

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

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



Kalibrace infračervené kamery
tokamaku COMPASS
Calibration of infrared camera on
tokamak COMPASS

VÝZKUMNÝ ÚKOL

Vypracoval: Ján Uličný
Vedoucí práce: Mgr. Jan Horáček, Ph.D.
Rok: 2014

Prohlášení

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

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

V Praze dne

.....

Ján Uličný

Poděkování

Děkuji především panu Mgr. Janu Horáčkovi, Ph.D. za vedení mé bakalářské práce, dále bych také rád poděkoval panu Ing. Petru Vondráčkovi za jeho vydatnou podporu a Ing. Filipu Šroubkovi, Ph. D. za přínosné konzultace.

Ján Uličný

Název práce:

Kalibrace infračervené kamery tokamaku COMPASS

Autor: Ján Uličný

Obor: Fyzikální inženýrství

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Mgr. Jan Horáček, Ph.D.
Ústav fyziky plazmatu, Akademie věd České republiky, v.v.i.

Abstrakt: Práce se zabývá zařazením infračervené kamery mezi diagnostické systémy tokamaku COMPASS. Nejprve je stručně zmíněn fyzikální princip bezkontaktního měření teploty a různé typy detektorů. V hlavní části práce je popsána instalace kamery a provedení teplotní a časové kalibrace kamery. Následuje kapitola věnovaná vylepšení prostorového rozlišení. V posledním oddíle jsou krátce zmíněny první experimenty s infračervenou kamerou a jejich výsledky.

Klíčová slova: infračervená kamera, kalibrace, tokamak

Title:

Calibration of infrared camera on tokamak COMPASS

Author: Ján Uličný

Abstract: This thesis is concerned with inclusion of infrared camera into diagnostic systems on tokamak COMPASS. First, brief introduction into physics of infrared radiation detection and infrared detectors is provided. The main part of thesis looks into camera installation on tokamak and its thermal and time response calibrations. Next chapter is focused on image deblurring. In last section the first experiments with IR camera and their results are described.

Key words: infrared camera, calibration, tokamak

Obsah

Předmluva	7
Úvod	8
1 Základy detekce infračerveného záření	10
1.1 Infračervené záření	10
1.1.1 Záření absolutně černého tělesa	10
1.1.2 Záření reálných těles	11
1.1.3 Infračervené záření	13
1.2 Detekce IR záření	13
1.2.1 Výpočet teploty měřeného objektu z elektrického signálu de- tektoru	13
1.2.2 Typy detektorů IR záření	15
1.3 Aplikace detekce IR záření	16
1.3.1 IR detektory na tokamacích	17
2 IR kamera na tokamaku COMPASS	18
2.1 Specifikace IR kamery	18
2.2 Instalace IR kamery na tokamak COMPASS	19
3 Kalibrace IR kamery na tokamaku COMPASS	20
3.1 Teplotní kalibrace	20
3.1.1 Teplotní kalibrace kamery TIM 160 bez přidaných optických prvků	21
3.1.2 Teplotní kalibrace kamery TIM 160 s ZnSe sklíčkem	23
3.1.3 Příprava pro použití zrcadel při měření s IR kamerou	26
3.2 Časová kalibrace	29

4	Rekonstrukce záznamů z IR kamery tokamaku COMPASS	30
4.1	Úvod	30
4.1.1	Degradace obrazu	30
4.1.2	Rekonstrukce obrazu	31
4.2	Numerické ostření záznamů z IR kamery	33
4.2.1	Slepá dekonvoluce	33
4.2.2	Metody získání PSF	35
4.2.3	Měření PSF pro IR kameru tokamaku COMPASS	38
4.2.4	Dekonvoluce se známou PSF	41
5	Experimenty s IR kamerou na tokamaku COMPASS	44
	Závěr	47
	Seznam použitých zdrojů	48

Předmluva

Tato práce vznikla rozšířením mé bakalářské práce stejného názvu *Kalibrace infračervené kamery tokamaku COMPASS* z roku 2013. V rámci svého výzkumného úkolu jsem se věnoval problematice numerického vylepšení obrazu a to zvláště odstranění rozmazání obrazu. Tomuto tématu je věnována čtvrtá kapitola, ve které je nejdříve čtenář seznámen s nezbytnou teorií a dále jsou předložena mnou provedená měření a výpočty.

Úvod

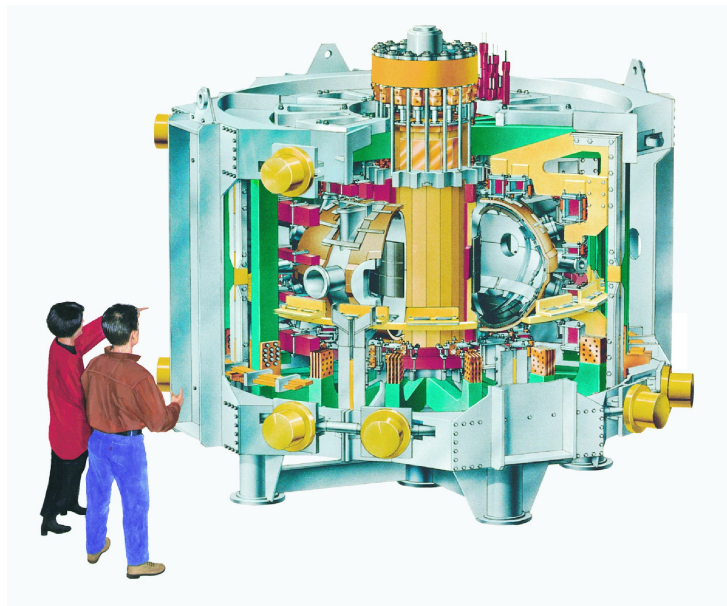
Očekává se, že trend nárůstu počtu obyvatel, industrializace a zvyšování životní úrovně v rozvojových zemích by mohl způsobit kolem roku 2050 až zdvojnásobení celkové energetické spotřeby lidstva oproti situaci v roce 2009 [12]. V roce 2010 bylo zhruba 80% primární energetické spotřeby světa pokryto fosilními palivy [11], která zatěžují životní prostředí a jejichž zásoby nejsou nevyčerpatelné. Jaderná energetika utrpěla haváriemi v Černobylu či ve Fukušimě rány na důvěryhodnosti u veřejnosti. Vodní, větrné, sluneční, geotermální a další elektrárny, často souhrnně označované jako obnovitelné zdroje, nemají kvůli svým geografickým, výkonovým a jiným omezením velkou naději stát se stabilní páteří energetiky blízké budoucnosti. Takovouto oporou by se mohly stát fúzní elektrárny.

Termonukleární reakce jsou procesy slučování lehkých prvků na těžší spojené s uvolňováním velkého množství energie. Dosažení těchto reakcí je však kvůli nutnosti překonání Coulombické bariéry mezi jádry značně obtížné a vyžaduje vysoké tlaky nebo teploty. V současnosti má lidstvo dvě odlišné cesty pro dosažení podmínek vhodných pro kontrolované termojaderné reakce, jsou jimi inerciální fúze a fúze s magnetickým udržením (*MCF* z anglického *magnetic confinement fusion*), přičemž fúze s magnetickým udržením má blíže k zařízení schopnému dodávat elektřinu do distribuční sítě.

Principem MCF je dosažení extrémně vysokých teplot (desítky milionů stupňů Celsia), při kterých atomy z horního chvostu Boltzmannova rozdělení rychlostí budou mít dostatečnou energii a budou mezi nimi probíhat fúzní reakce. Za těchto teplot se oddělí elektrony od jader a vznikne tzv. plazma, což je ionizovaný plyn. Protože takto horká látka velice rychle ztrácí energii a při kontaktu roztaví každý známý materiál, je potřeba ji izolovat od okolí jiným způsobem, například pomocí magnetického pole.

Nejrozšířenějším zařízením fúze s magnetickým udržením je tokamak, jehož schéma je na obr. 1. Jedná se o vakuovou komoru, obklopenou mohutnými cívkami, vytvářejícími silné toroidální magnetické pole, které plazma drží ve tvaru prstence uvnitř komory. Dnes jsou v provozu desítky tokamaků a dva z nich i v České republice, malý výukový tokamak GOLEM na Fakultě jaderné a fyzikálně inženýrské ČVUT a tokamak COMPASS spadající pod Akademii věd ČR.

ITER, neboli *International Thermonuclear Experimental Reactor*, česky mezinárodní termonukleární experimentální reaktor, je právě budovaný tokamak v jižní Francii s plánovaným uvedením do provozu kolem roku 2020. Jedná se o jeden z největších a nejambicióznějších vědeckých projektů v historii, s rozpočtem přesahu-



Obrázek 1: Ilustrační schéma tokamaku COMPASS.

jícím 15 mld. eur jde také o jeden z nejdražších projektů. ITER leží na samé hranici dnešních poznatků fyziky, techniky a materiálů. Jeho cílem je ověřit možnost výroby energie pomocí fúze a otestovat nejrůznější podpůrné systémy a připravit tak cestu pro DEMO – demonstrační fúzní elektrárnu, která bude schopna komerčního provozu v elektrické síti. Pokud nebudou při provozu ITERu zjištěny žádné principiální problémy, bude stavba elektrárny DEMO dokončena asi v roce 2040, s tím, že první dodávky elektřiny by se měly uskutečnit ještě v první polovině 21. století [18].

Český tokamak COMPASS je příliš malý, aby v něm probíhaly termojaderné reakce, má však podobnou geometrii jako zhruba 10-krát větší reaktor projektu ITER, což jej činí zajímavým z hlediska možnosti extrapolace výsledků experimentů na tokamak velikosti ITERu. COMPASS je tak úzce spjat s projektem ITER.

Jedním z experimentů, které si ITER vyžádal na COMPASSu je měření tepelných toků na vnitřním limiteru (část komory na centrálním sloupu, kde se plazma dotýká materiálu). Limiter bude na ITERu tvořen beryliovými destičkami, u kterých hrozí natavení. Cílem měření na COMPASSu je navrhnout takový tvar destiček, který riziko tavení minimalizuje. Za tímto účelem byla na tokamak COMPASS pořízena infračervená kamera, neboť tento způsob detekce teploty je pro tuto aplikaci nejvhodnější. V této práci se věnuji přípravě této kamery, její instalaci a také prvním výsledkům z jejích měření.

Kapitola 1

Základy detekce infračerveného záření

1.1 Infračervené záření

1.1.1 Záření absolutně černého tělesa

Každé těleso s teplotou vyšší než absolutní nula vyzařuje ze svého povrchu elektromagnetické záření. Jelikož intenzita vyzařování tělesa nezávisí pouze na teplotě, ale také na dalších parametrech, jako je barva a struktura jeho povrchu, které ovlivňují odrazení a pohlcování elektromagnetického záření dopadajícího na těleso, zavádí se pojem absolutně černého tělesa jako ideálního tělesa, které splňuje tři podmínky [14]:

1. Je *ideálním zářičem*, což znamená, že při dané teplotě má pro každou vlnovou délku nejvyšší zářivou energii ze všech těles stejné teploty.
2. *Ideálně pohlcuje* elektromagnetické záření, tedy absorbuje všechno dopadající záření bez ohledu na úhel dopadu či vlnovou délku.
3. Do prostoru *vyzařuje izotropně* – vyzářená energie závisí pouze na teplotě tělesa a vlnové délce, nikoliv na směru vyzařování.

Černé těleso lze dobře aproximovat malým otvorem ústícím do dutiny zevnitř tvořené matným černým materiálem. Světlo, které do dutiny vletí úzkým otvorem se bude uvnitř mnohonásobně odrážet a téměř jistě bude absorbováno. Také objekty, jejichž objem je relativně velmi velký k jejich povrchu, lze v přiblížení považovat za absolutně černá tělesa. Například Slunce se jeví jako černé těleso o teplotě zhruba 5780 K, neboť fotonům, které vznikají v jádru Slunce termonukleárními reakcemi, trvá velmi dlouhou dobu než se dostanou k povrchu. Při průchodu netransparentním prostředím jsou fotony absorbovány a tím se ustaluje jejich termodynamická rovnováha s materiálem Slunce.

Na začátku 20. století odvodil Max Planck tzv. *Planckův vyzařovací zákon*, který udává spektrální rozdělení vyzářené energie pro danou teplotu černého tělesa [9]:

$$I(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \quad (1.1)$$

kde I je intenzita záření závislá na vlnové délce λ a teplotě T , dále h je Planckova konstanta, c rychlost světla ve vakuu a k Boltzmannova konstanta.

Stefanův-Boltzmannův zákon vyjadřuje celkový vyzářený výkon 1 m^2 povrchu tělesa při dané teplotě, což odpovídá integrálu z Planckovy rozdělovací funkce přes celé spektrum.

$$P = \sigma T^4, \quad (1.2)$$

kde P je vyzářený výkon, $\sigma = 5,6704 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ *Stefanova-Boltzmannova konstanta* a T termodynamická teplota.

1.1.2 Záření reálných těles

Pro vyzařování reálných objektů zavádíme bezrozměrnou veličinu emisivitu ϵ , definovanou jako podíl energie vyzářené objektem a energie vyzářené absolutně černým tělesem. Jak vyplývá z definice absolutně černého tělesa (1.1.1), tak pro všechny materiály platí nerovnost $\epsilon \leq 1$, přičemž rovnost $\epsilon = 1$ je splněna pro absolutně černá tělesa. Emisivita je funkcí celé řady parametrů, např. vlnové délky, teploty, odklonu od normály povrchu, barvy a struktury povrchu i dalších.

Při dopadu elektromagnetického záření na látku může dojít ke třem interakcím: záření může být pohlceno, odraženo nebo může látkou projít. To, v jaké míře se tyto efekty projevují u konkrétního materiálu, popisujeme trojicí veličin, obecně závislých na vlnové délce λ . Spektrální pohltivostí α_λ , spektrální odrazivostí (reflektivitou) ρ_λ a spektrální propustností (transmitancí¹) τ_λ , které jsou definovány jako poměr energie pohlcené, resp. odražené, resp. propuštěné, k energii dopadající. Pro každou vlnovou délku λ platí vztah

$$\alpha_\lambda + \rho_\lambda + \tau_\lambda = 1. \quad (1.3)$$

Ze zákonů termodynamické rovnováhy přímo vyplývá rovnost

$$\alpha_\lambda = \epsilon_\lambda. \quad (1.4)$$

Mnohé reálné objekty lze dobře aproximovat tzv. *šedým tělesem*. Emisivita šedého tělesa je na všech vlnových délkách stejná

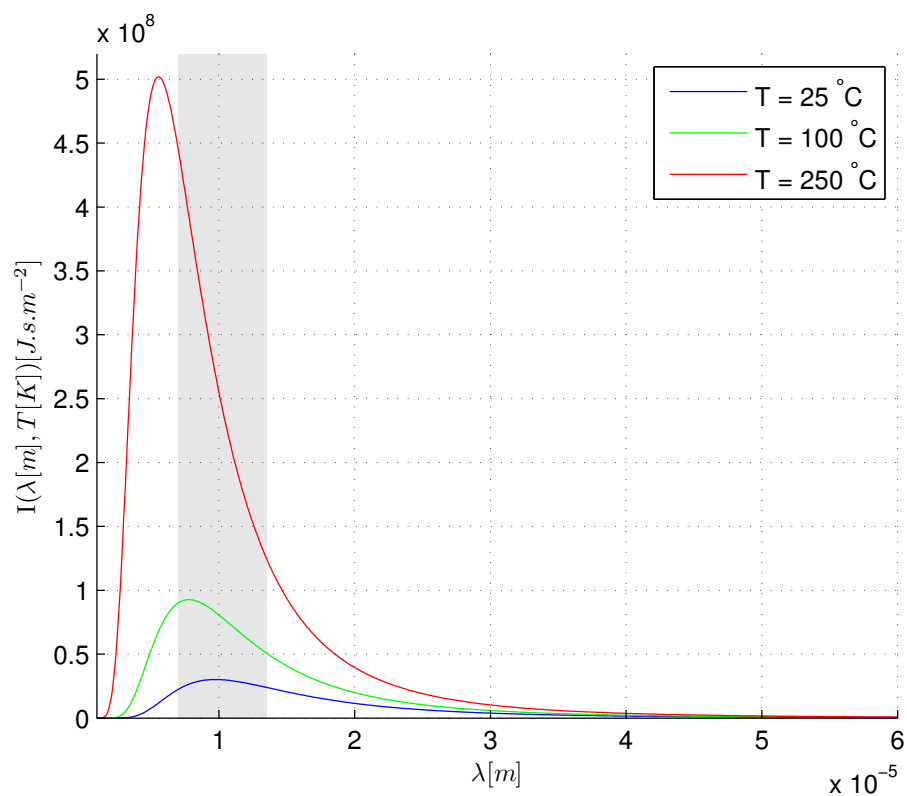
$$\epsilon_\lambda = \epsilon = \text{const.}, \quad (1.5)$$

neboli šedé těleso vyzařuje na všech vlnových délkách stejný zlomek energie jako těleso absolutně černé. S tímto předpokladem lze formulovat upravený Stefanův-Boltzmannův zákon

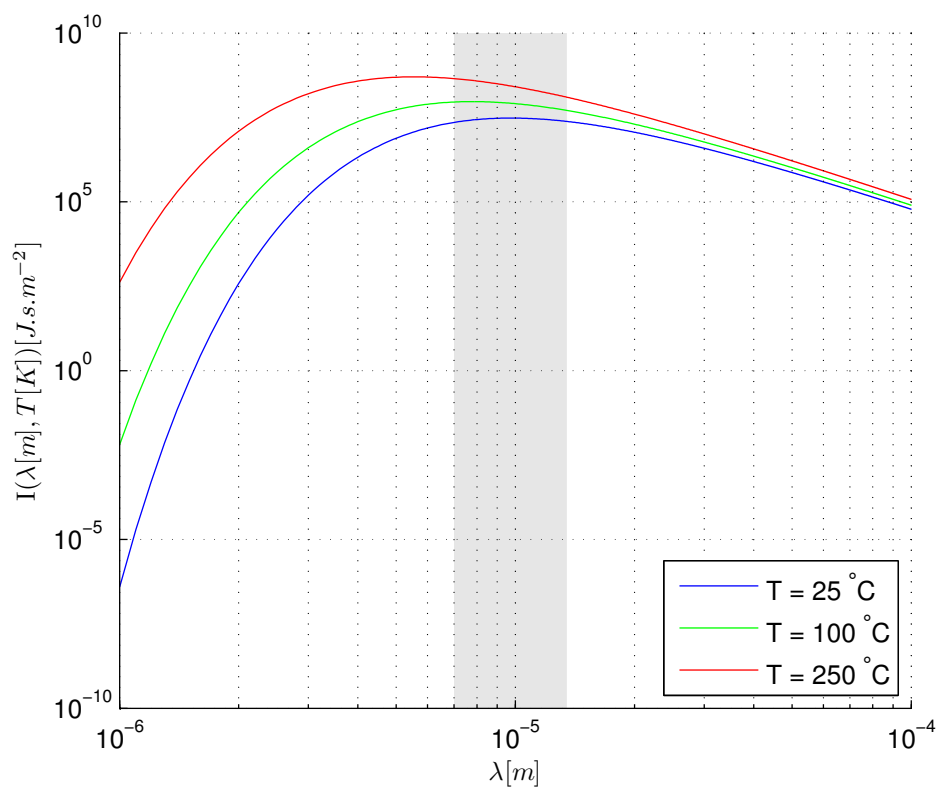
$$P = \epsilon \sigma T^4, \quad (1.6)$$

kde P je vyzářený výkon z 1 m^2 povrchu, ϵ emisivita tělesa, T termodynamická teplota a $\sigma = 5,6704 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ *Stefanova-Boltzmannova konstanta*.

¹V kontextu infračerveného záření také někdy nazývanou *transmisivitou*.



Obrázek 1.1: Spektrum záření černého tělesa pro teploty 25°C , 100°C a 250°C ; šedě vyznačena oblast IR vlnových délek $7 - 13,5 \mu\text{m}$.



Obrázek 1.2: Spektrum záření černého tělesa pro teploty 25°C , 100°C a 250°C v logaritmickém měřítku; šedě vyznačena oblast IR vlnových délek $7 - 13,5 \mu\text{m}$.

1.1.3 Infračervené záření

Infračervené záření (dále jen IR záření, z anglického *infrared radiation*) je elektromagnetického vlnění, jemuž přísluší přibližný rozsah vlnových délek od 700 nm do 1 mm. Tento interval se dále dělí na [13]:

NIR (*near infrared*)

- blízké infračervené záření, vlnová délka $\lambda = 0,7 - 1,5 \mu m$

SWIR (*short wave infrared*)

- krátkovlnné infračervené záření, vlnová délka $\lambda = 1,5 - 3 \mu m$

MWIR (*medium wave infrared*)

- infračervené záření středních vlnových délek, vlnová délka $\lambda = 3 - 8 \mu m$

LWIR (*long wave infrared*)

- dlouhovlnné infračervené záření, vlnová délka $\lambda = 8 - 15 \mu m$

FIR (*far infrared*)

- vzdálené infračervené záření, vlnová délka $\lambda = 15 - 1000 \mu m$

Přičemž z hlediska bezkontaktního měření teploty jsou nejdůležitější oblasti NIR, SWIR, MWIR a LWIR (odpovídá rozmezí $0,7 - 14 \mu m$), neboť fotony delších vlnových délek mají příliš malou energii a detektory nízkou citlivost pro jejich měření [15].

Velké množství materiálů není pro IR záření propustné, tj. $\tau = 0$. Kombinací tohoto předpokladu a vztahů (1.3), (1.4) a (1.5) dostaneme velice užitečnou relaci mezi emisivitou ϵ a reflektivitou ρ :

$$\epsilon + \rho = 1. \quad (1.7)$$

Pomocí této rovnice můžeme měření emisivity materiálů převést na měření reflektivity, které je mnohem snadněji realizovatelné.

1.2 Detekce IR záření

1.2.1 Výpočet teploty měřeného objektu z elektrického signálu detektoru

Pokud měříme teplotu T_{obj} objektu o emisivitě ϵ , očekáváme, že výstupní elektrický signál detektoru S bude přímo úměrný dopadající energii záření, t.j. podle Stefan-Boltzmannova zákona (1.6)

$$S \sim \epsilon T_{obj}^4. \quad (1.8)$$

Do detektoru ovšem vstupuje i od objektu odražené ambientní záření, neboli záření okolního prostředí o teplotě T_{amb} . Také je třeba započítat vlastní radiaci detektoru, který má teplotu T_{det} . Pro signál detektoru S poté platí vztah:

$$S = C(\epsilon T_{obj}^4 + \rho T_{amb}^4 - T_{det}^4), \quad (1.9)$$

kde C je konstanta specifická pro detektor, ϵ je emisivita měřeného objektu a ρ jeho reflektivita.

Úpravou (1.7) dostáváme pro reflektivitu ρ vztah:

$$\rho = 1 - \epsilon, \quad (1.10)$$

kde ϵ je emisivita.

Dosazením (1.10) do (1.9) získáme relaci:

$$S = C(\epsilon T_{obj}^4 + (1 - \epsilon)T_{amb}^4 - T_{det}^4), \quad (1.11)$$

kde C je konstanta specifická pro detektor, ϵ je emisivita měřeného objektu, T_{obj} jeho teplota, T_{amb} teplota prostředí a T_{det} teplota detektoru. Tato relace však platí pouze pokud by bylo detekované kompletně celé spektrum.

V případě, že sledujeme výkon P vyzářený jen na určitém intervalu vlnových délek ($\lambda_{min}, \lambda_{max}$), platí:

$$P = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} d\lambda, \quad (1.12)$$

kde λ je vlnová délka, T termodynamická teplota, h je Planckova konstanta, c rychlost světla ve vakuu a k Boltzmannova konstanta.

Pokud tedy detektor snímá pouze IR záření nebude pravdou, že $S \sim T^4$, nýbrž $S \sim T^n$. Exponent n je číslo závislé na vlnové délce λ . Pro vlnové délky mezi 1 až 14 μm nabývá n hodnot 17 (krátké vlnové délky) až 2 (dlouhé vlnové délky) [15]. Na obr. 1.3 je vykreslen průběh celkového vyzářeného výkonu na všech vlnových délkách a pouze na LWIR části spektra. Je patrné, že výkon na LWIR vlnových délkách narůstá pomaleji než Stefanův-Boltzmannův zákon a to zhruba kvadraticky s teplotou T .

Signál S detektorů IR záření závisí tedy i na vlnové délce dopadajícího záření λ , matematicky:

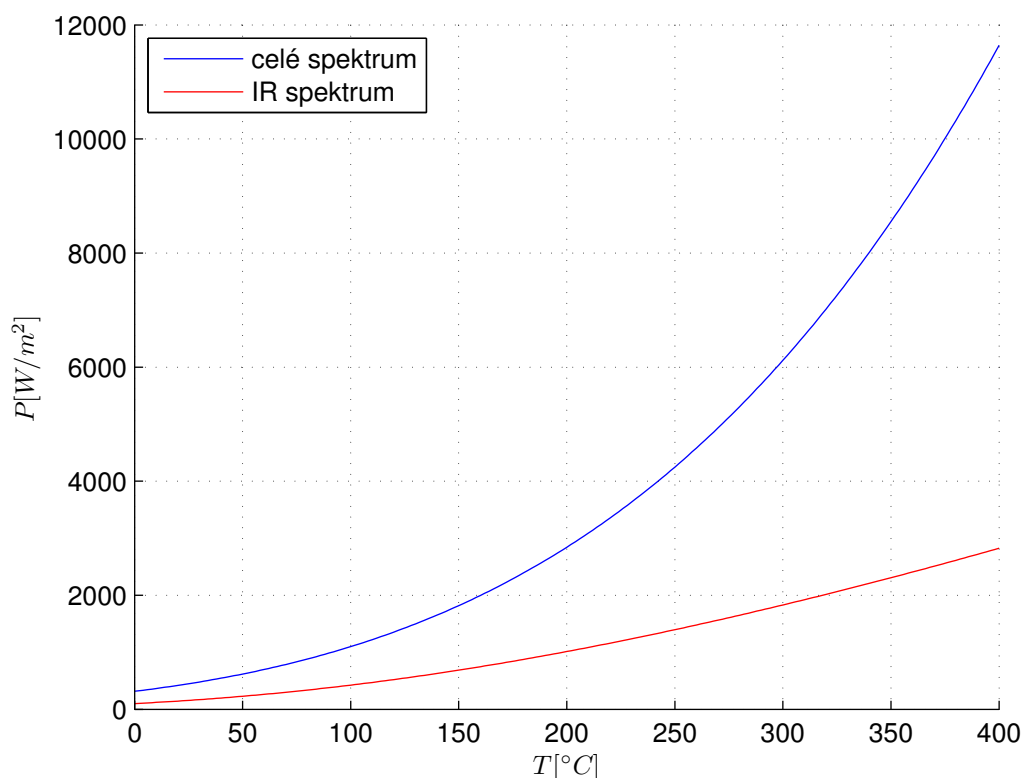
$$S = C(\epsilon T_{obj}^{n(\lambda)} + (1 - \epsilon)T_{amb}^{n(\lambda)} - T_{det}^{n(\lambda)}), \quad (1.13)$$

kde C je konstanta specifická pro detektor, ϵ je emisivita měřeného objektu, T_{obj} jeho teplota, n exponent závislý na vlnové délce λ , T_{amb} teplota prostředí a T_{det} teplota detektoru.

Úpravou tohoto vztahu můžeme odvodit rovnici pro výpočet teploty měřeného objektu T_{obj} z výstupního elektrického signálu detektoru S :

$$T_{obj} = \sqrt[n(\lambda)]{\frac{S}{\epsilon C} + \frac{T_{det}^{n(\lambda)} + (\epsilon - 1)T_{amb}^{n(\lambda)}}{\epsilon}}, \quad (1.14)$$

kde n exponent závislý na vlnové délce λ , C je konstanta specifická pro detektor, ϵ je emisivita měřeného objektu, T_{amb} teplota prostředí a T_{det} teplota detektoru.



Obrázek 1.3: Modře Stefanův-Boltzmannův zákon pro teploty od 0 °C do 400 °C. Červenou barvou integrál (1.12) z Planckova zákona pro LWIR spektrum.

1.2.2 Typy detektorů IR záření

Podle fyzikálního principu detekce lze senzory IR záření dělit na dvě hlavní větve: kvantové a tepelné detektory. *Kvantové detektory*, někdy též fotodetektory, využívají fotoefektu. Tyto detektory jsou podobné detektorům viditelného světla používaným např. ve fotoaparátech či videokamerách. Pro viditelnou část spektra se používají CCD čipy, jejichž konstrukce je založena na běžných křemíkových součástkách. Křemík bohužel není vhodný pro detekci IR záření a tak je nutno v IR detektorech používat poněkud exotičtějších materiálů jako je HgCdTe, InSb nebo InGaAs [20]. Menší zkušenosti s těmito materiály vedou k horším vlastnostem (citlivosti, rozlišení, ceně...) než u detektorů optické části spektra. Rozlišujeme několik typů:

Intrinsické detektory – detektor je tvořen čistým polovodičem vloženým do externího elektrického pole. Při ozáření se z elektronového obalu uvolní valenční elektron a vznikne pár „elektron-díra“ a je možno měřit elektrický proud.

Extrinsické detektory – principiálně se jedná o fotodiodu. Záření dopadající na PN přechod mění voltampérovou charakteristiku diody, z čehož lze zpětně vyvodit tok fotonů.

QWIP (Quantum well infrared photodetector) – jedná se o zdokonalené extrinsické detektory, využívající efektu kvantových jam. Oproti extrin-

sickým detektorům mají mnohem větší citlivost, ale vyžadují chlazení na velice nízké teploty.

Tepelné detektory měří tok fotonů nepřímými metodami z pozorování změn vlastností materiálů. Také ty se dělí na několik druhů:

Termočláňkové detektory – jinak také thermopile detektory nebo radiační pyrometry. Spojíme-li dva různé kovy A a B ve schématu A - B - A a přechod AB má jinou teplotu než přechod BA , dojde ve článku ke vzniku napětí. Tepelnou izolací termočláňku lze zvýšit jeho citlivost, na druhou stranu pro lepší časovou odezvu je třeba teplo z termočláňku rychle odvádět.

Pyroelektrické detektory – fungují na principu změny polarizace materiálu při změně jeho teploty.

Bolometry – využívají měření změny elektrického odporu v závislosti na změně teploty způsobené dopadajícím zářením.

Mikrobolometry – takto označujeme mnoho bolometrů osázených v matici na integrovaném obvodu.

Hlavní výhodou kvantových detektorů oproti tepelným je jejich rychlá reakce na absorbované záření, pohybující se v řádech μs až ns , zatímco čidlu tepelného detektoru trvá několik milisekund než se zahřeje působením záření. Tepelným detektorům naopak nahrává jejich nižší cena.

1.3 Aplikace detekce IR záření

Jednou z nejdůležitějších a nejmasověji používaných aplikací IR záření v technické praxi je *termografie*, jinak také *termovize*. Jedná se o měření teplotních polí pomocí detekce infračerveného záření a jejich následnou vizualizaci. K tomuto účelu jsou nejčastěji používány IR mikrobolometry, protože jejich cena je nejnižší při zachování dostačujících parametrů měření. Infračervené detektory umožňují bezkontaktní měření teploty, čehož se využívá pro skenování materiálů, zajištění požární bezpečnosti, diagnostiku výrobních procesů atd.

Lze sledovat kvalitu polotovarů (teplotu, tvar, ...) a to i pokud jsou průhledné pro viditelné světlo. Je možné odhalit dutiny v kompozitních i pěnových materiálech nebo sledovat dynamiku chladnutí svárů. Ve spojení s aktivním zdrojem IR záření lze nedestruktivně testovat výskyt strukturálních vad jako jsou mikrotrhliny či dokonce podpovrchové anomálie. Termovize nachází široké uplatnění také ve vojenství, při záchranných akcích, v meteorologii, astronomii i dalších vědních oborech a jiných lidských činnostech.

Mezi výhody bolometrů patří poměrně velké rozmezí pracovních teplot ($-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ až $100\text{ }^{\circ}\text{C}$), možnost měřit vysoké teploty (i nad $1500\text{ }^{\circ}\text{C}$) a malé rozměry senzorů (desítky μm). Bezkontaktní, neinvazivní měření je dalším přínosem tohoto typu detekce

teplot. Pro většinu aplikací platí, že sledované děje jsou mnohem delší než časové rozlišení bolometru, které je řádově rovno milisekundám. Nejnovější typy mikrobolometrů mají rozlišení v řádech stovek tisíc pixelů a nevyžadují ke svému provozu chlazení na nízké teploty. I když jsou bolometry levnější než jiné typy IR detektorů, zůstává jejich největším záporem vysoká pořizovací cena, zvláště v porovnání se zařízeními s obdobnými parametry pracujícími ve viditelném spektru.

1.3.1 IR detektory na tokamacích

V dnešní době jsou IR detektory instalovány na významné většině tokamaků středních a velkých rozměrů. Jelikož plazma nezáří na infračervených vlnových délkách, nelze IR termografii použít k přímé diagnostice plazmatu.

Na většině zařízení plní IR kamery dvě hlavní role:

1. zajištění bezpečného provozu tokamaku,
2. nepřímá diagnostika plazmatu z pozorování teploty komory.

První cíl se neliší od klasických aplikací v průmyslu. Sleduje se tepelné namáhání stěn komory tokamaku ve snaze ochránit je od teplot, které by mohly ohrozit provoz drahého zařízení. Toto je zvláště důležité u tokamaků s kovovou stěnou, neboť roztavením a opětovným zatuhnutím materiálu stěny se mění její geometrie. Dalším potenciálním rizikem je poškození elektroniky či komory při kontaktu s roztaveným kovem. V neposlední řadě hrozí, že dojde k uvolnění malé kapičky taveniny do plazmatu, což bude mít za následek disrupci plazmatu. I malá kapička má totiž hmotnost srovnatelnou s celkovou hmotností plazmatu a ionizace jejích atomů způsobí zánik plazmatu.

Z hlediska diagnostiky je zajímavá možnost odvození tepelných toků z vývoje teplot na sledovaných částech komory. Z těchto údajů se dá usuzovat na energii plazmatem deponovanou do těchto míst.

Konkrétně na tokamak COMPASS byla IR kamera zakoupena i z několika dalších důvodů:

- RMP strike point splitting – *Rezonanční magnetické poruchy (RMP)* jsou úpravy mag. pole vedoucí k potlačení tzv. *ELMů (edge-localized mode)*, což jsou kvaziperiodické poruchy v okrajovém plazmatu vyznačující se vysokými tepelnými toky. Potlačení ELMů je klíčové pro provoz ITERu, protože u něj budou tepelné toky při těchto událostech dosahovat až řádů GW/m^2 . Přičemž wolfram, z něhož bude divertor ITERu zhotoven, je schopen odolávat tepelným tokům asi $10 \text{ MW}/\text{m}^2$.
- Sledování teploty povrchu reciprokových sond.
- Pozorování vzorků materiálů, které se vyvíjejí pro použití ve fúzních zařízeních.
- Tokamak COMPASS se nejpíše v nějakém místě přehřívá, tím se prodlužuje interval čerpání mezi jednotlivými výstřely.

Kapitola 2

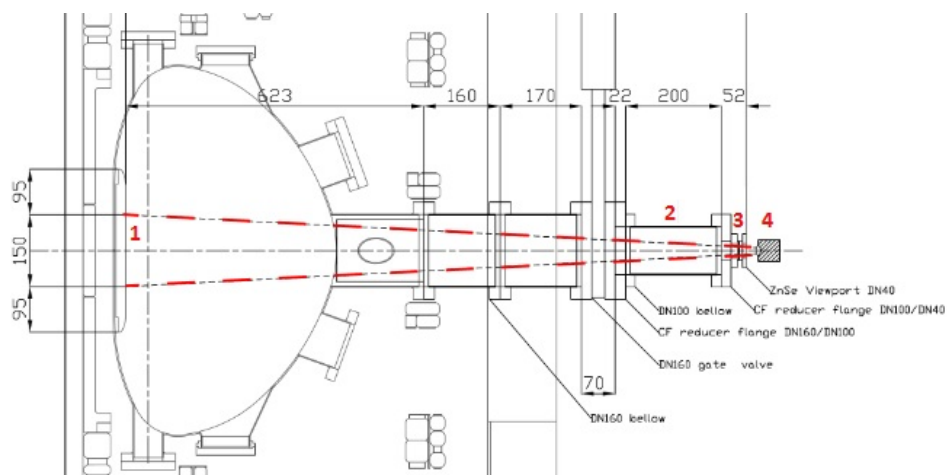
IR kamera na tokamaku COMPASS

2.1 Specifikace IR kamery

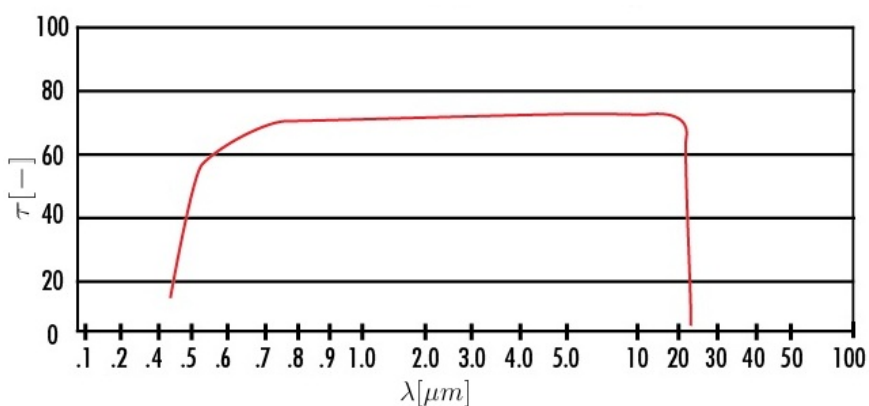
Pro potřeby tokamaku COMPASS byla pořízena mikrobolometrická kamera thermo-IMAGER TIM160 od německé firmy Micro-Epsilon Messtechnik. Následující údaje jsou čerpány z oficiálního manuálu k této kameře [16].

- Kamera je osazena teleobjektivem se zorným úhlem 6° , přičemž skutečná pozorovaná oblast má tvar obdélníku a úhlové rozměry $6^\circ \times 5^\circ$.
- Detektor má rozlišení 160×120 pixelů
- Čidlo snímá fotony vlnových délek $7,5 - 13 \mu m$, jedná se tedy o LWIR zařízení.
- Detektor může měřit teploty ve čtyřech rozsazích: $-20 \dots 100^\circ C$, $0 \dots 250^\circ C$, $150 \dots 900^\circ C$ a $200 \dots 1500^\circ C$.
- Teplotní rozlišení NETD¹ činí, při použití 6° objektivu, $0,3 K$.
- Rychlost záznamu snímků je $120 Hz$.
- Přesnost měření dosahuje při teplotě okolí $(23 \pm 5)^\circ C$ větší z hodnot $\pm 2^\circ C$, nebo $\pm 2\%$.
- Emisivitu měřeného objektu je možno nastavit v rozmezí $0,1$ až 1 .
- Kamera je dodávána společně se softwarem TIM Connect, určeným k vizualizaci a zpracování naměřených dat.

¹Noise equivalent temperature difference – rozdíl teplot, který vyvolá signál odpovídající vnitřnímu šumu detektoru)



Obrázek 2.1: Schéma umístění IR kamery na tokamaku COMPASS, boční pohled. 1 – pozorované cihličky vnitřní stěny, 2 – vlnovec, 3 – ZnSe sklíčko, 4 – IR kamera. Převzato z [22].



Obrázek 2.2: Transmittance ZnSe sklíčka v závislosti na vlnové délce λ . [5]

2.2 Instalace IR kamery na tokamak COMPASS

Bylo rozhodnuto, že prvním úkolem kamery bude sledovat tepelné toky na grafitových destičkách limiteru tokamaku. To vyústilo v instalaci kamery do horizontálního portu na mid-plane. Schéma tohoto umístění je na obr. 2.1. Pro oddělení kamery od vakua bylo využito speciálního zinko-selenidového (dále jen ZnSe) sklíčka určeného pro použití s IR zářením.

Hlavními vlastnostmi materiálu sklíčka je téměř konstantní transmittance pro LWIR vlnové délky (viz obr. 2.2) a nízká pohltivost. Při prvních měřeních s kamerou se ukázalo, že vlastní čip kamery, který se při provozu zahřívá na asi 55 °C, se odráží v ZnSe okénku a tím zkresluje měřená data.

Experimentálně bylo vyzkoušeno, že pootočení sklíčka, tak aby normála jeho plochy svírala úhel 10 ° s optickou osou kamery, odstraní tento efekt. Při instalaci kamery na tokamak byl proto mezi sklíčko a vakuovou komoru umístěn vlnovec fixovaný do tohoto úhlu, který zajistil, že se tento jev odrazu detektoru od sklíčka neobjeví.

Kapitola 3

Kalibrace IR kamery na tokamaku COMPASS

3.1 Teplotní kalibrace

Snímače IR kamery se skládají z mnoha bolometrů, které každý představují jeden pixel výsledného obrazu. Každý z těchto miniaturních senzorů reaguje trochu jinak na změny teploty a je tedy nutné každý z nich kalibrovat. Tuto kalibraci provádí samozřejmě již výrobce a má podobu datového souboru, který obsahuje kalibrační funkce pro jednotlivé pixely. Tento kalibrační soubor je unikátní pro každou kameru a je jej potřeba načíst před každým měřením.

Obecně má takovýto soubor tvar kalibrační matice F o rozměrech $m \times n$, kde m je počet pixelů v horizontálním směru a n počet pixelů ve vertikálním směru. Prvky matice f_{xy} převádějí signál S_{xy} z pixelu o souřadnicích $[x, y]$ na teplotu měřenou daným pixelem T_{xy} .

$$T_{xy} = f_{xy}(S_{xy}). \quad (3.1)$$

Typicky se provádí tzv. *NUC – Non-uniformity correction* [8], která každému pixelu o souřadnicích $[x, y]$ přiřadí lineární funkci:

$$S_{xy} = a_{xy} \cdot (T_{xy}) + b_{xy}, \quad (3.2)$$

kde S_{xy} je detekovaný signál, T_{xy} je skutečná teplota objektu, a_{xy} je *gain* pixelu a b_{xy} jeho *offset*.

Pokud ovšem do optické dráhy měření vložíme jakékoliv optické prvky, ať už zrcadla, čočky či skla, dojde ke změně toku IR záření. Tato změna způsobí, že detektor nebude ukazovat správnou teplotu a je potřeba provést další kalibraci. Kalibrace se provádí referenčním měřením certifikovaného černého tělesa, umístěného na pozici zamýšleného pozorovaného objektu a zářícího skrze všechny nové optické prvky do kamery.

Jak bylo zmíněno dříve v sekci 2.2, do optické dráhy bylo přidáno ZnSe sklíčko a také její část vede vzduchem. Transmittance vzduchu je velmi blízká vakuu, tudíž



Obrázek 3.1: Černé těleso BR 400



Obrázek 3.2: IR teploměr
thermoMETER LS

se blíží 1 a na relativně malých vzdálenostech v řádu decimetrů je možné ji zanedbat. Zato transmittance ZnSe sklíčka (viz obrázek 2.2) podstatně mění tok záření a vynucuje provedení kalibrace.

Za tímto účelem bylo zapůjčeno od společnosti Micro-Epsilon černé těleso *BR 400 Calibration Source* výrobce Optris. Striktně podle definice v 1.1.1 se nejedná o těleso černé, nýbrž o těleso šedé, neboť emisivita zářiče je udávána $\epsilon = (0,95 \pm 0,01)$ [17]. Teplotní rozsah je od 5 °C nebo teploty okolí do maximální teploty 400 °C, s krokem 0,1 °C. K určení teploty je těleso vybaveno termočlánkem, který ovšem nebyl správně zkalibrován a ukazoval nepřesně. Proto byl zapůjčen také infračervený bezkontaktní teploměr *thermoMETER LS*.

Tento teploměr detekuje vlnové délky 8 - 14 μm . Je schopen měřit teploty od -30 °C do 900 °C s teplotním rozlišením 0,1 °C. Přesnost měření je $\pm 0,75$ °C nebo $\pm 0,75$ %, podle toho, která hodnota je větší. Jako u každého IR detektoru je nutno zadat emisivitu pozorovaného objektu.

3.1.1 Teplotní kalibrace kamery TIM 160 bez přidaných optických prvků

Při prvních měřeních s IR kamerou bylo zjištěno, že její výrobní kalibrace nebyla správně provedena a kamera výrazně nadměřuje pro nízké teploty. Např. teplotu zdi o pokojové teplotě cca 25 °C ukazovala přes 30 °C nebo teplotu povrchu lidského těla přes 40 °C, přičemž výrobcem udávaná maximální odchylka pro tyto teploty by měla být ± 2 °C. Jelikož bylo nutné stejně provést kalibraci kamery pro použití se ZnSe sklíčkem, bylo rozhodnuto, že místo reklamace kamery bude provedena ještě jedna kalibrace, a to bez přídavných optických prvků, která by napravila vadnou kalibraci tovární.

Uspořádání experimentu bylo následující: kamera umístěna přímo naproti černému tělesu a vyrovnána tak, aby optická osa byla kolmá na plochu tělesa. Vzdálenost byla zvolena taková, že kalibrační těleso zaplnilo celou plochu senzoru.

Postup měření:

1. Na kameře nastavit jeden ze 4 teplotních rozsahů (viz specifikace kamery v 2.1)
2. Navolit požadovanou teplotu černého tělesa a nechat ustálit.
3. Infračerveným teploměrem provést měření skutečné teploty tělesa T_{real} .
4. Z IR kamery odečíst hodnotu teploty T_{ircam1} . Tato teplota byla získána pomocí funkce průměrování přes všechny pixely v programu TIM Connect.
5. Postupně po krocích projít celý teplotní interval průniku zvoleného rozsahu a teplot dosažitelných na černém tělese. Pro každou teplotu zopakovat úkony 2,3 a 4.
6. Měření provést pro zbývající teplotní rozsahy.

Pro každý rozsah zvlášť jsme takto získali sady dvojic T_{real} a T_{ircam1} a chceme najít kalibrační funkci f , pro kterou bude platit $T_{real} = f(T_{ircam1}) \cdot T_{ircam1}$. Využijeme toho, že platí

$$T_{real} = f(T_{ircam1}) \cdot T_{ircam1} = \frac{T_{real}}{T_{ircam1}} \cdot T_{ircam1}. \quad (3.3)$$

Pokud tedy vyneseme body $\frac{T_{real}}{T_{ircam1}}$ v závislosti na T_{ircam1} a zjistíme, jakou se řídí závislostí, našli jsme také kalibrační funkci f . Pro hledání jsme použili proložení polynomem nejmenšího možného stupně, který stále dobře aproximoval experimentální data.

Rozsah $-20\text{ °C} \dots 100\text{ °C}$

Na obr. 3.3 jsou vyneseny naměřené hodnoty $\frac{T_{real}}{T_{ircam1}}$. Jak je vidět, tak pro teploty nižší než 60 °C má kamera nižší přesnost než udává výrobce. Výsledná kalibrační funkce f_{100} má pro tento rozsah tvar:

$$f_{100}(T) = 5,2594 \cdot 10^{-7} \cdot T^3 - 1,5344 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 + 1,5225 \cdot 10^{-2} \cdot T + 0,48968, \quad (3.4)$$

kde T značí teplotu naměřenou IR kamerou, tj. T_{ircam1} . Tato kalibrace je platná pro interval teplot (20 °C , 100 °C) a průměrná relativní chyba proložení na tomto intervalu je $0,35\%$.

Rozsah $0\text{ °C} \dots 250\text{ °C}$ (viz obr. 3.4)

$$\begin{aligned} f_{250}(T) = & 4,3992 \cdot 10^{-12} \cdot T^5 - 3,787 \cdot 10^{-9} \cdot T^4 + 1,2612 \cdot 10^{-6} \cdot T^3 \\ & - 2,0269 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 + 1,5731 \cdot 10^{-2} \cdot T + 0,534, \end{aligned} \quad (3.5)$$

kde T značí teplotu naměřenou IR kamerou, tj. T_{ircam1} . Tato kalibrace je platná pro interval teplot (20 °C , 250 °C) a průměrná relativní chyba proložení na tomto intervalu je $0,36\%$.

Rozsah $150\text{ °C} \dots 900\text{ °C}$ (viz obr. 3.5)

$$\begin{aligned} f_{900}(T) = & -1,8426 \cdot 10^{-13} \cdot T^5 + 2,7126 \cdot 10^{-10} \cdot T^4 - 1,6832 \cdot 10^{-7} \cdot T^3 \\ & + 5,6023 \cdot 10^{-5} \cdot T^2 - 9,9467 \cdot 10^{-3} \cdot T + 1,7327, \end{aligned} \quad (3.6)$$

kde T značí teplotu naměřenou IR kamerou, tj. T_{ircam1} . Tato kalibrace je platná pro interval teplot (150 °C, 400 °C) a průměrná relativní chyba proložení na tomto intervalu je 0,15 %. Jak vyplývá z obr. 3.5 pro teploty nad 300 °C je funkce f téměř konstatní a kamera měří v rámci své přesnosti. Pro vyšší teploty než 400 °C lze tedy definovat kalibrační funkci následujícím vztahem: $f_{900}(T) = f_{900}(400)$.

Rozsah 200 °C...1500 °C (viz obr. 3.6)

$$f_{1500}(T) = 8,0866 \cdot 10^{-7} \cdot T^2 - 4,9817 \cdot 10^{-4} \cdot T + 1,0775, \quad (3.7)$$

kde T značí teplotu naměřenou IR kamerou, tj. T_{ircam1} . Tato kalibrace je platná pro interval teplot (200 °C, 400 °C) a průměrná relativní chyba proložení na tomto intervalu je 0,11 %. Stejně jako v předchozím případě pro $T > 400$ °C definujeme $f_{1500}(T) = f_{1500}(400)$.

3.1.2 Teplotní kalibrace kamery TIM 160 s ZnSe sklíčkem

Zároveň s kalibrací samotné kamery proběhla také kalibrace sestavy kamera + ZnSe sklíčko. Konfigurace experimentu byla podobná jako u kalibrace kamery bez sklíčka, pouze bylo těsně před objektiv kamery umístěno ZnSe sklíčko. Normála sklíčka svírala s optickou osou úhel zhruba 10 °, aby byl eliminován odraz čipu detektoru na okénku. Postup měření se nelišil od kalibrace kamery bez sklíčka. Tedy jsme pro každý rozsah získali sady dvojic T_{real} a T_{ircam1} a poté hledali kalibrační funkci f_{ZnSe} , pro kterou bude platit $T_{real} = f_{ZnSe}(T_{ircam1}) \cdot T_{ircam1}$. Tu jsme našli proložením závislosti bodů $\frac{T_{real}}{T_{ircam1}}$ na T_{ircam1} vhodným polynomem ve tvaru:

$$f_{ZnSe} = C_5 T^5 + C_4 T^4 + C_3 T^3 + C_2 T^2 + C_1 T + C_0. \quad (3.8)$$

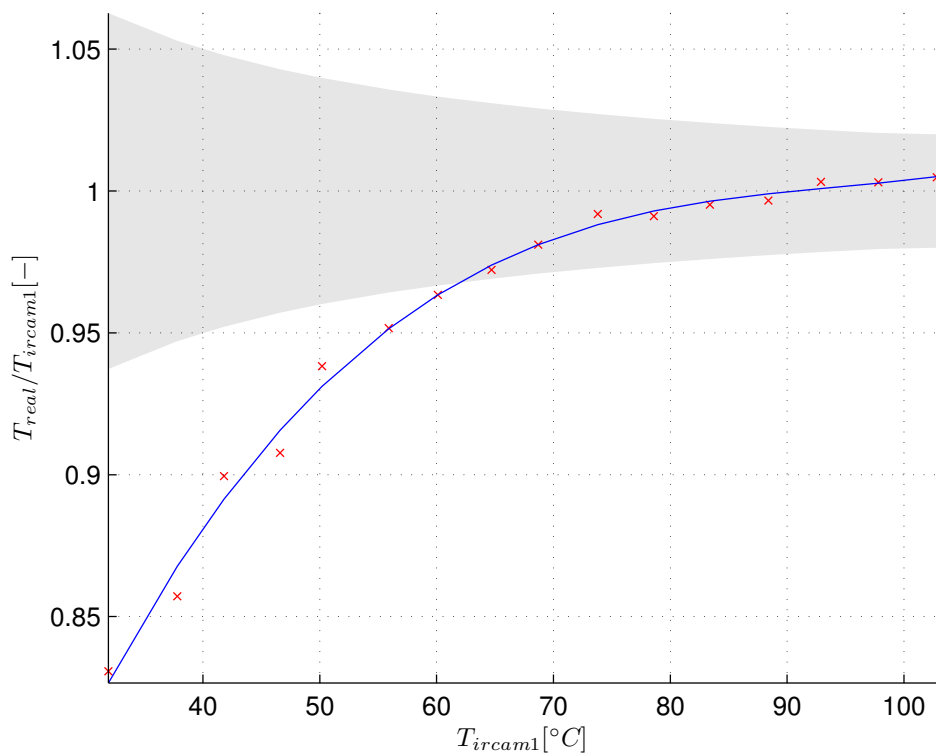
V tabulce 3.1 jsou vypsány hodnoty koeficientů tohoto polynomu pro kalibrační funkce $f_{ZnSe100}$, $f_{ZnSe250}$, $f_{ZnSe900}$ a $f_{ZnSe1500}$, které přísluší teplotním rozsahům -20...100 °C, resp. 0...250 °C, resp. 150...900 °C, resp. 200...1500 °C.

	C_5	C_4	C_3	C_2	C_1	C_0
$f_{ZnSe100}$	0	0	$6,62 \cdot 10^{-7}$	$-2,22 \cdot 10^{-4}$	0,0255	0,251
$f_{ZnSe250}$	$9,26 \cdot 10^{-12}$	$-7,89 \cdot 10^{-9}$	$2,62 \cdot 10^{-6}$	$-4,22 \cdot 10^{-4}$	0,0334	0,174
$f_{ZnSe900}$	0	$1,12 \cdot 10^{-10}$	$-1,65 \cdot 10^{-7}$	$9,09 \cdot 10^{-5}$	-0,0222	3,220
$f_{ZnSe1500}$	0	0	$-1,72 \cdot 10^{-8}$	$1,83 \cdot 10^{-5}$	$-6,44 \cdot 10^{-3}$	1,990

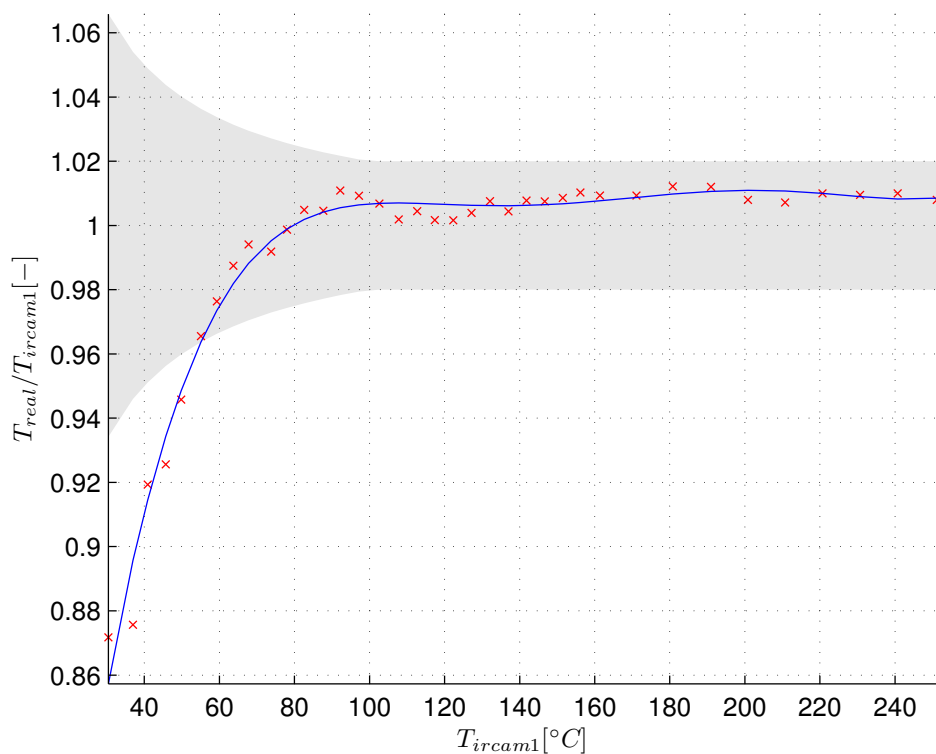
Tabulka 3.1: Koeficienty

Naměřená data a kalibrační polynom pro rozsah -20...100 °C jsou vyobrazena na obr. 3.7. Kalibrace je platná na teplotním intervalu (30 °C, 85 °C) a její relativní chyba činí 0,58 %. Pro teploty vyšší než 85 °C volíme $f_{ZnSe100}(T) = f_{ZnSe100}(85)$.

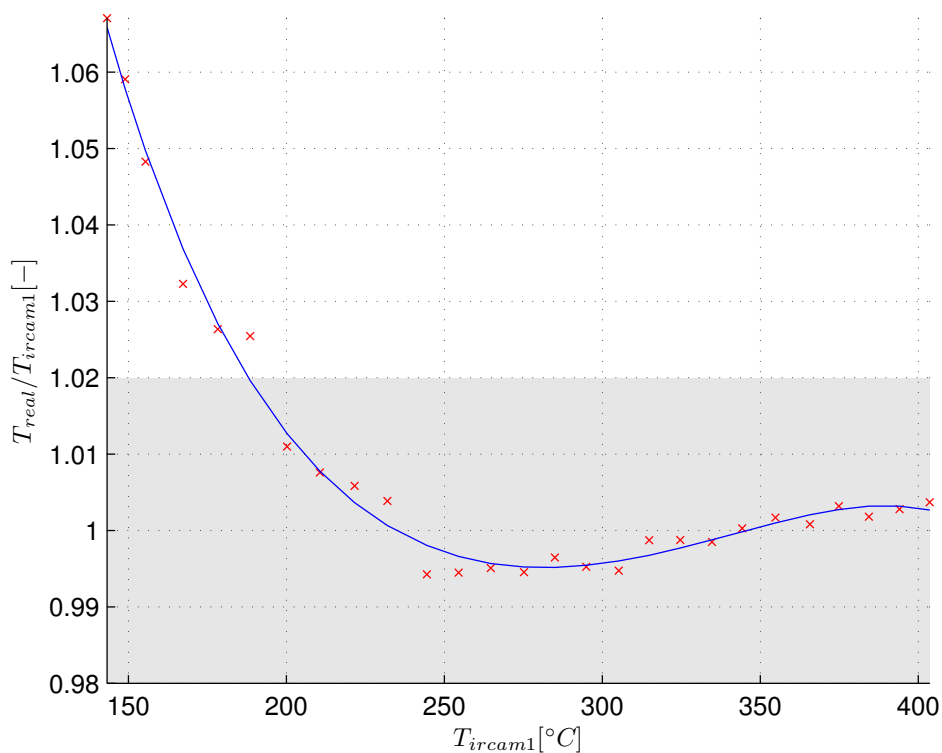
Naměřená data a kalibrační polynom pro rozsah 0...250 °C jsou vyobrazena na obr. 3.8. Kalibrace je platná na teplotním intervalu (30 °C, 200 °C) a její relativní chyba proložení činí 0,46 %. Pro teploty vyšší než 200 °C volíme $f_{ZnSe250}(T) = f_{ZnSe250}(200)$.



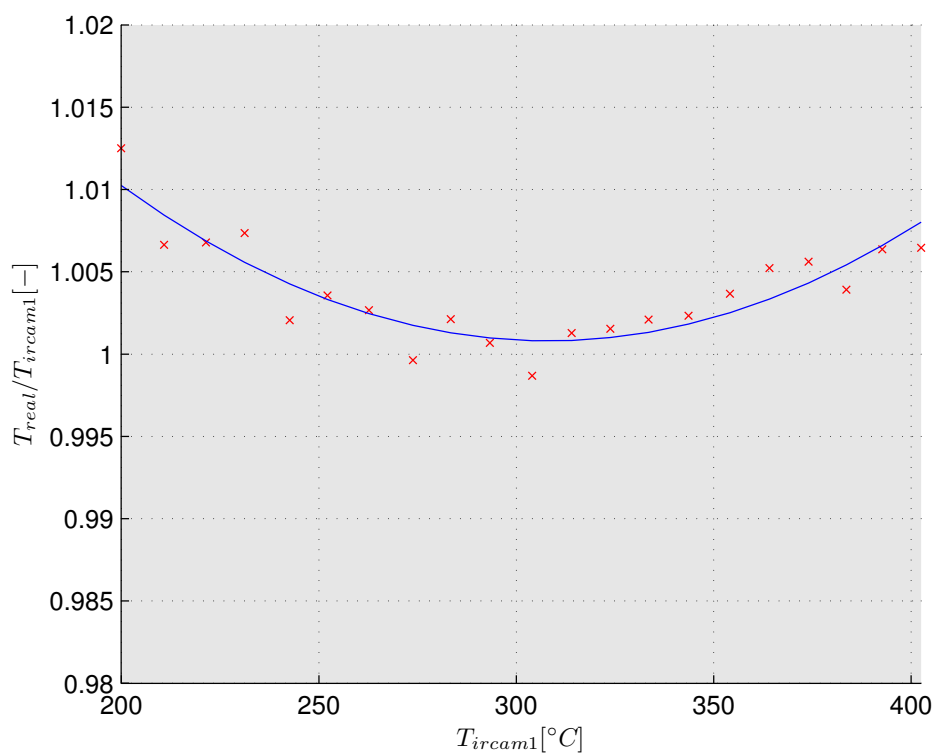
Obrázek 3.3: Kalibrační funkce pro kameru bez přidaných optických prvků a pro teplotní rozsah $-20 \dots 100$ °C. Červeně naměřená data, modře naitovaný polynom f_{100} , šedě vyznačena přesnost udávaná výrobcem.



Obrázek 3.4: Kalibrační funkce pro kameru bez přidaných optických prvků a pro teplotní rozsah $0 \dots 250$ °C. Červeně naměřená data, modře naitovaný polynom f_{250} , šedě vyznačena přesnost udávaná výrobcem.



Obrázek 3.5: Kalibrační funkce pro kameru bez přidanych optických prvků a pro teplotní rozsah 150...900 °C. Červeně naměřená data, modře naitovaný polynom f_{900} , šedě vyznačena přesnost udávaná výrobcem.



Obrázek 3.6: Kalibrační funkce pro kameru bez přidanych optických prvků a pro teplotní rozsah 200...1500 °C. Červeně naměřená data, modře naitovaný polynom f_{1500} , šedě vyznačena přesnost udávaná výrobcem.

Naměřená data a kalibrační polynom pro rozsah 150...900 °C jsou vyobrazena na obr. 3.9. Kalibrace je platná na teplotním intervalu (160 °C, 325 °C) a její relativní chyba proložení činí 0,23 %. Pro teploty vyšší než 325 °C volíme $f_{ZnSe900}(T) = f_{ZnSe900}(325)$.

Naměřená data a kalibrační polynom pro rozsah 200...1500 °C jsou vyobrazena na obr. 3.10. Kalibrace je platná na teplotním intervalu (200 °C, 325 °C) a její relativní chyba proložení činí 0,16 %. Pro teploty vyšší než 325 °C volíme $f_{ZnSe250}(T) = f_{ZnSe250}(325)$.

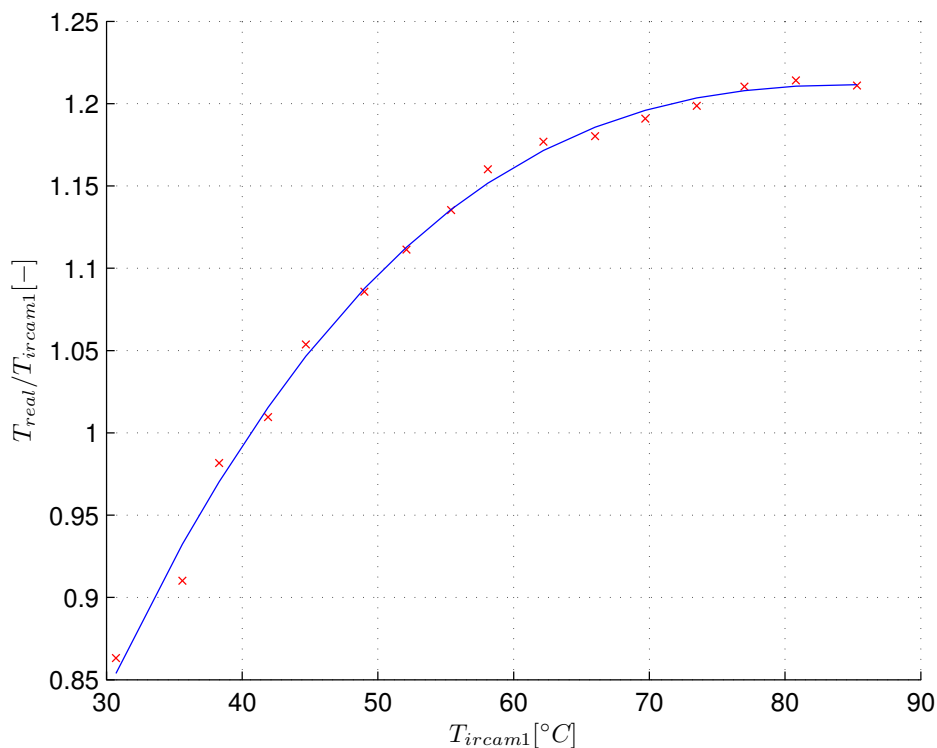
Tato kalibrace ($f_{ZnSe100}$, $f_{ZnSe250}$, $f_{ZnSe900}$, $f_{ZnSe1500}$) byla implementována do sběru dat z IR kamery na tokamaku COMPASS a je v současné době používána při všech měřeních.

3.1.3 Příprava pro použití zrcadel při měření s IR kamerou

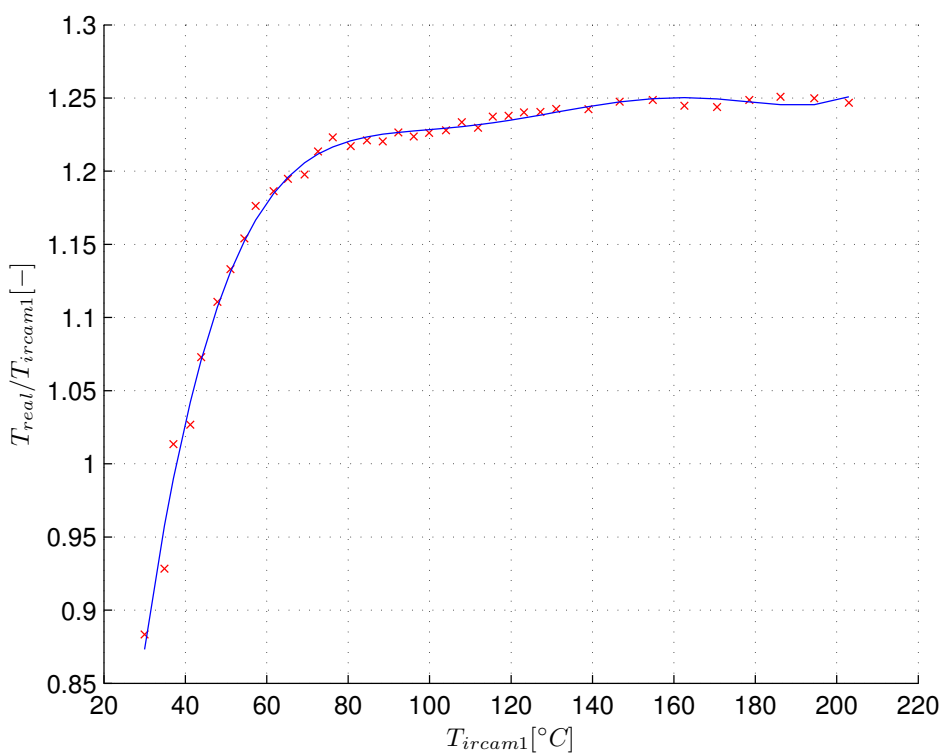
Při uvažovaném použití IR kamery k pozorování divertoru či reciprokových sond není na tokamaku COMPASS k dispozici vhodný port umožňující přímou viditelnost mezi kamerou a deivertorem, resp. reciprokou sondou. Bylo by nutné do vakuové komory vsadit zrcadlo, ve kterém by kamera mohla pomocí odrazu sledovat požadované oblasti.

Jako zrcadlo lze v LWIR oblasti úspěšně použít vyleštěný kov, jehož reflektivita je pro tyto vlnové délky vysoká. Za účelem ověření možnosti jejich použití a vytvoření teplotní kalibrace byla leštěním vyrobena dvě zrcadla, jedno z hliníku a druhé z nerezové oceli. Při měření bylo zjištěno, že je velmi důležité, aby zrcadlo bylo dokonale vyleštěné. Jak je vidět na obr. 3.11 nerovnosti povrchu zrcátka negativně ovlivňují obraz černého tělesa. Bylo usouzeno, že v tomto stavu je nemožné zrcadla použít a bylo upuštěno i od provedení teplotní kalibrace, dokud nebudou připravena zrcadla s vyhovujícím vyleštěním.

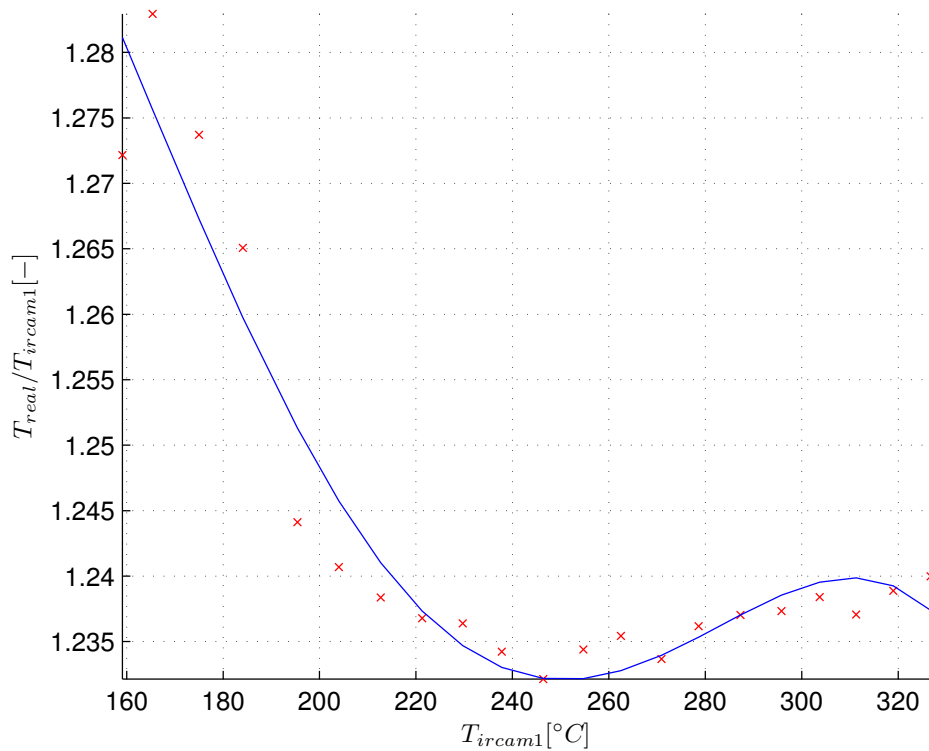
Při pokusech se zrcadly byly občas pozorovány temné skvrny na snímcích z kamery (viz obr. 3.12). Přitom na zrcátku ani na zdroji záření žádné viditelné obrazce nebyly. Ukázalo se, že se jedná o prachové částice na zrcadle. Protože mají pokojovou teplotu, jevíly se v kameře oproti horkému černému tělesu jako studené, tedy tmavé, skvrny. Jako řešení se ukázalo být dostačující ofouknutí zrcátka stlačeným vzduchem. Pro budoucí použití zrcadel v tokamaku je však mít třeba tento jev na paměti.



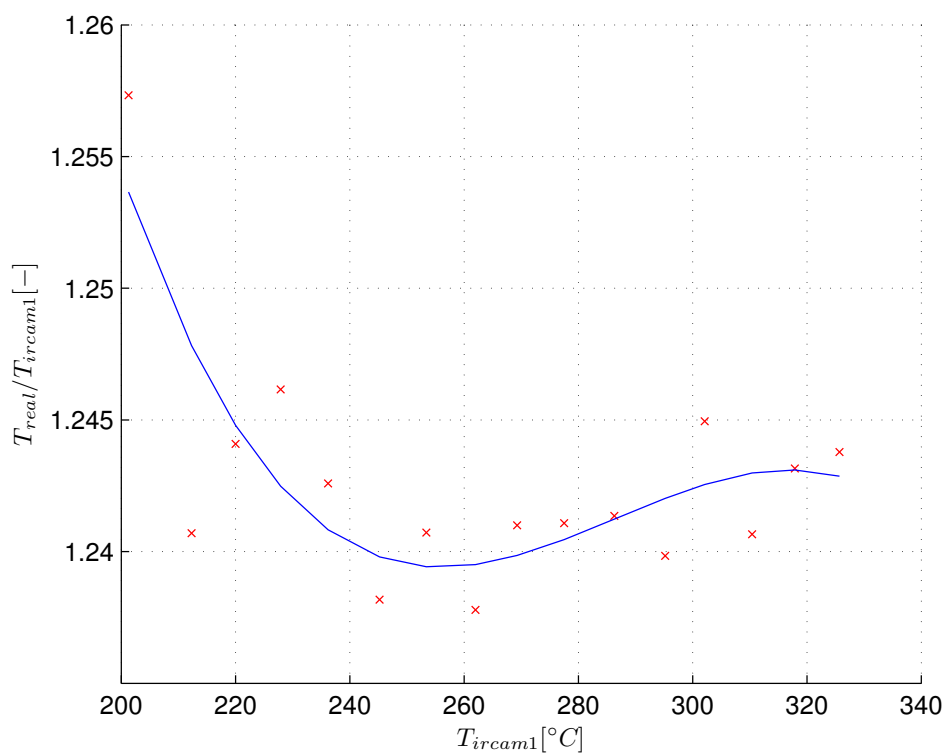
Obrázek 3.7: Kalibrační funkce pro kameru se ZnSe sklíčkem a pro teplotní rozsah -20...100 °C. Červeně naměřená data, modře nafitovaný polynom $f_{ZnSe100}$.



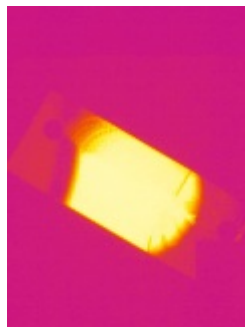
Obrázek 3.8: Kalibrační funkce pro kameru se ZnSe sklíčkem a pro teplotní rozsah 0...250 °C. Červeně naměřená data, modře nafitovaný polynom $f_{ZnSe250}$.



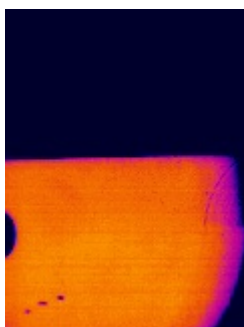
Obrázek 3.9: Kalibrační funkce pro kameru se ZnSe sklíčkem a pro teplotní rozsah 150...900 °C. Červeně naměřená data, modře nafitovaný polynom $f_{ZnSe900}$.



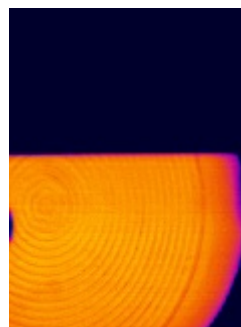
Obrázek 3.10: Kalibrační funkce pro kameru se ZnSe sklíčkem a pro teplotní rozsah 200...1500 °C. Červeně naměřená data, modře nafitovaný polynom $f_{ZnSe1500}$.



Obrázek 3.11: Obraz černého tělesa v nerezovém zrcátku. V pravé části obrazu je patrná rýha a v levé části kruhové stopy po leštění zrcadla.



Obrázek 3.12: Obraz černého tělesa v nerezovém zrcadle. Fokusováno na prach na povrchu zrcátka. (3 tmavé skvrny v levé spodní části)



Obrázek 3.13: Obraz černého tělesa v nerezovém zrcadle. Fokusováno na obraz v zrcadle.

3.2 Časová kalibrace

Výrobce udávaná snímkovací frekvence kamery TIM 160 je 120 Hz. Ukázalo se ale, že tato frekvence značí nejvyšší možnou rychlost snímání dat z kamery, nikoliv časovou odezvu detektoru. Časová konstanta detektoru τ je ve skutečnosti vyšší. Ing. Petr Vondráček zjistil, že tato konstanta činí $\tau \approx 9ms$ a pomocí dekonvoluce je schopen zlepšit časové rozlišení kamery [22].

Kapitola 4

Rekonstrukce záznamů z IR kamery tokamaku COMPASS

4.1 Úvod

Je třeba mít na paměti, že žádné digitální zařízení není schopné pořídit dokonalý obraz reality. Profesor Vilém Flusser ve své esejí *Za filosofii fotografie* [6] zdůrazňuje nebezpečí tzv. technických obrazů, tedy obrazů vytvořených pomocí přístrojů (fotografie, film) a nikoliv lidmi (kresba, malba). Domnívá se, že vsunutí aparátu mezi realitu a člověka skrývá hrozbu zvláště v tom, že tyto technické obrazy přijímáme jako pravdivou skutečnost. I když osobně nevnímám fotografie jako ohrožení svobody lidské ducha, nelze popřít, že přístroje realitu deformují. Bohužel fyzikální zákony, které zdeformují realitu ve fotoaparátu, se stejně tak projeví i u lidského oka.

4.1.1 Degradace obrazu

Při digitalizaci se nejdříve obraz vzorkuje pomocí mříže pixelů snímače. Za jistých předpokladů může být vzorkování bezztrátová operace. Tyto předpoklady jsou známy jako *Shannonův vzorkovací teorém*:

1. Originální obraz musí být frekvenčně omezený. Neboli, existuje nějaká maximální prostorová frekvence $f_{max} < \infty$. Pokud taková frekvence neexistuje, je vzorkování vždy ztrátový proces.
2. Vzorkovací frekvence musí být větší nebo rovna dvojnásobku max. frekvence f_{max} .

Pokud je originální scéna frekvenčně neomezená nebo nevzorkujeme s dostatečně velkou frekvencí vzniká *aliasing*, který se projevuje vznikem falešné informace nízké frekvence, tzv. *moaré efektem*. U digitální techniky se aliasingu předchází použitím low-pass filtru v podobě zmatněného skla, které z obrazu odstraní vysoké frekvence, které by porušily Shannonův teorém.

Dále se signál zaznamenaný na jednotlivých pixelech kvantuje. Naměřené hodnoty signálu jsou přiděleny k příslušným diskrétním hladinám intenzit, daným kupř. paměťovým omezením. Jelikož se jedná o zobrazení ze spojitého prostoru hodnot signálu do konečné množiny intenzit, je zřejmé, že jde o operaci ztrátovou a nevratnou. Pokud není kvantování dostatečně jemné, může dojít k vytvoření kvantizačního šumu, který se projevuje falešnými hranami v místech změny hladin intenzity signálu.

Vzorkování a kvantování nejsou jedinými degradacemi obrazu. Za šum v signálu může být odpovědných mnoho věcí: tepelný pohyb částic detektoru, na snímač dopadající záření jiných vlnových délek, než snímač měří, nehomogenity detektoru, atp. Dalšími zdroji znehodnocení může být pohyb snímače, optické vlastnosti čoček, pohyb atmosféry, pohyb pozorovaného objektu aj.

Pokud zanedbáme geometrickou degradaci obrazu, předpokládáme radiometrickou degradaci modelovatelnou pomocí konvoluce a uvažujeme aditivní šum, dostaneme matematický model degradace obrazu, který je vhodný pro většinu aplikací. [7]

$$g = f * h + n, \quad (4.1)$$

kde g je pozorovaný obraz, f originální obraz scény, h je *impulsní odezva* a n je aditivní šum. Při zpracování digitálního obrazu jsou tyto snímky, šum i další funkce reprezentovány maticemi.

Impulsní odezva, jinak také *point spread function (PSF)*, je matematicky výsledek konvoluce odezvy detektoru s delta funkcí. V realitě odpovídá obrazu bodového zdroje. PSF budeme uvažovat polohově invariantní.

4.1.2 Rekonstrukce obrazu

Pokud *PSF* známe, je možné přistoupit k restaurování původního obrazu pomocí *inverzního filtru*. Nejdříve uvažujme případ bez šumu. Rovnici (4.1) převedeme pomocí Fourierovy transformace do frekvenčního prostoru a poté využijeme konvoluční teorém: Fourierův obraz konvoluce dvou funkcí je roven násobku Fourierových obrazů jednotlivých funkcí.

$$G = \mathcal{F}(g), F = \mathcal{F}(f) \quad (4.2)$$

$$G = F \cdot H \quad (4.3)$$

$$F = \frac{G}{H} \quad (4.4)$$

$$f = \mathcal{F}^{-1}(F) = \mathcal{F}^{-1}\left(\frac{G}{H}\right) \quad (4.5)$$

Nyní přidejme aditivní šum n a provedme stejné operace jako v předchozím případě.

$$G = \mathcal{F}(g), F = \mathcal{F}(f), N = \mathcal{F}(n) \quad (4.6)$$

$$G = F \cdot H + N \quad (4.7)$$

$$F = \frac{G - N}{H} = \frac{G}{H} - \frac{N}{H} \quad (4.8)$$

$$(4.9)$$

Nový člen N/H může nabývat velkých hodnot i pro poměrně malé hodnoty šumu. Rekonstruovaný obraz je poté dominován šumem a proto je tento triviální způsob rekonstrukce naprosto nevhodný pro praxi.

Je tedy nutno použít sofistikovanější metody, např. *Wienerova filtru*. Tento filtr minimalizuje střední hodnotu kvadrátu odchylky rekonstruovaného obrazu od orifinálního přes všechny realizace šumu a má ve frekvenční oblasti tvar.

$$\tilde{F} = G \cdot W, \quad (4.10)$$

kde $\tilde{F}$ je rekonstruovaný obraz, G je pozorovaný obraz a W Wienerův filtr, vše ve frekvenční doméně.

Pro nekorelovaný obraz a bílý šum platí:

$$W = \frac{1}{H} \cdot \frac{|H|^2}{|H|^2 + SNR}, \quad (4.11)$$

kde W je Wienerův filtr, H je PSF a SNR (signal to noise ratio) je odstup signálu od šumu.

SNR je definováno jako

$$SNR = \frac{|N|^2}{|F|^2}, \quad (4.12)$$

kde N je šum a F původní obraz.

V případě našeho omezení na bílý šum a nekorelovaný obraz, přejde výraz 4.12 na

$$SNR = \frac{\sigma_n^2}{\sigma_f^2}, \quad (4.13)$$

kde σ_n , σ_f jsou rozptyly šumu, resp. obrazu.

Vidíme, že v případě nulového šumu platí $\sigma_n = 0$ a Wienerův filtr (4.11) přechází v inverzní filtr (4.5).

Jak u Wienerova, tak u inverzního filtru je předpokládána znalost impulsní odezvy PSF. V reálných aplikacích toto zpravidla nebývá pravda. Pokud víme alespoň jakým způsobem degradace vznikla, můžeme předpokládat speciální tvar PSF.

Nejčastěji se setkáváme se třemi druhy degradace:

1. rozmazání pohybem
2. nezaostřený snímek
3. atmosférické turbulence.

Každá z nich se v frekvenční oblasti specificky projevuje a je možné z tohoto projevu odhadnout PSF pro použití např. ve Wienerově filtru.

Pokud je PSF neznámá, nezbývá než se uchýlit k metodě *slepé dekonvoluce*. Tento problém je špatně určený a je velice obtížně řešitelný, neboť je k dispozici málo dat, která jsou navíc zatížena šumem. V současnosti neexistuje teorie optimální slepé dekonvoluce a tak jsou dostupné algoritmy úspěšné pouze částečně. Slepá dekonvoluce z jednoho obrazu je tedy téměř nemožná.

Úspěšnější je metoda *vícekanálové slepé dekonvoluce*, která vyžaduje několik snímků stejné scény, které byly degradovány obecně různými PSF. Tento přístup umožňuje poměrně kvalitní rekonstrukci obrazu.

4.2 Numerické ostření záznamů z IR kamery

Na obrázku 4.1 vidíme pohled na lomenou desku vnitřního limiteru tokamaku COMPASS pořízený během výstřelu č. 4407. Cílem těchto experimentů bylo pozorovat závislost tepelného toku na povrch limiteru v závislosti na úhlu dopadu magnetických siločar (viz 5). Otázkou byl také vliv konečného Larmorova poloměru na zahřívání špičky lomené desky, pro pozorování tohoto jevu bylo ovšem nutné mít co největší rozlišení kamery právě na špičce limiteru. Numerické zpracování obrazu dávalo na takové vylepšení snímků naději.

4.2.1 Slepá dekonvoluce

Nejdříve jsme se pokusili o využití jednokanálové slepé dekonvoluce implementované v *Image processing toolboxu* programu Matlab. Jako vstupní odhad PSF byly vyzkoušeny 3 matice PSF a to ve velikosti 3×3 , usoudili jsme, že tato velikost bude vzhledem k rozmazání hran přes pouhé 2 pixely adekvátní. Vstupní PSF jsou uvedeny v tabulkách 4.1, 4.3 a 4.5. Výsledky slepých dekonvolucí jsou obrázky 4.2, 4.3, resp. 4.4 a PSF určené iterativním algoritmem slepé dekonvoluce jsou v tabulce 4.2, 4.4, resp. 4.6. Můžeme si všimnout, že konečné PSF jsou mírně anizotropní.



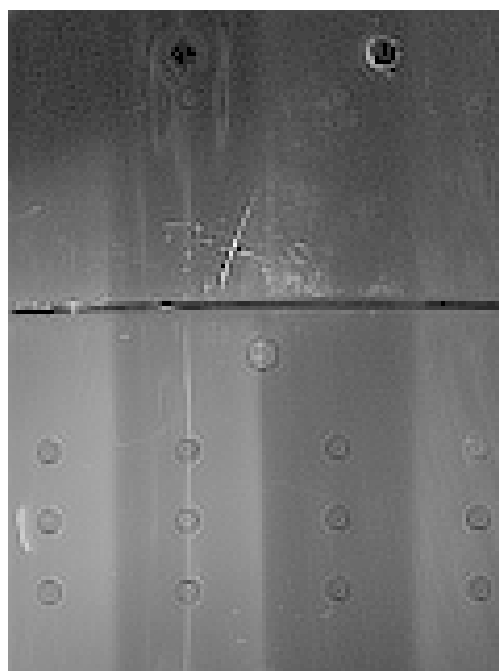
Obrázek 4.1: Snímek zaznamenaný IR kamerou tokamaku COMPASS při výstřelu 4707



Obrázek 4.2: Výsledek slepé dekonvoluce obrázku 4.1 s inicializační PSF 1 (tab. 4.1).



Obrázek 4.3: Výsledek slepé dekonvoluce obrázku 4.1 s inicializační PSF 2 (tab. 4.3).



Obrázek 4.4: Výsledek slepé dekonvoluce obrázku 4.1 s inicializační PSF 3 (tab. 4.5).

0,0251	0,1453	0,0251
0,1453	0,3183	0,1453
0,0251	0,1453	0,0251

Tabulka 4.1: Inicializační matice PSF 1 pro slepou dekonvoluci obrázku 4.1 .

0,1111	0,1111	0,1111
0,1111	0,1111	0,1111
0,1111	0,1111	0,1111

Tabulka 4.3: Inicializační matice PSF 2 pro slepou dekonvoluci obrázku 4.1 .

0	0,1667	0
0,1667	0,3333	0,1667
0	0,1667	0

Tabulka 4.5: Inicializační matice PSF 3 pro slepou dekonvoluci obrázku 4.1 .

0,0237	0,1409	0,0236
0,1410	0,3415	0,1406
0,0237	0,1412	0,0237

Tabulka 4.2: Výsledná matice PSF použitá při slepé dekonvoluci s inicializační PSF 1 (tab. 4.1).

0,1077	0,1077	0,1080
0,1127	0,1218	0,1122
0,1082	0,1109	0,1078

Tabulka 4.4: Výsledná matice PSF použitá při slepé dekonvoluci s inicializační PSF 2 (tab. 4.3).

0	0,1626	0
0,1626	0,3495	0,1626
0	0,1626	0

Tabulka 4.6: Výsledná matice PSF použitá při slepé dekonvoluci s inicializační PSF 3 (tab. 4.5).

Nejlepšího výsledku bylo dosaženo s *PSF 1*, která odpovídá typickému špatnému zaostření. Na první pohled je vidět, že je obraz 4.2 ostřejší než 4.1, ale při bližším prozkoumání okolí hran jsme zjistili, že dochází k překmitávání jak do příliš vysokých, tak příliš nízkých hodnot a výsledný snímek je tedy nefyzikální.

Navíc při porovnání jednotlivých výsledných obrazů vidíme, že silně závisí na inicializační matici PSF. Dalším krokem tedy bylo zjistit funkci PSF náležící našemu optickému systému.

4.2.2 Metody získání PSF

Impulzní odezva *PSF* definuje optické vlastnosti systému v prostoru. Stejně tak je ale můžeme charakterizovat v doméně prostorových frekvencí, v tom případě mluvíme o *Optické přenosové funkci OTF (optical transfer function)*. *OTF* je s *PSF* svázána vztahem

$$OTF(\nu) = \mathcal{F}(PSF(m)). \quad (4.14)$$

OTF je obecně komplexní funkce a můžeme ji zapsat ve tvaru

$$OTF(\nu) = MTF(\nu) \cdot \exp^{iPhTF(\nu)}, \quad (4.15)$$

kde *MTF* je *modulační přenosová funkce (modulation transfer function)* a *PhTF* je *fázová přenosová funkce (phase transfer function)*. V případě, že je *PSF* prostorově invariantní je *PhTF* nulová a vztah (4.15) lze zjednodušit na

$$MTF(\nu) = |OTF(\nu)|. \quad (4.16)$$



Obrázek 4.5: Ilustrace vlivu prostorové frekvence na vnímání kontrastu. Kontrast roste směrem dolů na vertikální ose, s horizontální osou se sinusoidálně mění prostorová frekvence. [1]

Abychom pochopili význam funkce MTF je nejdříve nutné zavést pojem *Michelsonova kontrastu* M

$$M = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (4.17)$$

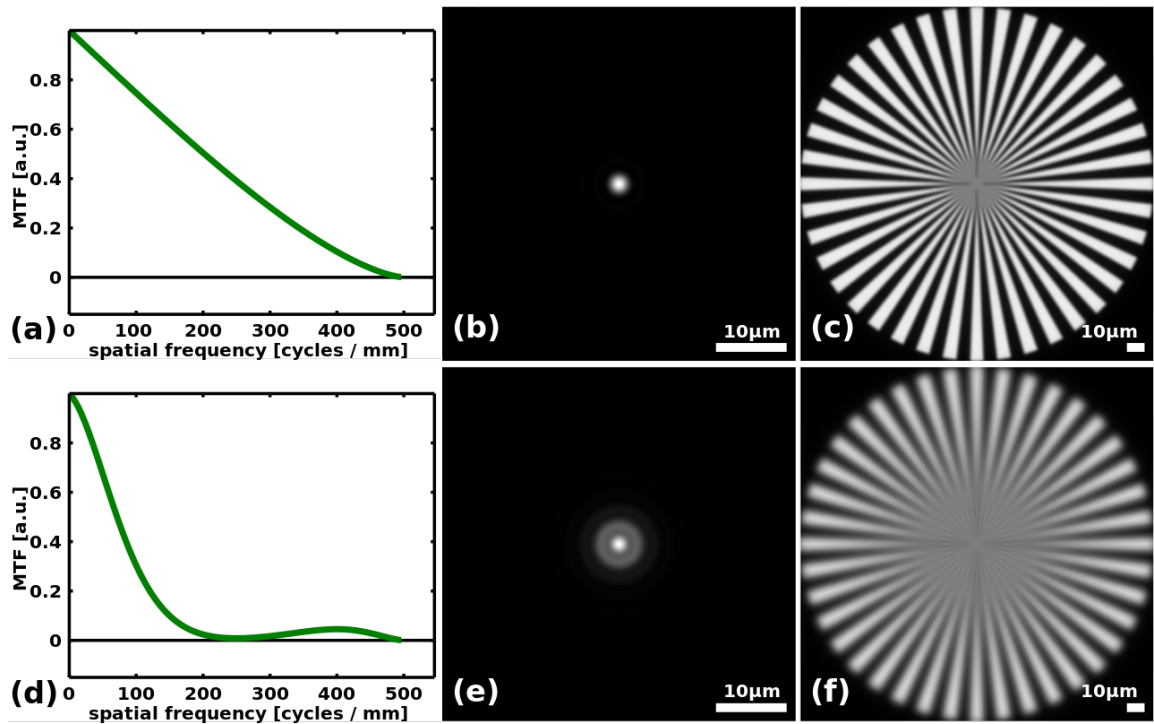
kde I_{max} , I_{min} jsou nejvyšší, resp. nejnižší hodnoty intenzit v obraze. Pro modulační přenosovou funkci platí

$$M = \frac{M_{obraz}}{M_{orig}}, \quad (4.18)$$

kde M_{obraz} je Michelsonův kontrast naměřeného obrazu a M_{orig} je Michelsonův kontrast původní scény.

MTF je tedy křivka udávající relativní pokles kontrastu mezi obrazem a původní scénou pro jednotlivé prostorové frekvence ν . Názorně to předvádí ilustrace 4.6, na které můžeme vidět, že u zaostřeného systému je pokles kontrastu menší i pro vyšší prostorové frekvence. Typickým vysokofrekvenčním útvarem v obrázcích jsou hrany, z čehož plyne, že jsou rozmazány optickými systémy s horšími vlastnostmi.

Uvádí se, že přijatelný je pokles relativního kontrastu o 50 %. Prostorová frekvence odpovídající tomuto poklesu se poté dá označit za nejmenší rozměr, který lze takovým systémem smysluplně pozorovat. MTF je lepším ukazatelem optických kvalit než např. počet pixelů, protože komplexně kvantifikuje celý systém včetně čoček a dalších prvků. Proto také fotoaparát s kvalitním objektivem, ale menším počtem pixelů snímáče pořizuje lepší snímky než přístroj s mnoha desítkami megapixelů a horší optikou.



Obrázek 4.6: (a) MTF dobře zaostřeného systému, (b) příslušná PSF a (c) zobrazení testovacího obrazce pomocí tohoto systému. (d) MTF nezaostřeného systému, (e) příslušná PSF a (f) zobrazení testovacího obrazce pomocí tohoto systému. [21]

Pro naměření MTF konkrétního optického systému lze využít několika metod. [3]

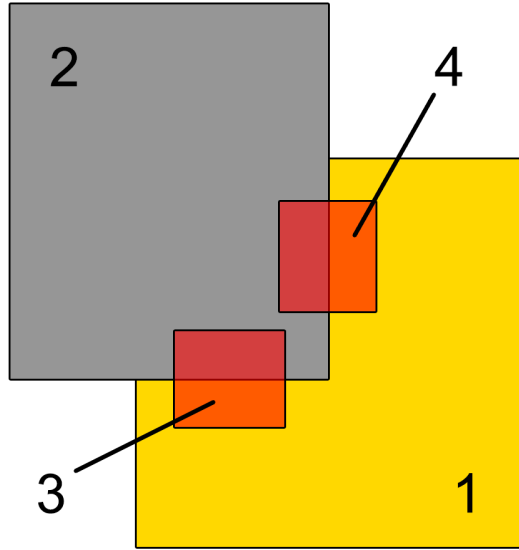
1. měřit odezvu detektoru na bodový zdroj, tím přímo získáme PSF a s pomocí definice (4.14) a vztahu (4.16) dostaneme MTF .
2. měřit odezvu detektoru na dobře definované testovací obrazce. Příkladem takových obrazců jsou např. (c), (f) na obrázku 4.6 nebo notoricky známý testovací obrazec vysílaný v noci v době přerušného televizního vysílání.
3. měřit odezvu na jiné rozptylové funkce než PSF .

Byť je impulzní odezva PSF nejdůležitější z rozptylových funkcí, není jediná. Pro další odvození budeme potřebovat

- LSF - *line spread function* - odezvu detektoru na lineární zdroj
- ESF - *edge spread function* - odezvu detektoru na hranu

LSF můžeme určit z odezvy na hranu ESF vztahem

$$LSF = \frac{d}{dx} ESF \quad (4.19)$$



Obrázek 4.7: Schéma měření zkreslení skokové změny teploty. 1 – zahřáté těleso, 2 – clona, 3 – snímaná oblast pro vertikální změnu teploty, 4 – snímaná oblast pro horizontální změnu teploty



Obrázek 4.8: Snímek skokové změny teploty ve vertikálním směru. Tmavě studená zacloněná oblast, světlě zahřátý objekt.

Odezva na čáru LSF je vlastně funkcí PSF vyintegrovanou přes směr kolmý na lineární zdroj. Matematicky

$$LSF(x) = \int PSF(x, y) dy. \quad (4.20)$$

Proměřením více směrů hran nebo čar můžeme rekonstruovat dvoudimenzionální PSF . Je důležité si uvědomit, že

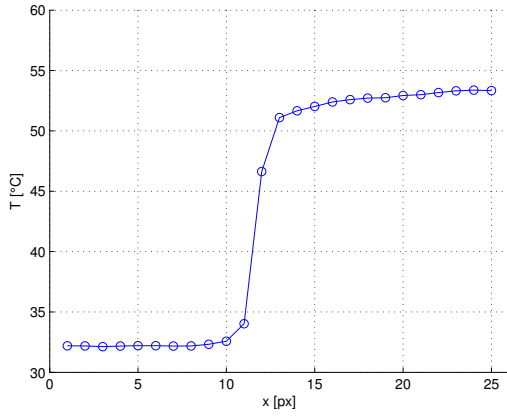
$$LSF(x) \neq PSF(x, 0). \quad (4.21)$$

V infračervené oblasti nejsou k dispozici malé a dostatečně intenzivní zdroje záření, aby mohla být PSF naměřena přímo. Většinou se jako zdroje záření používají černá tělesa, která mají velkou zářivou plochu. Vhodnějším je tak měřit buď LSF pomocí stínítka se štěrbinou nebo zdroj částečně zakrýt a měřit ESF .

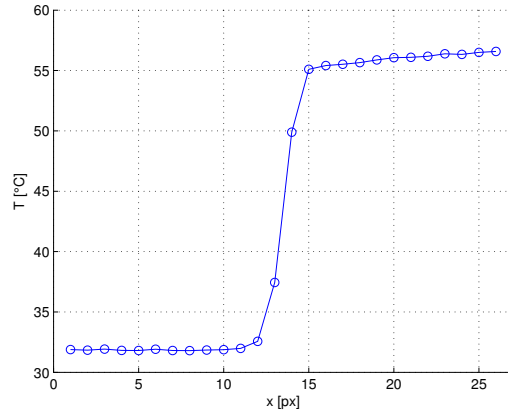
4.2.3 Měření PSF pro IR kameru tokamaku COMPASS

Rozhodli jsme se měřit rozptylovou funkci ESF . Hrany reprezentuje teplotního skok, kterého bylo dosaženo užitím kovové clony částečně zakrývající rozehřáté olověné cihly v zorném poli kamery (viz obr. 4.7 a 4.8). Měření bylo provedeno pro horizontální a vertikální skok teploty.

Pro horizontální i vertikální měření bylo krátce po sobě sejmuto několik snímků přechodu a zprůměrovány pixely ve vertikálním, resp. horizontálním směru ze všech



Obrázek 4.9: Naměřená data pro vertikální skok teploty T



Obrázek 4.10: Naměřená data pro horizontální skok teploty T

snímků za účelem odstranění případného šumu. Tím jsme získali sadu dat pro kolmý (obr. 4.9) i vodorovný (obr. 4.10) skok teploty.

Další postup byl totožný jak pro vertikální, tak pro horizontální data.

1. Normalizováním naměřených teplot získáme ESF .
2. Numerickou derivací těchto ESF získáme rozptylovou funkci LSF (vztah (4.19)), což je vlastně PSF vyintegrovaná přes vedlejší proměnou (vztah 4.20)).
3. Fourierovou transformací LSF získáme částečnou OTF .
4. Pomocí vztahu (4.16) určíme MTF .
5. K získání symetrické PSF z MTF použijeme matlabovskou funkci `otf2psf`.

Jednotlivé dílčí kroky tohoto postupu jsou pro vertikální skok na obrázku 4.11 a pro horizontální na obrázku 4.12.

Výsledná vertikální $PSF(x,0)$ je uvedena v tabulce 4.7 a horizontální $PSF(0,y)$ v tabulce 4.8.

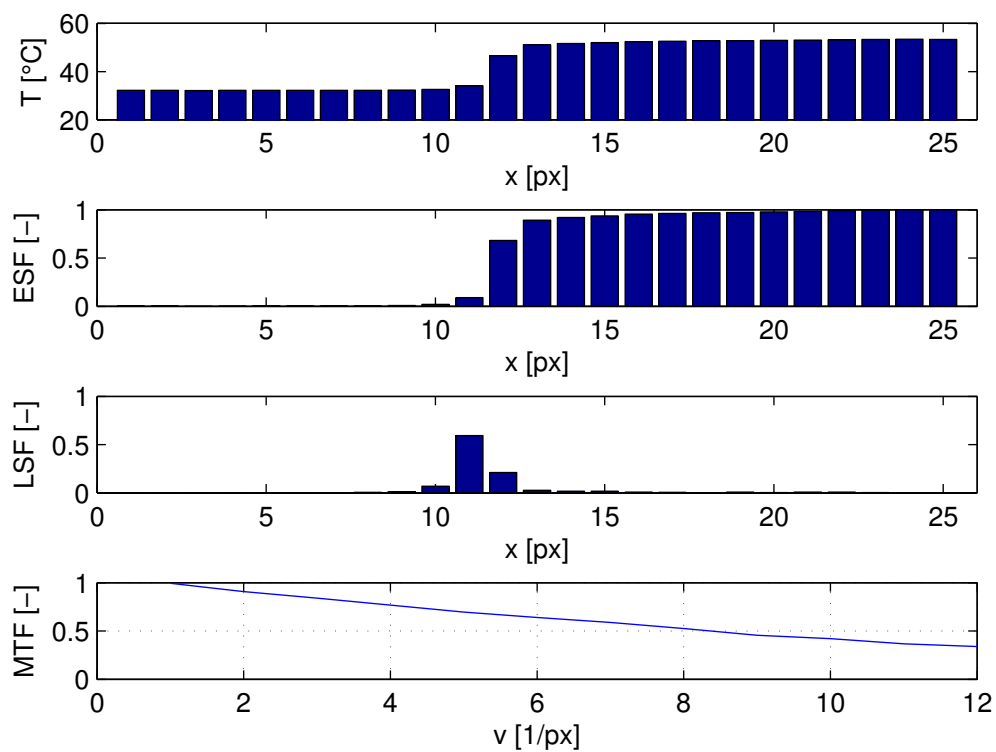
Aby se zachovávala intenzita v obrázku, musí být suma všech elementů PSF rovna 1. S ohledem na tento předpoklad jednoduše dopočítáme výslednou dvourozměrnou $PSF(x,y)$ našeho systému, jejíž podoba je uvedena v tabulce 4.9.

0,1582
0,6836
0,1582

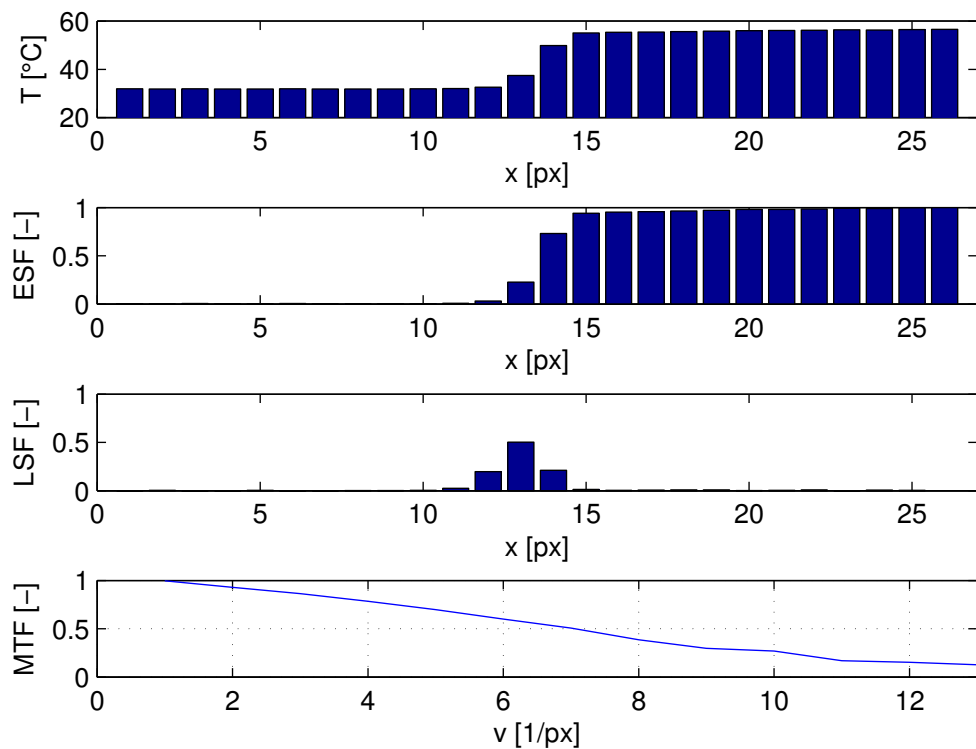
Tabulka 4.7: LSF pro vertikální směr.

0,2236	0,5528	0,2236
--------	--------	--------

Tabulka 4.8: LSF pro horizontální směr.



Obrázek 4.11: Určení MTF pro vertikální skok teploty. Směrem dolů: naměřené teploty T , ESF , LSF , MTF



Obrázek 4.12: Určení MTF pro horizontální skok teploty. Směrem dolů: naměřené teploty T , ESF , LSF , MTF

0	0,1582	0
0,2236	0,2364	0,2236
0	0,1582	0

Tabulka 4.9: Výsledná *PSF* IR kamery tokamaku COMPASS.

4.2.4 Dekonvoluce se známou *PSF*

Se znalostí *PSF* naší IR kamery můžeme přistoupit k její dekonvoluci ze zaznamenaného snímku 4.13. Vyzkoušeli jsme 3 přístupy popsané v části 4.1.2.

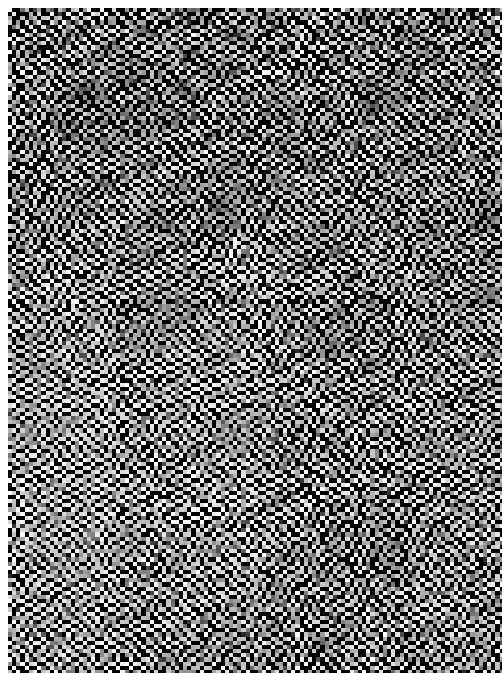
Vidíme, že pokud použijeme inverzní filtr, dominuje rekonstrukci šum a ta nemá s původní scénou nic společného (viz obr. 4.14).

Pro použití Wienerova filtru jsme odhadli odstup signálu od šumu jako 10. Výsledek této dekonvoluce je vidět na obr. 4.15.

Jak jsme si ověřili při prvních pokusech se slepou dekonvolucí, je její výsledek dosti závislý na inicializačním odhadu *PSF*. Tentokrát jsme jako prvotní odhad použili *PSF* z tab. 4.9, kterou jsme sami naměřili. Výsledná rekonstrukce je na obr. 4.16 a výsledná *PSF* v tabulce tab. 4.10.



Obrázek 4.13: Snímek zaznamenaný IR kamerou tokamaku COMPASS při výstřelu 4707



Obrázek 4.14: Výsledek dekonvoluce obrázku 4.13 pomocí inverzního filtru s naměřenou *PSF* (tab. 4.9).

0,0237	0,1409	0,0236
0,1410	0,3415	0,1406
0,0237	0,1412	0,0237

Tabulka 4.10: Výsledná matice PSF použitá při slepé dekonvoluci s inicializační PSF , kterou jsme naměřili (tab. 4.9).



Obrázek 4.15: Výsledek dekonvoluce obrázku 4.13 pomocí Wienerova filtru s naměřenou PSF (tab. 4.9).



Obrázek 4.16: Výsledek slepé dekonvoluce obrázku 4.13 s inicializační naměřenou PSF (tab. 4.9).

Je patrné, že došlo ke zvýraznění hran objektů a k lepšímu prokreslení struktur na obrázku. Ale opět si můžeme všimnout tvorby virtuálních studených a horkých míst kolem skoků teploty. Tento překmit do kladných i záporných hodnot kolem skoků signálu je vlastností použitých dekonvolučních algoritmů a protože až do nedávné doby byla většina zpracovávaných dat ve viditelném spektru, byly tyto metody vyhovující. Pro lidské oko totiž tento efekt způsobí ještě větší zvýraznění hran a zostření je tak opticky výraznější. V posledních letech se ovšem objevila potřeba numericky upravovat i termografické záznamy, u nich ale takové algoritmy přináší nefyzikální výsledky a nemohou být používány.

Jak je uvedeno v publikaci [4], nejnadějnější jsou metody založené na minimalizaci totální variace, které zamezí vzniku oscilací. Bohužel i tyto algoritmy mají nevýhody, které je potřeba zvážit při aplikaci na termografická data.

1. Ztráta kontrastu

- obecně tyto metody snižují kontrast
- tedy opět tvorba nefyzikálních teplot v IR snímcích

2. Ztráta geometrie

- může docházet k ovlivnění geometrie
- např. zaoblení rohů obdelníků

3. *Staircasing*

- tvorba schodů v rekonstruovaném signálu
- vzniká kvůli požadavku na monotónnost v případě originálního signálu porušeného šumem

4. Ztráta textur

- kombinací ztráty kontrastu a ztráty geometrie jsou nejvíce postiženy útvary malých rozměrů, které se málo liší intenzitou od okolí
- toto je ideální pro potlačení šumu, ale také poničí texturu pozorovaného objektu

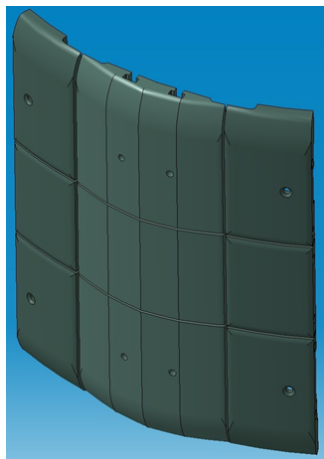
Další možností by byla metoda *super-resolution* [19], která je schopna z několika různých snímků stejného objektu sestavit obraz o vyšším rozlišení, než má snímač daného přístroje. Tato metoda se například používá pro čtení SPZ automobilů ze záznamů kamer. V našem případě ovšem pozorujeme časově proměnnou teplotu materiálů uvnitř tokamaku a nemáme k dispozici několik snímků stejné scény.

V současnosti tedy není k dispozici robustní metoda vhodná pro dekonvoluci termografických snímků, která by nevnášela nežádoucí změny do dat.

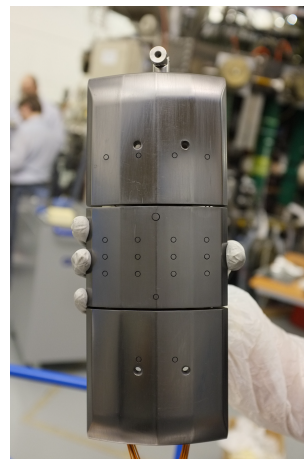
Kapitola 5

Experimenty s IR kamerou na tokamaku COMPASS

Nedávné experimenty na tokamaku JET v Británii ukázaly, že běžně užívané modely pro výpočet tepelného namáhání limiteru podhodnocují tepelné toky v místě kontaktu plazmatu s limiterem a to faktorem 1,5 - 3 [2]. Tyto modely jsou přitom po provedení *upscalingu* (přepočet, pro použití na tokamaku větší velikosti) používány při předpovědi tepelného namáhání stěn ITERu. Tyto modely většinou počítají tepelné namáhání projekcí tepelných toků paralelních s magnetickým polem na povrch limiteru a neuvažují tepelné toky napříč magnetickým polem. Pokud by takové toky existovaly, mohly by vysvětlit nečekané výsledky naměřené na JETu.



Obrázek 5.1: 3D model speciální grafitové dlaždice pro limiter tokamaku COMPASS [22].



Obrázek 5.2: Speciální grafitová dlaždice pro limiter tokamaku COMPASS. [22]

První experimenty s IR kamerou na tokamaku COMPASS se zabývaly právě ověřením existence tepelných toků napříč magnetickým polem. Za tímto účelem byla na vnitřní limiter COMPASSu umístěna grafitová dlaždice se speciálním profilem dvakrát lomené střechy (viz obr. 5.1, 5.2). Zalomené plochy svírají s vedlejší osou tokamaku úhly -10° , -5° , 5° a 10° . Pokud označíme hustotu tepelného toku paralelního k magnetickému poli $q_{\parallel}$, bude projekce této hustoty na plochu svírající se

směrem toku úhel α rovna:

$$q_{\parallel\alpha} = \cos(90 - \alpha)q_{\parallel} \quad (5.1)$$

a projekce tepelného toku kolmého na magnetické pole $q_{\perp}$ do plochy svírající s vedlejší osou úhel α bude:

$$q_{\perp\alpha} = \cos(\alpha)q_{\perp}. \quad (5.2)$$

Pro každou polovinu dlaždice tedy bude platit:

$$\frac{q_{\parallel-10}}{q_{\parallel-5}} = \frac{q_{\parallel10}}{q_{\parallel5}} = \frac{\cos(80)q_{\parallel}}{\cos(85)q_{\parallel}} \approx 1,9924, \quad (5.3)$$

$$\frac{q_{\perp-10}}{q_{\perp-5}} = \frac{q_{\perp10}}{q_{\perp5}} = \frac{\cos(10)q_{\perp}}{\cos(5)q_{\perp}} \approx 0,9886. \quad (5.4)$$

Projekce paralelního toku je tedy na strmější části dlaždice dvojnásobná oproti části svírající úhel $\pm 5^\circ$, zatímco projekce příčného toku je téměř stejná pro obě části dlaždice.

Měřením poměru tepelných toků na částech dlaždice s různým sklonem by mělo být možno ověřit výskyt tepelného toku kolmého na magnetické pole.

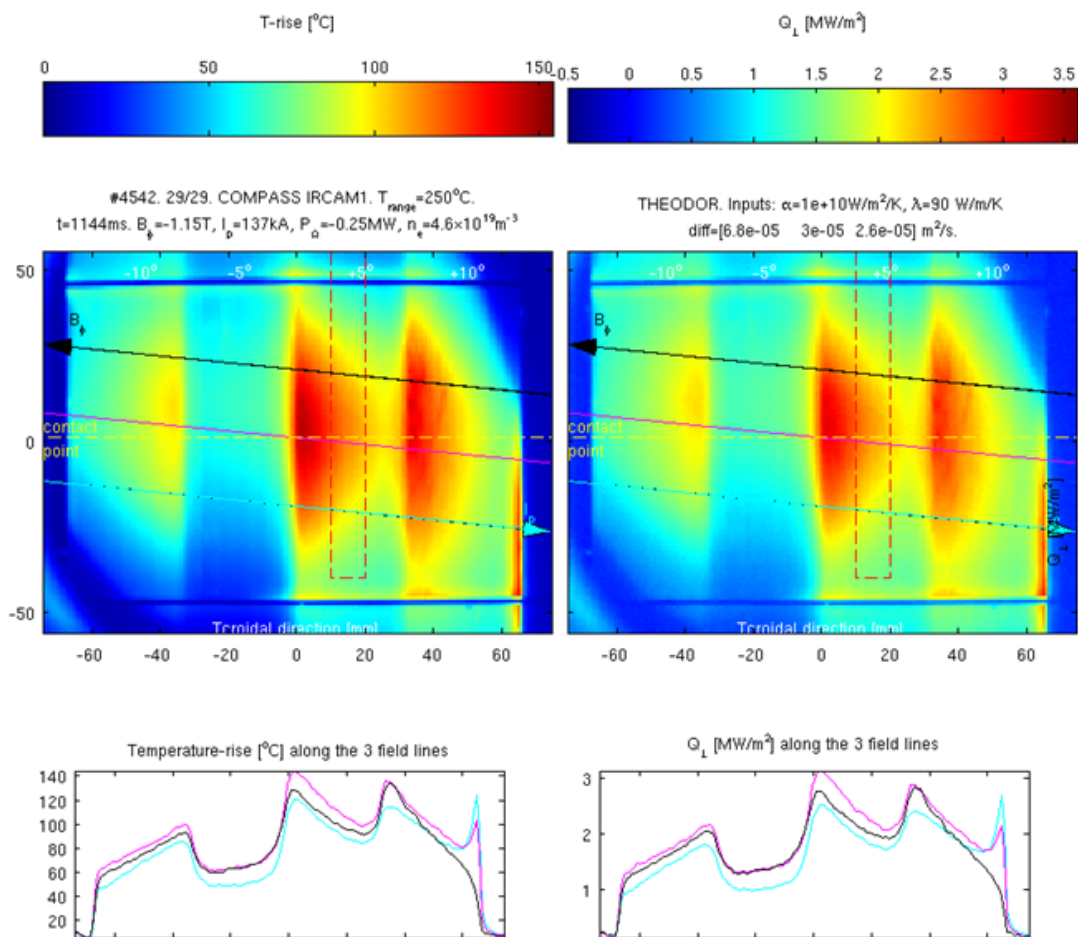
Při experimentu byla teplota dlaždice pozorována infračervenou kamerou a následně byly pomocí kódu THEODOR vypočteny tepelné toky na dlaždici. Na obr. 5.3 je příklad výsledku takového měření.

Výsledkem měření je, že na tokamaku COMPASS nebyla prokázána přítomnost tepelných toků napříč magnetickým polem [10].

Byl však pozorován jiný jev, na obr. 5.3 je vidět, že tepelný tok zprava je větší než tepelný tok zleva. Tento efekt je způsoben tzv. *Pfirsch-Schlüterovým* proudem. Mechanismus jeho vzniku je následující:

Tlak plazmatu zakřiveného v torusu působí rozpínavou silou směrem ven z komory, tato síla musí být vyrovnána vnitřní magnetickou silou, tu vytvoří elektrické proudy v plazmatu. Aby se vytvořila magnetická síla nutná k vyvážení síly tlaku plazmatu je potřeba, aby proud byl kolmý k magnetickému poli. Vznikne tak vertikální proud, který by sám o sobě způsobil kumulaci náboje ve spodní a horní části plazmatu, tím pádem také vznik elektrického pole a poté pohyb částic směrem ven z komory v důsledku $\vec{E} \times \vec{B}$ driftu. Kumulaci náboje však zabrání jiný proud, který teče podél magnetických siločar a neovlivňuje tedy silovou rovnováhu. Tento proud se nazývá *Pfirsch-Schlüterův* [23].

Při měřeních bylo zjištěno, že v důsledku Pfirsch-Schlüterova proudu narůstal tepelný tok na jedné straně dlaždice zhruba o 30% více než na straně druhé [10].



Obrázek 5.3: Snímek z IR kamery na tokamaku COMPASS. Levý graf ukazuje teploty na dlaždici limiteru, pravý graf tepelné toky vypočtené pomocí kódu THEODOR. Černá šipka označuje směr magnetického pole, bledě modrá šipka směr proudu v plazmatu. Grafy ve spodní části obrázku obsahují průběh teploty, resp. tepelného toku, podél tří magnetických siločar.

Závěr

Tokamak COMPASS je zapojen do podpůrného výzkumu pro projekt experimentálního termojaderného reaktoru ITER. Mimo jiné je v rámci této podpory na tokamaku COMPASS zkoumána interakce plazmatu s vnitřním limiterem. Za tímto účelem byla pořízena mikrobolometrická infračervená kamera operující v LWIR části spektra.

Vzhledem k špatné výrobní kalibraci kamery a přidání zinko-selenidového vakuového okénka do optické dráhy kamery bylo nutné vypracovat nové teplotní kalibrace. Provedl jsem měření s černým tělesem a na jejich základě vytvořil 2 sady kalibračních funkcí pro kameru bez přidaných optických prvků a pro kameru se zinko-selenidovým sklíčkem. Tyto sady tvoří čtyři polynomy, každý pro jeden z teplotních rozsahů kamery. V současné době jsou tyto kalibrační funkce implementovány do sběru dat z IR kamery na tokamaku COMPASS.

Dále jsem se zabýval možnostmi zvýšení prostorového rozlišení kamery pomocí numerické dekonvoluce dat. Naměřil jsem impulzní odezvu optického systému kamery a s využitím této znalosti se o dekonvoluci pokusil pomocí metod inverzního a Wienerova filtru a slepé dekonvoluce. I když bylo zostření úspěšné, není možné ho rutinně používat, neboť při rekonstrukci okolí hran dochází k oscilacím signálu a tak vytvoření nefyzikálních teplot v datech. V současnosti neexistuje algoritmus, který by byl schopen rekonstruovat tak, aby byla zachována monotónnost signálu, nedocházelo k poklesu kontrastu nebo jiným negativním jevům.

Během prvních experimentů s IR kamerou na tokamaku COMPASS byly sledovány tepelné toky na grafitovou dlaždici speciálního tvaru umístěnou na vnitřní straně komory. Tato pozorování nepotvrdila přítomnost tepelných toků napříč magnetickým polem.

Literatura

- [1] Illustration for function of contrast sensitivity. dostupné z <http://commons.wikimedia.org/wiki/File:SinVibr.png> k 3.9.2014.
- [2] ARNOUX, Gilles; et al. Scrape-off layer properties of ITER-like limiter start-up plasmas in JET. *Nuclear Fusion*, červenec 2013. ISSN 1741-4326.
- [3] Boreman, Glenn D. *Modulation Transfer Function in Optical and Electro-Optical Systems*, chapter 4 MTF Measurement methods. SPIE Press, 2001. ISBN 9780819441430.
- [4] T. Chan, S. Esedoglu, F. Park, and A. Yip. Recent developments in total variation image restoration. In *In Mathematical Models of Computer Vision*. Springer Verlag, 2005.
- [5] Edmund Optics. TECHSPEC® Zinc Selenide (ZnSe) Windows. dostupné z <http://www.edmundoptics.com/optics/uv-ir-optics/zinc-selenide-optics/zinc-selenide-znse-windows/2721#technical-images> k 3.7.2013.
- [6] V. FLUSSER. *Za filosofii fotografie*. nakladatelství Hynek, Praha, 1994, 1983. ISBN 80-85906-04-X.
- [7] HANSEN, P. C.; NAGY, J. G.; O'LEARY, D. P. *Deblurring Images: Matrices, Spectra, and Filtering*. Society for Industrial and Applied Mathematic; 1 edition, 2006. ISBN 978-0898716184.
- [8] HARRIS, John G.; CHIANG, Yu-Ming. Nonuniformity correction of infrared image sequences using the constant-statistics constraint. *IEEE Transactions on Image Processing*, pages 1148 – 1151, srpen 1999. ISSN 1057-7149.
- [9] HLAVATÝ, Ladislav. *Slabikář kvantové mechaniky*. 2009.
- [10] HORÁČEK, J.; PITTS, R. A.; et al. Heat flux deposition on ITER-like HFS limiter on tokamak COMPASS. ITER ITPA Div-SOL meeting in Hefei.
- [11] International Energy Agency. Key World Energy Statistics 2012. dostupné z <http://www.iea.org/publications/freepublications/publication/kwes.pdf> k 3.7.1013.
- [12] International Energy Agency. Scenarios and Projections. dostupné z <http://www.iea.org/publications/scenariosandprojections/> k 3.7.2013.

- [13] LIEW, S. C. Principles of Remote Sensing. dostupné z <http://www.crisp.nus.edu.sg/~research/tutorial/em.htm#spectrum> k 3.7.1013.
- [14] MASSOUD, Mahmoud. *Engineering Thermo fluids: Thermodynamics, Fluid Mechanics, and Heat Transfer*, chapter 2.1 Blackbody Radiation. Springer, 2005. ISBN 978-3540222927.
- [15] Micro-Epsilon Messtechnik. Basics of non contact temperature measurement. dostupné z <http://www.micro-epsilon.cz/download/products/dat--infrared-basics--en.pdf> k 3.7.2013.
- [16] Micro-Epsilon Messtechnik. Infrared camera thermoIMAGER TIM. dostupné z <http://www.micro-epsilon.cz/download/manuals/man--thermoIMAGER-TIM--en.pdf> k 3.7.2013.
- [17] Optris. Optris BR 400 Calibration Source operators manual. dostupné z http://www.optris.com/downloads-calibration-source?file=tl_files/downloads/Manuals/Englisch/Accessories/Manual%20optris%20BR400.pdf k 3.7.2013.
- [18] ROMANELLI, Francesco; et al. *Fusion Electricity – A roadmap to the realisation of fusion energy*. European Fusion Development Agreement. ISBN 978-3-00-040720-8, dostupné z <http://www.efda.org/wpcms/wp-content/uploads/2013/01/JG12.356-web.pdf> k 3.7.2013.
- [19] ŠROUBEK, F.; FLUSSER, J.; CRISTÓBAL, G. *Blind Image Deconvolution: Theory and Application*, chapter Multiframe blind deconvolution coupled with frame registration and resolution enhancement, p. 317-348. dostupné z http://staff.utia.cas.cz/sroubekf/papers/BID_Ch8_artwork.pdf?q=sroubekf/papers/BID_Ch8_artwork.pdf k 3.9.2014.
- [20] SPRAFKE, Thomas; BELETIC, James W. High-performance infrared focal plane arrays for space applications. *Optics & Photonics news*, červen 2008. ISSN 1047-6938, dostupné z http://www.osa-opn.org/home/articles/volume_19/issue_6/features/high-performance_infrared_focal_plane_arrays_for_s/ k 3.7.2013.
- [21] T. Vettenburg. Illustration of the optical transfer function and its relation to image quality. dostupné z http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/b/bd/Illustration_of_the_optical_transfer_function_and_its_relation_to_image_quality..svg k 3.9.2014.
- [22] VONDRÁČEK, Petr; et al. Infrared Thermography on the COMPASS Tokamak. Week of Doctoral Students 2013. MFF UK. Prague.
- [23] WESSON, John. *Tokamaks*, chapter 4.4 Pfirsch-Schlüter current. Oxford University Press, 2011. ISBN 978-0199592234.