měření provedeného pomocí reproduktoru, který byl osciloskopem nastaven na vysílání frekvence 75 Hz. Naměřené hodnoty jsou proloženy předpokládanou funkcí, z jejíhož předpisu byla získána frekvence, uvedená v levém rohu.