

**Přírodovědecká fakulta Univerzita Palackého
v Olomouci**

katedra optiky



**Přírodovědecká
fakulta**

Univerzita Palackého
v Olomouci

Bezkontaktní měření teploty

Bakalářská práce

Vypracoval: Šimon Demjen

Studijní obor: Digitální a přístrojová optika

Datum odevzdání: 12. 5. 2016

Olomouc 2016

Bibliografická identifikace

Jméno a příjmení autora: Šimon Demjen

Instituce: Univerzita Palackého v Olomouci
Přírodovědecká fakulta
17. listopadu 1192/12
771 46 Olomouc

Pracoviště: Katedra optiky

Studijní obor: Digitální a přístrojová optika

Název práce: Bezkontaktní měření teploty

Vedoucí práce: RNDr. Vladimír Chlup

Počet stran: 47

Klíčová slova: Měření teploty, pyrometry

Abstrakt:

Cílem této práce je popsat principy bezkontaktního měření teplot, popsat existující měřicí přístroje, pojednat o emisivitě běžných materiálů, kalibraci IČ teploměrů a realizovat vlastní bezkontaktní laboratorní měření teplot různých materiálů a čidel.

Bibliographical identification

Autor's first name and surname: Šimon Demjen

School: University of Palacky in Olomouc
Faculty of Science
17. listopadu 1192/12,
771 46 Olomouc

Department: Department of optics

Program: Digital and instrumental optics

Title of thesis: Non-contact temperature measurement

Thesis consultant: RNDr. Vladimír Chlup

Number of pages: 47

Keywords: temperature measurement

Abstract:

The aim of this thesis is to describe basic principles of non-contact temperature measurement, describe existing measuring devices, discuss emissivity of common materials, calibration of IR thermometers and realize own non-contact laboratory measurement of temperature with different materials and sensors.

Prohlášení:

Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci napsal samostatně s použitím uvedené literatury a pod vedením vedoucího této práce RNDr. Vladimíra Chlupa.

V Olomouci dne 12. 5. 2016

.....

Děkuji RNDr. Vladimírovi Chlupovi za odborné vedení bakalářské práce, podnětné připomínky a zapůjčení odborné literatury. Dále chci poděkovat firmě Pramacom - HT, spol. s.r.o. za zapůjčení přístrojů k realizaci měření.

Obsah

1. Úvod.....	8
2. Bezkontaktní měření teplot	10
2.1. Základní veličiny pro bezdotykové měření teplot (ČSN ISO 31-6).....	11
2.2. Optické vlastnosti.....	11
2.2.1. Pohltivost.....	12
2.2.2. Propustnost	13
2.2.3. Odrazivost	13
2.3. Emisivita.....	14
2.3.1. Směrová spektrální emisivita	15
2.3.2. Celková směrová emisivita	15
2.3.3. Spektrální hemisférická emisivita	16
2.3.4. Celková hemisférická emisivita	17
2.3.5. Pásmová hemisférická emisivita	17
3. Vyzařovací zákony.....	18
3.1. Kirchhoffův zákon.....	18
3.2. Záření absolutně černého tělesa	19
3.2.1. Absolutně černé těleso	19
3.2.2. Planckův vyzařovací zákon.....	20
3.2.3. Wienův posunovací zákon	21
3.2.4. Stefan-Boltzmanův zákon	22
3.2.5. Lambertův zákon.....	22
4. Detektory (senzory) teploty.....	23
4.1. Rozdělní bezdotykových snímačů teploty.....	23
4.2. Pyrometry	24
4.2.1. Dělení pyrometrů.....	24
4.2.2. Úhrnné (širokopásmové) pyrometry	24

4.2.3. Monochromatické pyrometry	25
4.2.4. Pásmové pyrometry	25
4.2.5. Poměrové pyrometry	25
4.2.6. Pyrometry s automatickou korekcí teploty	26
4.2.7. Pyrometry založené na vláknové optice	26
4.2.8. Měření pyrometrem	27
4.2.9. Kalibrace IČ teploměrů	27
5. Teoretické výpočty emisivity neprůhledných materiálů	28
5.1. Dielektrika	29
5.2. Kovy	30
5.3. Teoretické výpočty emisivity vybraných materiálů	34
6. Praktická měření	35
6.1. Použité detektory	35
6.1.1. MLX 90614 ESF-DCH-000-TU-ND	36
6.1.2. MLX 90614 ESF-BCI-000-TU-ND	37
6.1.3. MLX 90614 KSF-ABA-000-TU-ND	39
6.1.4. EVB 90614-ND	40
6.1.5. Fotografie z měření	42
6.2. Emisivita	43
6.3 Vliv krycího okénka na měření teploty	44
7. Závěr	45
Citovaná literatura	46

1. Úvod

Teplota a teplo

Teplota je jednou ze základních stavových veličin popisující stav hmoty. Patří mezi nejdůležitější termodynamické vlastnosti a vyskytuje se v mnoha fyzikálních zákonech. Je mírou kinetické energie pohybujících se částic látky (molekul, atomů). V pevném skupenství látek částice neuspořádaně kmitají kolem rovnovážné polohy, v tekutém a plynném skupenství je pohyb molekul neuspořádaný v celém objemu. Pokud na hmotu nepůsobí okolní prostředí, průměrná rychlost pohybu částic je konstantní. Tato rychlost je závislá na teplotě a termodynamická teplota libovolného tělesa je přímo úměrná kinetické energii molekul tedy $E_k = mv^2$.

Za teoreticky nejnižší teplotu se považuje absolutní teplotní nula a začátek termodynamické stupnice (0 K), kdy ustává veškerý pohyb částic v hmotě. Teplota je jedna z mála veličin, která se nedá měřit přímo, proto se pro stanovení teploty se užívají teplotní závislosti na jiných fyzikálních veličinách. Měření teploty je tedy měření nepřímé. Volí se takové fyzikální jevy, u nichž lze závislost veličiny matematicky vyjádřit teplotní stupnicí. Mezi teplotně závislé veličiny patří např. délkové rozměry, objem pevných a kapalných těles, tlak plynů (teplotní roztažnost a rozpínavost), elektrický odpor vodičů nebo polovodičů a elektrické napětí termoelektrických článků. Měření teploty používá ke zjišťování stavu živých (lékařské účely) i neživých předmětů, přičemž teplota je jedna ze základních diagnostických veličin v energetice, letecké dopravě, průmyslové výrobě elektrospotřebičů výpočetní a telekomunikační techniky, v potravinářské, chemické a farmaceutické výrobě.

Každý měřicí systém nebo přístroj pro měření libovolné fyzikální veličiny má stanovený teplotní rozsah, v němž je zajištěna mezní hodnota nejistoty přístroje nebo je stanovena změna údaje měřené veličiny vyvolána teplotou. Proto je důležité sledovat teplotu při jakémkoliv měření.

Mimo stavové veličiny teploty se používá fyzikální veličina teplo. Teplo je forma energie související s pohybem částic dané soustavy těles, ale není stavovou veličinou, neboť nezávisí na přítomném stavu soustavy, nýbrž na celé minulosti vývoje této soustavy. Teplo je změna vnitřní energie tělesa a uplatňuje se při tepelné výměně. Jednotkou tepla je Joule. [1]

Teplotní stupnice [1]

Kelvinova termodynamická stupnice (T)

Jako základní jednotku termodynamické teploty je brán 1K – Kelvin, který je definovaný jako 273,16 dílek teploty trojného bodu vody tj. rovnovážného stavu tří skupenství vody (ledu, vody a syté páry). Jako nejnižší možná teplota je brána teplota absolutní nuly (0K; -273,15°C), které však nejde dosáhnout.

Celsiova stupnice (t)

Je odvozena od Kelvinovy termodynamické stupnice posunutím o teplotu 273,15K, její jednotkou je stupeň Celsia (°C).

$$t[^\circ\text{C}] = T[\text{K}] - 273,15 \text{ K}$$

Fahrenheitova stupnice

Používá se v některých anglosaských zemích a její jednotkou je stupeň Fahrenheita (°F).

$$t [^\circ\text{F}] = \frac{9}{5} T - 459,67 = \frac{9}{5} t - 32$$

Mezinárodní teplotní stupnice ITS-90

Je empirickou teplotní stupnicí stanovenou na sedmnácti pevně definovaných teplotních bodech, které odpovídají rovnovážným stavům mezi fázemi vybraných látek a na interpolačních rovnicích a interpolačních přístrojích.

2. Bezkontaktní měření teplot

Bezdotykové měření teploty (také se označuje jako infračervená pyrometrie) je měření povrchové teploty těles na základě vysílaného elektromagnetického záření tělesem. Záření v rozsahu 0,4 μ m až 25 μ m se označuje jako tepelné záření a pokrývá měření teplot v rozsahu -40 $^{\circ}$ C až +10000 $^{\circ}$ C. Přístroje pro bezdotykové měření teploty nacházely původně uplatnění v takových provozech a aplikacích, kde bylo třeba měřit vysoké teploty (obvykle nad 500 $^{\circ}$ C) a nebylo možno použít dotykový teploměr. Jednalo se především o aplikace v metalurgii, chemickém a zejména silikátovém průmyslu (sklářství, cementárny, vápenky, keramický průmysl). V průběhu posledních let se aplikace bezdotykových teploměrů posunula k nižším teplotám, včetně měření teplot nižších než 0 $^{\circ}$ C. Nyní se s bezdotykovými teploměry setkáváme v potravinářství, elektronice, papírenském a farmaceutickém průmyslu, při zpracování plastických hmot apod. [1],[8]

Obecně můžeme při využití bezkontaktních měřidel předpokládat tyto výhody a nevýhody:

Výhody

- Rychlost (v milisekundovém rozsahu, lze měřit i rychlé změny teploty povrchu)
- Umožňuje měření teploty pohybujících se objektů (rotujících součástí, výrobků na dopravnících apod.).
- Může se bezpečně provádět měření na nebezpečných nebo nesehnadno dostupných objektech (součásti pod elektrickým napětím, pohyblivé součásti, vzdálené objekty).
- Lze bez problémů měřit i velmi vysoké teploty (nad 1300 $^{\circ}$ C). V těchto případech není vůbec možno použít dotykových teploměrů, nebo mají velmi omezenou životnost.
- Nedojde k ovlivnění měřeného objektu - není z něho při měření odebírána žádná energie. Například v případě špatných vodičů tepla, jako jsou plasty nebo dřevo, jsou měření ve srovnání s dotykovým měřením velmi přesná a bez zkreslení měřených hodnot.
- Není zde riziko kontaminace a nejsou zde žádné mechanické účinky na povrch měřeného objektu. Nedojde tedy např. k poškrábání lakovaných povrchů a je možno měřit i měkké povrchy. Měření v potravinářství je naprosto hygienické.

Nevýhody

- Nejistoty měření způsobené neznalostí emisivity měřeného povrchu, prostupnosti prostředí mezi měřícím zařízením a měřeným objektem a nesprávnou korekcí okolního (parazitního) záření.
- Měřený objekt musí být pro infračervený teploměr opticky viditelný (vysoké úrovně kouře nebo prachu snižují přesnost měření).
- Je možno měřit pouze povrchovou teplotu. [8]

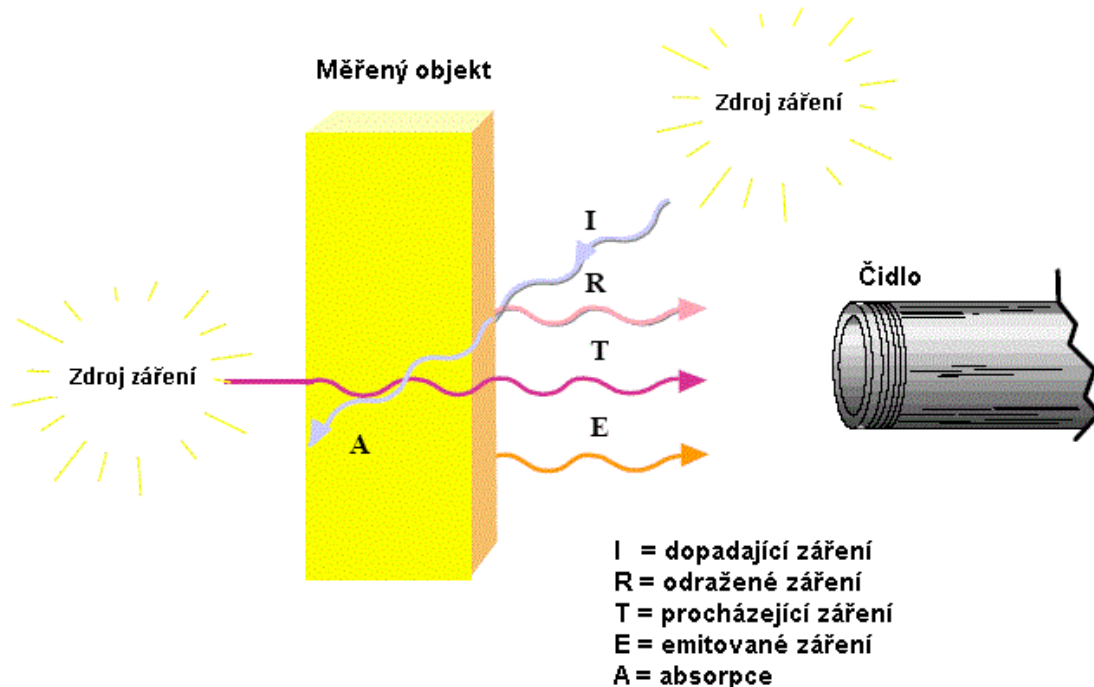
2.1. Základní veličiny pro bezdotykové měření teplot (ČSN ISO 31-6) [1]

Veličina	Definice	Značka	Jednotka
Zářivý tok	Výkon přenášený zářením (vysílaný nebo přijímaný)	ϕ	W
Intenzita vyzařování	Podíl zářivého toku vycházející z elementu povrchu a plochy tohoto povrchu	M	$W \cdot m^{-2}$
Spektrální hustota intenzity vyzařování	Podíl intenzity vyzařování v malém intervalu vlnových délek a tohoto intervalu	M_{λ}	$W \cdot m^{-3}$
Zářivost	Podíl zářivého toku vycházejícího ze zdroje nebo jeho elementu do elementárního prostorového úhlu a tohoto prostorového úhlu	I	$W \cdot sr^{-1}$
Zář	Podíl zářivosti elementu povrchu a plochy kolmého průmětu tohoto elementu do roviny kolmé k danému směru	L	$W \cdot sr^{-1} \cdot m^{-2}$
Spektrální hustota záře	Podíl záře v malém intervalu vlnových délek a tohoto intervalu	L_{λ}	$W \cdot sr^{-1} \cdot m^{-3}$
Intenzita ozáření	Podíl zářivého toku dopadajícího na element povrchu a plochy tohoto povrchu	E	$W \cdot m^{-2}$

2.2. Optické vlastnosti

Znalost optických vlastností je klíčová v mnoha průmyslových a vědních aplikacích jako jsou např. bezkontaktní měření teploty, modelování přenosu tepla, laserové technologie, optika (zrcadla, čočky, optická okénka), energetika, stavebnictví, fotovoltaický průmysl, kosmický průmysl a mnoho dalších.

Celkové množství energie vycházející z určité plochy je složeno ze záření emitovaného (E), odraženého (R), procházejícího (T) a absorbovaného (A) a jejich součet je roven jedné, viz obr. 2.1. [8]



obr. 2.1 [8]

2.2.1. Pohltivost [1],[2],[4]

Pohltivost α (absorpce) je optická vlastnost materiálu, která popisuje, jaké množství světla je pohlceno materiálem v poměru k množství, které na materiál dopadlo. K pohlcení světla dochází pro opticky nepropustné materiály na jejich povrchu. Pro částečně propustné materiály na povrchu a v objemu materiálu. Pohltivost závisí na vlnové délce a směru dopadajícího světla, typu měřeného materiálu (kov, plast apod.), chemickém složení a struktuře materiálu, stavu materiálu a jeho povrchu (teplotě, stupni oxidace, stupni zašpinění).

Platí

$$\alpha = \frac{\phi_a}{\phi_d} \quad \text{resp.} \quad \alpha_\lambda = \frac{\phi_{a\lambda}}{\phi_{d\lambda}}, \quad (2.1)$$

kde

α_λ - spektrální pohltivost pro danou vlnovou délku

α - pohltivost v úhrnném spektru vlnových délek

ϕ_d - dopadající zářivý tok

ϕ_a - pohlcený zářivý tok

2.2.2. Propustnost [1],[2]

Propustnost τ (transmisivita) je optická vlastnost materiálu, která popisuje, jaké množství světla bylo propuštěno materiálem v poměru k množství, které na materiál dopadlo. Světlo, které nebylo propuštěno, bylo buď odraženo, nebo pohlceno. Propustnost závisí na vlnové délce světla, směru dopadajícího a propuštěného světla, polarizaci, typu měřeného materiálu, chemickém složení a struktuře materiálu, stavu materiálu a jeho povrchu.

Platí

$$\tau = \frac{\phi_t}{\phi_d} \quad \text{resp.} \quad \tau_\lambda = \frac{\phi_{t\lambda}}{\phi_{d\lambda}}, \quad (2.2)$$

kde

τ_λ - spektrální propustnost pro danou vlnovou délku

τ - propustnost v úhrnném spektru vlnový délek

ϕ_t - prostupující zářivý tok

ϕ_a - pohlcený zářivý tok

2.2.3. Odrazivost [1],[2],[4]

Odrazivost ρ (reflektivita) je optická vlastnost materiálu, která udává, jaké množství světla se odrazilo od materiálu v poměru k množství, které na materiál dopadlo. K odrazu dochází vždy na povrchu materiálu. Množství odraženého světla závisí na vlnové délce, směru dopadajícího a odraženého světla, polarizaci, typu měřeného materiálu, chemickém složení a struktuře materiálu, stavu materiálu a jeho povrchu.

Platí

$$\rho = \frac{\phi_r}{\phi_d} \quad \text{resp.} \quad \rho_\lambda = \frac{\phi_{r\lambda}}{\phi_{d\lambda}}, \quad (2.3)$$

kde

ρ_λ - spektrální odrazivost pro danou vlnovou délku

ρ - odrazivost v úhrnném spektru vlnový délek

ϕ_t - odražený zářivý tok

ϕ_a - pohlcený zářivý tok

Například okenní sklo má odrazivost asi 4%, vyleštěný povrch železa 60%, hliníku 90% a stříbra 99%. Zákon odrazu platí pro hladká tělesa, jejichž drsnost je výrazně menší, než vlnová délka světla. Drsnější povrchy odrážejí světlo difúzně, tj. odražené paprsky mají prakticky náhodný směr, i když často převažují paprsky splňující zákon odrazu. Velmi jemné difúzní povrchy jako papír, bílá stěna nebo mléčné sklo rozptylují světlo bez ohledu na směr dopadajícího paprsku. Nejvíce ve směru kolmice k povrchu, zatímco do ostatních směrů světla ubývá podle Lambertova zákona (viz. 3.2.5.).

2.3. Emisivita

Každé uskupení hmoty o teplotě nad absolutní nulu ($0 \text{ K} = -273,15 \text{ °C}$) vysílá záření, jehož spektrální složení úzce souvisí s jeho teplotou. Intenzita roste se zvyšující se teplotou a množství vyzážené energie je úměrné čtvrté mocnině teploty tělesa. Množství vyzážené energie je dáno kromě teploty také emisivitou vyzařujícího tělesa. Emisivita je jeden z důležitých faktorů ovlivňujících měření teploty.

Emisivita (ϵ) je radiometrická relativní veličina, která označuje míru schopnosti tělesa vyzařovat záření nesoucí informaci o jeho teplotě. Toto záření je pro objekty o nízkých teplotách mimo viditelné spektrum a nachází se v infračervené oblasti. S rostoucí teplotou se maximum tohoto vyzařování posunuje ke kratším vlnovým délkám (Wienův posunovací zákon viz kapitola 3.2.3), proto můžeme záření těles s vysokou teplotou (nad 800K) vidět i pouhým okem. Emisivitu definujeme jako poměr energie vyzážené tělesem o dané teplotě a energie vyzážené absolutně černým tělesem o stejné teplotě za dodržení stejných podmínek. Absolutně černé těleso je idealizované těleso, které pro danou teplotu vyzařuje maximální množství energie. Zákony vyzařování absolutně černého tělesa jsou uvedeny v kapitole 3. Emisivita je dána vztahem:

$$\epsilon(\lambda, T) = \frac{M_e(\lambda, T)}{M_{bb}(\lambda, T)}, \quad (2.4)$$

kde

M_e - Intenzita energie vyzážená tělesem

M_{bb} - Intenzita energie vyzážená absolutně černým tělesem

Emisivita závisí na:

- materiálu tělesa (kov, polovodič, dielektrikum, ...)
- povrchové úpravě (drsnot, oxidace, ...)
- vlnové délce
- směru záření
- stupni polarizace
- teplotě (spektrální rozložení záření se mění s teplotou)

Emisivita absolutně černého tělesa je $\varepsilon_{bb}=1$ a emisivita reálných těles leží v rozmezí $0 < \varepsilon < 1$.

Emisivita má různé hodnoty v závislosti na tom, zda je měřena na jedné vlnové délce, úzkém pásmu vlnových délek nebo v celém spektru. Dále je ovlivněna tím, zda se měří v určitém směru záření nebo záření do celého poloprostoru. [1], [13]

2.3.1. Směrová spektrální emisivita [13]

Směrová spektrální emisivita je základní veličinou tepelného záření. Je vyjádřena jako intenzita záření tělesa na určité vlnové délce a směru záření k intenzitě absolutně černého tělesa za stejných podmínek. Mohou z ní být odvozeny ostatní typy emivity.

$$\varepsilon_{\lambda}(T, \theta) = \frac{L_{\lambda}(\lambda, \theta, T)}{L_{\lambda \text{ bb}}(T)} \quad (2.6)$$

2.3.2. Celková směrová emisivita [13]

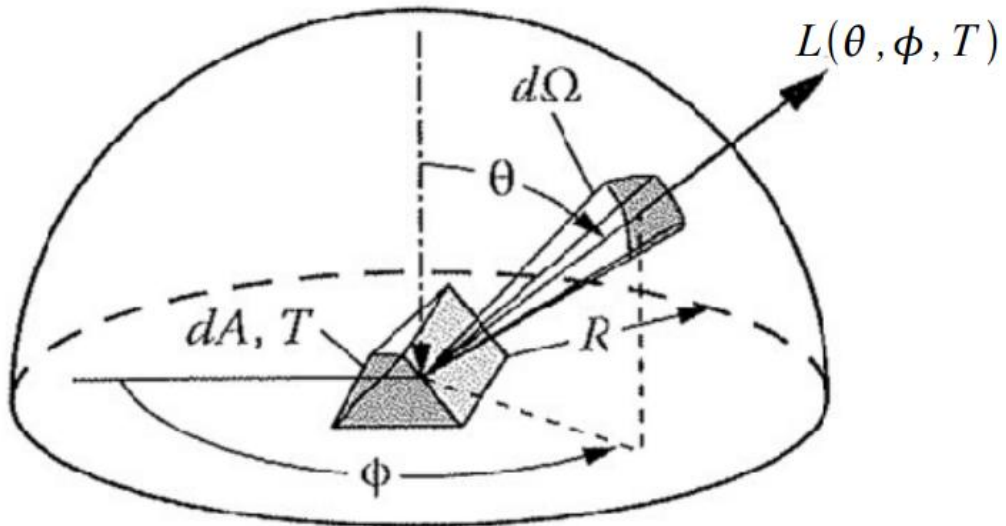
Celková směrová emisivita je definována poměrem záře reálného tělesa emitované do prostorového úhlu Ω ve směru definovaném úhly θ a φ (viz obr 2.2) a záři ideálního černého tělesa o stejné teplotě. Spektrální hustota záření černého tělesa může být nahrazena vztahem

$$L_{\text{bb}}(T) = \frac{\sigma T^4}{\pi} \quad (2.7)$$

Celkovou směrovou emisivitu lze ze směrové spektrální emivity vypočítat integrací ε přes všechny vlnové délky.

$$\varepsilon(\varphi, T, \theta) = \frac{\pi \int_{\lambda=0}^{\infty} L_{\lambda}(\varphi, \theta, T) d\lambda}{\sigma T^4} \quad (2.8)$$

V praxi se používá vhodnější metoda, která využívá hemisférických vlastností, které jsou směrově i spektrálně zprůměrovány.



obr 2.2 směrová emisivita [13]

2.3.3. Spektrální hemisférická emisivita [13]

Spektrální hemisférická emisivita je definovaná jako poměr spektrální hustoty intenzity vyzařování reálného tělesa a absolutně černého tělesa o stejné teplotě a vlnové délce.

$$\varepsilon_{\lambda}(T) = \frac{M_{\lambda}(T)}{M_{\lambda \text{ bb}}(T)} \quad (2.9)$$

Tato forma emisivity může být vypočtena integrací spektrální směrové emisivity přes všechny směry záření do polokoule nad povrchem tělesa.

$$\varepsilon_{\lambda}(T) = \frac{1}{\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \varepsilon(\varphi, \theta, T) \cos\theta d\varphi \quad (2.10)$$

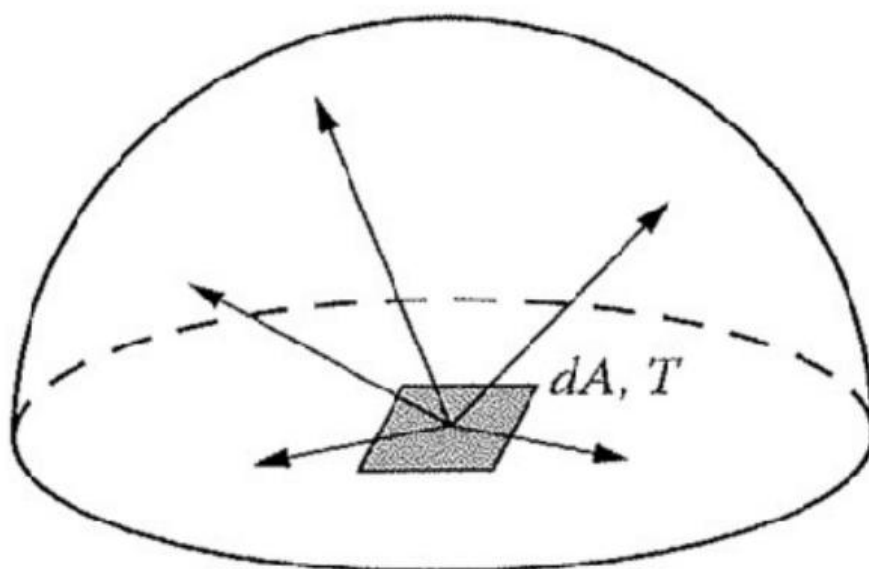
2.3.4. Celková hemisférická emisivita [13]

Celková hemisférická emisivita vyjadřuje průměr přes všechny vlnové délky a všechny směry záření.

$$\varepsilon(T) = \frac{M_{\lambda}(T)}{M_{\lambda_{bb}}(T)} \quad (2.11)$$

Celkovou hemisférickou emisivitu lze spočítat integrací směrové spektrální emisivity přes všechny vlnové délky a všechny směry záření.

$$\varepsilon(T) = \frac{1}{\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \varepsilon(\varphi, \theta, T) \cos\theta d\varphi \quad (2.12)$$



obr. 2.3 hemisférická emisivita [13]

2.3.5. Pásmová hemisférická emisivita [13]

Pásmová hemisférická emisivita je poměr intenzity vyzařování tělesa k intenzitě vyzařování absolutně černého tělesa o stejné teplotě, ale pouze v daném rozsahu vlnových délek. Vyjadřuje tedy schopnost tělesa zářit v určitém spektrálním pásmu. Lze ji také vyjádřit ze spektrální směrové emisivity integrací pro všechny směry záření, ale pouze v daném rozsahu vlnových délek.

3. Vyzařovací zákony

3.1. Kirchhoffův zákon [1] [4]

Kirchhoffův zákon uvádí, že poměr intenzity vyzařování M tepelného zářiče k pohltivosti α závisí pouze na termodynamické teplotě tělesa a nezávisí tedy na vlastnostech tělesa (složení, stav povrchu atd.). Zákon lze vyjádřit pro zář vztahem, kde $f(T)$ je funkce závislá jen na teplotě

$$\frac{M}{\alpha} = f(T) \quad (3.1)$$

Tento zákon platí i pro monochromatické vyzařování M_λ a monochromatickou absorpci α s tím rozdílem, že podíl bude také funkcí vlnové délky. Pro monochromatické záření má tedy Kirchhoffův zákon tvar

$$\frac{M_\lambda}{\alpha_\lambda} = f(T, \lambda), \quad (3.2)$$

kde funkce $f(T, \lambda)$ je Planckova funkce, která v době odvození tohoto vztahu ještě nebyla známa - viz vztah 3.4.

Kirchhoffův zákon vyjadřuje, že každá látka pohlcuje nejsilněji záření těch vlnových délek, které nejsilněji vyzařuje a naopak. Tím pádem je paradoxně nejlepším zářičem absolutně černé těleso.

To lze dokázat pokusem, kdy sazemi vytvoříme na poniklované plechové destičce značku a rozehrějeme jí do žáru. Na denním světle destička svítí odraženým světlem a černá značka se proto jeví jako tmavá. Jestliže bude destička ve tmě, bude aktivně vyzařovat tepelné záření a uvidíme její inverzní obraz. Nejvíce bude zářit původně tmavá značka, která se nám bude jevit jako světlá na tmavém pozadí. Tmavá značka tedy nejen dobře absorbuje ale i dobře emituje světlo. [4]

Bude-li těleso pro záření nepropustné, nastane tepelná rovnováha, při níž dopadající záření se bude rovnat vyzařovanému záření a dle Kirchhoffova zákona bude platit

$$\varepsilon = \alpha = 1 - \rho \quad \text{resp.} \quad \varepsilon_\lambda = \alpha_\lambda \quad (3.3)$$

Tento vzorec svazuje emisivitu a odrazivost. To znamená, že pokud teoreticky známe nebo změříme odrazivost ρ dielektrika nebo kovu, můžeme snadno dopočítat jeho emisivitu.

3.2. Záření absolutně černého tělesa

3.2.1. Absolutně černé těleso

Absolutně černé těleso je idealizované těleso dokonale pohlcující dopadající záření všech vlnových délek dopadajících z jakéhokoliv úhlu. Zároveň je to ideální zářič, který vyzařuje maximální energii na všech vlnových délkách. Je to izotropní zářič, takže jeho zář je v celém poloprostoru nad zářičem konstantní. Emisivita absolutně černého tělesa je $\varepsilon_{bb}=1$. Absolutně černé těleso vyzařuje podle Planckova zákona, což znamená, že spektrum záření je určeno pouze jeho teplotou. Absolutně černé těleso fyzicky neexistuje a je to pouze fyzikální model. Můžeme ho však aproximovat dutým tělesem s malým otvorem. Všechno záření vnikající do dutiny zůstává uvnitř a je postupně stěnami dutiny pohlceno. Stěny dutiny neustále pohlcují záření a protože těleso v termodynamické rovnováze do okolí vysílá stejné množství energie, jako pohlcuje, tak stěny dutiny neustále pohlcují a vyzařují záření. Záření, které uniká otvorem ven se blíží záření absolutně černého tělesa. Takováto reálná aproximace absolutně černého tělesa se používá pro kalibraci bezkontaktních čidel k měření teploty nebo jako referenční zdroj záření, například pro měření emisivity. Emisivita tohoto modelu černého tělesa je vždy menší než emisivita absolutně černého tělesa a obvykle se pohybuje v rozmezí 0,95 až 0,99.

[1], [4], [9]

3.2.2. Planckův vyzařovací zákon [1], [3], [9]

Planckův vyzařovací zákon popisuje vyzařování absolutně černého tělesa v termodynamické rovnováze za určité teploty do poloprostoru.

$$M_{bb}(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 [\exp(\frac{hc}{\lambda kT}) - 1]}, \quad (3.4)$$

kde

M_{bb} - intenzita vyzařování absolutně černého tělesa pro konkrétní vlnovou délku

h - redukovaná Planckova konstanta $6,626 \times 10^{-34}$ J

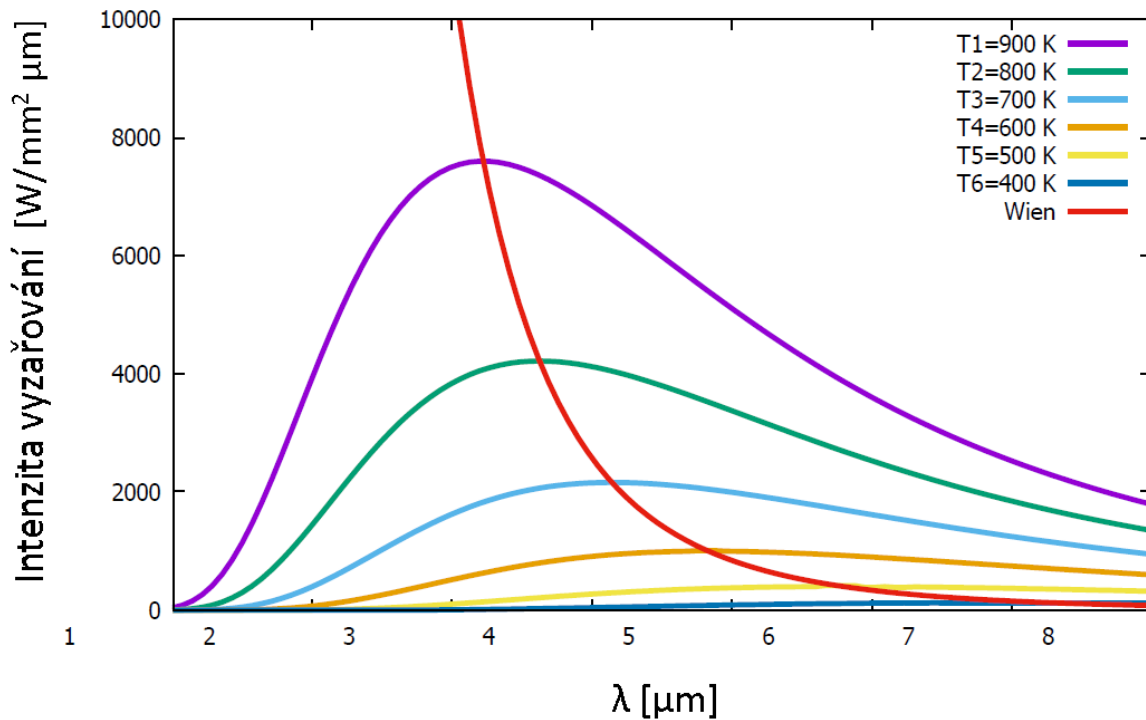
c - rychlost světla ve vakuu $2,998 \times 10^8$ m/s

λ - vlnová délka

k - Boltzmanova konstanta $1,381 \times 10^{-23}$ J/k

T - termodynamická teplota

Vyjadřuje závislost intenzity záření na frekvenci. Čím vyšší je teplota absolutně černého tělesa, tím více vyzařuje na každé vlnové délce. Planckovo vyzařování má maximální intenzitu na konkrétní vlnové délce, která závisí na teplotě. Kupříkladu při pokojové teplotě (~ 300 K) těleso vyzařuje převážně v infračerveném spektru a je mimo viditelné spektrum. Při vyšších teplotách se intenzita záření zvyšuje a můžeme jí vnímat jako teplo. Zároveň se posunuje ke kratším vlnovým délkám (Wienův posunovací zákon viz 3.2.3), takže těleso můžeme vidět svítit červeně při teplotě (~ 900 K). Při ještě vyšších teplotách těleso mění barvu na žlutou a vyzařuje výrazné množství krátko vlnného záření včetně ultrafialového. Slunce s teplotou okolo 6000 K emituje velké množství ultrafialového i infračerveného záření a jeho maximální vyzařování je ve viditelném spektru.



Obr. 3.1 Planckův vyzařovací zákon
(program pro výpočet obr. 3.1 je uveden v příloze 1)

Integrací Planckova zákona a zahrnutím emisivity do vztahu získáme intenzitu záření pro jakýkoliv zdroj záření v definovaném spektru vlnových délek od λ_1 do λ_2

$$M = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon_{\lambda} \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 [\exp(\frac{hc}{\lambda kT}) - 1]} d\lambda \quad (3.5)$$

3.2.3. Wienův posunovací zákon [1] [4]

Wienův posunovací zákon popisuje záření absolutně černého tělesa a konstatuje že maximální energie je vyzařovaná na vlnové délce λ_{\max} , která se s rostoucí termodynamickou teplotou posunuje ke kratším vlnovým délkám resp. k vyšším frekvencím. Tento jev je viditelný na obrázku 3.1. Poloha maxima λ_{\max} ve spektru umožňuje určit teplotu zdroje záření. Díky tomu mohla být určena povrchová teplota slunce, která je asi 5800K. Znalost Wienova posuvu je důležitá pro správnou volbu čidla dle rozsahu měřených teplot.

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (3.6)$$

kde

b - Wienova konstanta ($b=2,898 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$)

T- termodynamická teplota tělesa

3.2.4. Stefan-Boltzmanův zákon [1] [4]

Stefan-Boltzmanův zákon popisuje celkovou intenzitu záření absolutně černého tělesa v závislosti na teplotě v celém rozsahu vlnových délek. Konkrétně definuje, že maximální vyzářená energie z povrchu absolutně černého tělesa je úměrná čtvrté mocnině jeho termodynamické teploty. Znalost Stefan-Boltzmanova zákona je podstatná pro spektrálně neselektivní pyrometry.

$$M_{\text{bb}} = \sigma \cdot T^4, \quad (3.7)$$

kde

σ - Stefan-Boltzmanova konstanta ($\sigma=5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$)

T- termodynamická teplota

3.2.5. Lambertův zákon [1]

Lambertův nebo kosinův zákon vyjadřuje, že zář ideálního plošného zdroje záření je stejná ve všech směrech. Příмым důsledkem tohoto zákona je závislost zářivosti na úhlu, který svírá směr pozorování s normálou k rovině zdroje.

$$I_{\varphi} = I_n \cdot \cos \varphi \quad (3.8)$$

Tělesa, chovající se podle tohoto zákona, se nazývají kosinové zářiče. Pro kosinový zářič platí pro záření do poloprostoru vztah

$$L_{0\lambda} = \frac{1}{\Omega_0 \pi} M_{0\lambda}, \quad (3.9)$$

kde

Ω - elementární prostorový úhel (sr)

Pro reálná tělesa platí Lambertův zákon v omezeném úhlu.

4. Detektory (senzory) teploty

4.1. Rozdělení bezdotykových snímačů teploty [11]

Dle interakce dopadajících fotonů s materiálem:

- Kvantové (působením dopadajících fotonů dojde ke generaci párů elektron – díra)
 - Fotorezistor
 - Fotodioda
 - Fototranzistor
- Tepelné (při absorpci fotonů dochází k oteplení citlivé části detektoru a pohlcená energie se vyhodnocuje nepřímo)
 - Termoelektrické (změna napětí vlivem rozdílu teplot mezi měřícím spojem a srovnávacím spojem)
 - Bolometrické (změna elektrického odporu elementu detektoru na základě změny jeho teploty)
 - Pyroelektrické (pyroelektrický jev - změna spontánní polarizace při změně teploty)

Dle transformace signálu:

- Aktivní (působením teploty se chovají jako zdroj elektrické energie)
- Pasivní (je nutné elektrické napájení pro transformaci teploty na jinou fyzikální veličinu)

4.2. Pyrometry

Pyrometry jsou všechny bezkontaktní přístroje, které zachycují a měří termální radiaci emitovanou zkoumaným objektem s cílem zjistit teplotu zkoumaného povrchu.



obr 4.1 různé druhy IČ teploměrů [10]

4.2.1. Dělení pyrometrů [11]

Dle způsobu detekce záření:

Subjektivní - detektorem záření je lidské oko (jasové a barvové pyrometry)

Objektivní – záření je detekováno selektivními (například Si, Ge) nebo neselektivními (bolometrické, termoelektrické, pyroelektrické) detektory záření

Dle využití spektrální oblasti záření:

Monochromatické – pracují se zářením jedné nebo dvou vlnových délek

Pásmové – pracují se zářením v širším pásmu vlnových délek

Úhrnné – pracují se zářením v celém pásmu vlnových délek

4.2.2. Úhrnné (širokopásmové) pyrometry [1]

Konstrukčně jsou tyto přístroje nejlevnější a nejjednodušší. Jsou to měřicí přístroje, které měří teplotu dle Stefan-Boltzmanova zákona (3.7) tj. vyhodnocují tepelné záření v celém spektru vlnových délek. Záření z objektu se na detektor zaostřuje soustavou čoček z materiálů se širokým spektrem propustnosti nebo zrcadlem se širokým spektrem odrazivosti. Vzhledem k tomu, že ani spektrální pohltivost detektoru není ideální, dochází u technické realizace ke spektrálnímu omezení. Úhrnné pyrometry se používají pro měření objektů, jejichž vlastnosti se blíží vlastnostem černého tělesa ($\epsilon \sim 1$). Jedná se například o měření

teploty v pecích s využitím polo uzavřené keramické trubice. Ta je do pece vložena uzavřeným koncem dovnitř a na dno trubice se poté zaměří pyrometr.

$$T_s = T_c \sqrt[4]{\frac{1}{\varepsilon}}, \quad (3.10)$$

kde

T_s - Skutečná teplota

T_c - Teplota černého tělesa, při níž je záře stejná, jako záře měřeného tělesa

4.2.3. Monochromatické pyrometry [1]

Někdy se označují jako úzko pásmové. Monochromatický pyrometr je spektrálně selektivní pyrometr založený na závislosti spektrálního vyzařování tělesa při dané vlnové délce a teplotě. Při nekonečně úzké šířce vlnového pásma, tj. pro diskrétní hodnotu vlnové délky, platí Planckův zákon (3.4). Ve skutečnosti nelze vyrobit zcela monochromatický pyrometr, takže tyto pyrometry měří ve velmi úzkém pásmu vlnových délek. Oblast vlnových délek, ve které monochromatický pyrometr pracuje, je daná spektrální citlivostí kvantového detektoru, spektrální propustností optiky a spektrální propustností interferenčních filtrů, které zajistí monochromatické měření teploty.

4.2.4. Pásmové pyrometry [1]

Pásmové pyrometry jsou spektrálně selektivní pyrometry, měřící teplotu prostřednictvím záření v úzkém pásmu vlnových délek. Taková širší pásma může být od 10nm až do jednotek μm a je určena spektrální citlivostí kvantového detektoru záření, spektrální propustností optiky a optických filtrů, spektrální odrazivostí zrcadel, jak u kvantových tak u tepelných detektorů záření. Pokud je pásmo vlnových délek široké (více než 50% celého pásma), lze pro výpočet použít Stefan-Boltzmannův zákon (3.7). Tyto pyrometry lze používat v prostředí, které absorbuje určité vlnové délky záření. Proto jsou tyto pyrometry vhodné pro práci např. ve slévárnách kde je atmosféra znečištěna CO_2 , vodní párou a dalšími zplodinami.

4.2.5. Poměrové pyrometry [1]

Poměrové pyrometry jsou spektrálně selektivní pyrometry, které vyhodnocují teplotu objektu na základě záře ve dvou různých vlnových délkách - vypočítávají jejich poměr, který je funkcí teploty objektu. Z Planckova zákona plyne, že poměr září je jednoznačný a pro

každou teplotu jiný. Výhodou poměrového pyrometru je, že eliminuje chyby v důsledku emisivity a absorpce záření. Měřící princip bude nezávislý na hodnotě emisivity měřeného povrchu pouze tehdy, bude-li hodnota emisivity pro obě vlnové délky stejná. Tyto pyrometry se využívají například k měření proudu roztaveného železa nebo měření teploty sváru při indukčním svařování. Pro zmenšení nejistoty měření vlivem závislosti $\varepsilon=f(\lambda)$ a tím omezit i vliv různých hodnot emisivity pro obě vlnové délky, lze použít třípásmový pyrometr.

4.2.6. Pyrometry s automatickou korekcí teploty [1]

Kromě poměrových a vícepásmových pyrometrů, lze použít principy umožňující měření teploty bez znalosti emisivity povrchu měřeného objektu. Jedním z těchto principů je měření monochromatickým pyrometrem, a to střídavé měření záře měřeného objektu a záře měřeného objektu ozářeného laserem s přesně danou září. Laser tvoří součást pyrometru a pro výpočet emisivity platí:

$$\varepsilon = 1 - \frac{L_{\lambda 2} - L_{\lambda 1}}{2L_L}, \quad (3.11)$$

kde

$L_{\lambda 1}$ - Zář registrovaná pyrometrem při vypnutém laseru

$L_{\lambda 2}$ - Zář registrovaná pyrometrem při zapnutém laseru

$L_{\lambda L}$ - Zář samotného laseru registrovaná pyrometrem

4.2.7. Pyrometry založené na vláknové optice [1]

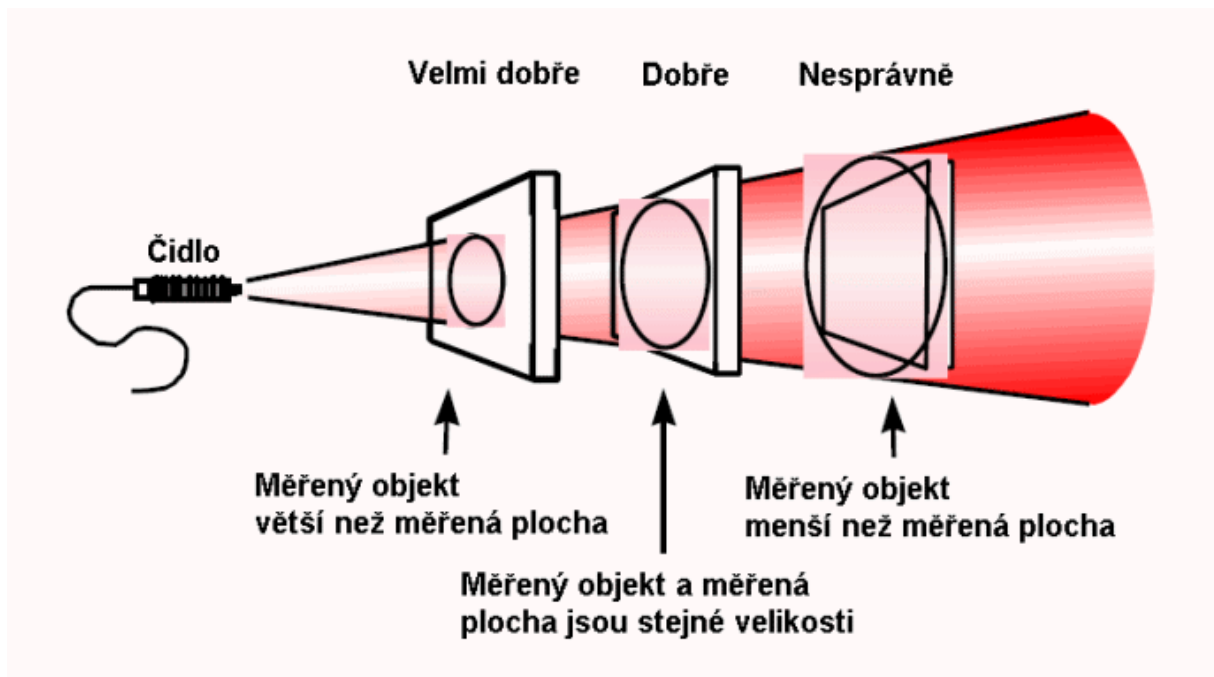
Tyto pyrometry využívají optické vlnovody, což jsou zařízení k vedení elektromagnetických vln o vysokých frekvencích. Využívají se tam, kde není možno zajistit přímočarou viditelnost detektoru a měřené plochy. Například z důvodu malého prostoru, vysoké nebo nízké teploty, vysoké absorpce prostředí (pára, plyny, prach), explozivního prostředí (vlnovody nevedou elektrický proud), silného elektromagnetického pole (indukční ohřevy), radioaktivního záření nebo chemicky agresivního prostředí.

IR vlnovody můžeme rozdělit do kategorií, které se používají podle rozsahu vlnových délek:

- skleněná optická vlákna
- krystalická optická vlákna
- dutinové vlnovody

4.2.8. Měření pyrometrem

Při měření optický systém infračervených teploměrů zachycuje infračervenou energii vyzařovanou z kruhové měřené plochy a soustřeďuje ji na detektor. Měřený objekt musí úplně vyplňovat tuto měřenou plochu, jinak teploměr "vidí" jiné teplotní vyzařování z pozadí, což má za následek nepřesnost naměřených hodnot viz obr. 4.2. Je důležité sledovat parametr udávaný výrobcem, který se označuje jako **optická charakteristika** (značí se většinou jako $D : S$) a dává odpověď na otázku, z jaké vzdálenosti lze teplotu měřit. Hodnota $D : S$ znamená, že teplotu plochy o průměru S je možné měřit ze vzdálenosti D . Optická charakteristika běžných teploměrů mívá hodnotu přibližně od $3 : 1$ do $80 : 1$. Takže při charakteristice detektoru $10 : 1$ se může měřit teplota plochy tělesa o průměru například 10cm ze vzdálenosti 100cm. Pro zachování co nejlepší přesnosti je vhodné, aby – pokud je to možné – teplota byla měřena z menší vzdálenosti, než je maximální možná. [8], [10]



obr 4.2. [8]

4.2.9. Kalibrace IČ teploměrů

Asi nejlepší metodou pro kalibraci je metoda použití simulátoru absolutně černého tělesa (viz obr 4.3). Těleso představuje izotermicky zahřátá dutina s relativně malým otvorem, na který je zaměřen radiační teploměr. Vlastnosti simulátoru se blíží vlastnostem absolutně černého tělesa. Jako teplotní reference může být použit odporový teploměr uvnitř dutiny nebo standardní termočlánek. Lze použít i referenční pyrometr, o němž musíme vědět, že je přesně

nakalibrován. Podle něj se seřizuje výstup kalibrovaného přístroje, dokud nejsou oba výstupy shodné. Pro teploty do 260 °C lze kalibrovat radiální termometr tak, že na povrch měřeného objektu připevníme černou maskovací pásku. Na termometr přednastavíme hodnotu emisivity 0,95 a změříme teplotu povrchu pásky. Po ustálení teplotní rovnováhy pásku sejmeme a změříme povrch již samotného předmětu. Celkový rozdíl mezi odečtenými hodnotami nám určuje aktuální emisivitu předmětu. Této metodě říkáme „kalibrace experimentem“. U spousty přístrojů lze kalibraci nastavovat. Kalibrovat lze také pomocí tabulkových hodnot emisivity, jež byly stanoveny pomocí pyrometru nasměrovaného kolmo k měřenému povrchu. Důležité je si také uvědomit, že pokud měříme teplotu objektu pyrometrem např. skrz okno, nesmíme zapomenout provést korekci na ztráty energie způsobené odrazem od dvou povrchů okna a zároveň i absorpcí materiálu okna. [14]



obr 4.3. [15]

5. Teoretické výpočty emisivity neprůhledných materiálů

K těmto výpočtům musíme zavést pojem komplexní index lomu, který je vždy závislý na vlnové délce a udává se jako

$$\bar{n}_\lambda = n_\lambda - ik_\lambda, \quad (5.1)$$

kde

n_λ - reálná část indexu lomu

k_λ - imaginární (útlumová) část indexu lomu

5.1. Dielektrika

Materiál nazýváme dielektrikem, pokud neobsahuje volné náboje. Komplexní index lomu dielektrik je udán pouze reálnou částí: $\bar{n}_\lambda = n_\lambda$ a $k=0$ (ideální dielektrikum) nebo je velmi malé u reálných dielektrik.

Emisivita neprůhledných materiálů plyne ze vztahu

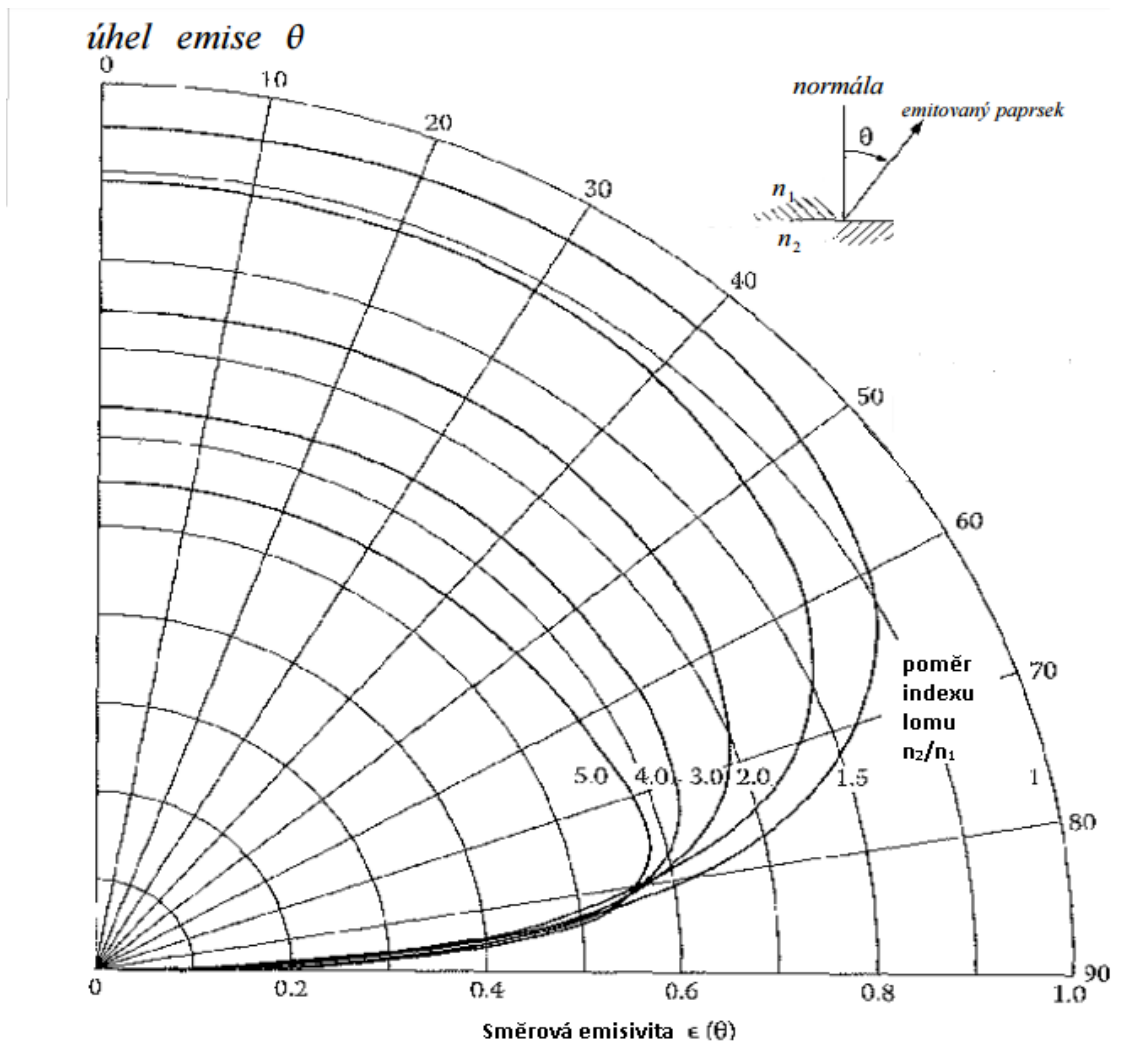
$$\varepsilon(\theta) = 1 - \rho(\theta). \quad (5.2)$$

Odrazivost ρ lze pak určit z Fresnelových vztahů. Pro kolmý dopad z prostředí o indexu lomu n_1 do prostředí o indexu lomu n_2 platí

$$\rho = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2. \quad (5.3)$$

Pro úhly jiné než normálový ($\theta = 0$) je nutno použít komplexnější vztahy.

Směrová emisivita je funkcí indexu lomu emitujícího tělesa n_2 a indexu lomu jeho okolí n_1 . Na obr. 5.1 je uvedena závislost směrové spektrální emisivity na úhlu θ a pro různé poměry n_2/n_1 , kde $n_2 > n_1$. Pokud je $n_2 < n_1$ existuje limitní úhel, kde dopadající záření pod vyšším úhlem je totálně odraženo. Když počítáme $\rho(\theta)$ pro dopadající záření ve vzduchu ($n_1=1$) tak se poměr n_2/n_1 redukuje pouze na index lomu materiálu, na který záření dopadá - případ z obrázku 5.1. Pro $n_2/n_1 = 1$ je emisivita 1 (případ černého tělesa) a její křivka je kruhová s poloměrem 1. Se zvětšujícím se poměrem n_2/n_1 křivky zůstávají prakticky kruhové až do $\theta = 70^\circ$ a pak rychle klesají k nule na $\theta = 90^\circ$. Tedy, dielektrické materiály špatně emitují do velkých úhlů od normály k povrchu. Pro úhly menší než 70° je emisivita poměrně vysoká. Tím pádem z hemisférického hlediska jsou dielektrika dobré zářiče. Předpoklad pro použití Maxwellových rovnic omezuje tyto poznatky na vlnové délky delší, než viditelné spektrum, což bylo ověřeno experimentálními měřeními.



obr 5.1 [13]

5.2. Kovy

V předchozí kapitole byla popsána perfektní dielektrika, kde pro prostupující záření není útlum ($k=0$). Materiál je perfektně průhledný, kromě odrazů na rozhraní prostředí. V reálných dielektrících útlum je, takže k není nulové, přesto je velmi malý. Kovy mají obvykle vysokou absorpci, to znamená, že útlumový koeficient k je vysoký.

Průchod elektromagnetické vlny nekonečným médium, které utlumuje, je řízen stejnými vztahy jako v médium, které netlumí, pokud index lomu n nahradíme komplexním indexem lomu \bar{n} . Například Snellův zákon lomu dostává tvar

$$\frac{\sin \theta}{\sin \theta'} = \frac{\bar{n}_1}{\bar{n}_2} = \frac{n_1 - ik_1}{n_2 - ik_2} \quad (5.4)$$

Pro záření dopadající ze vzduchu na materiál s $\bar{n} = n - ik$, jsou dvě polarizované složky odrazivosti vyjádřeny vztahy převzatými z [7]:

$$p_{\parallel}(\theta) = \frac{(p - \sin\theta_1 \tan\theta_1)^2 + q^2}{(p + \sin\theta_1 \tan\theta_1)^2 + q^2} p_{\perp} \quad (5.5)$$

$$p_{\perp}(\theta) = \frac{(\cos\theta_1 - p)^2 + q^2}{(\cos\theta_1 + p)^2 + q^2}, \quad (5.6)$$

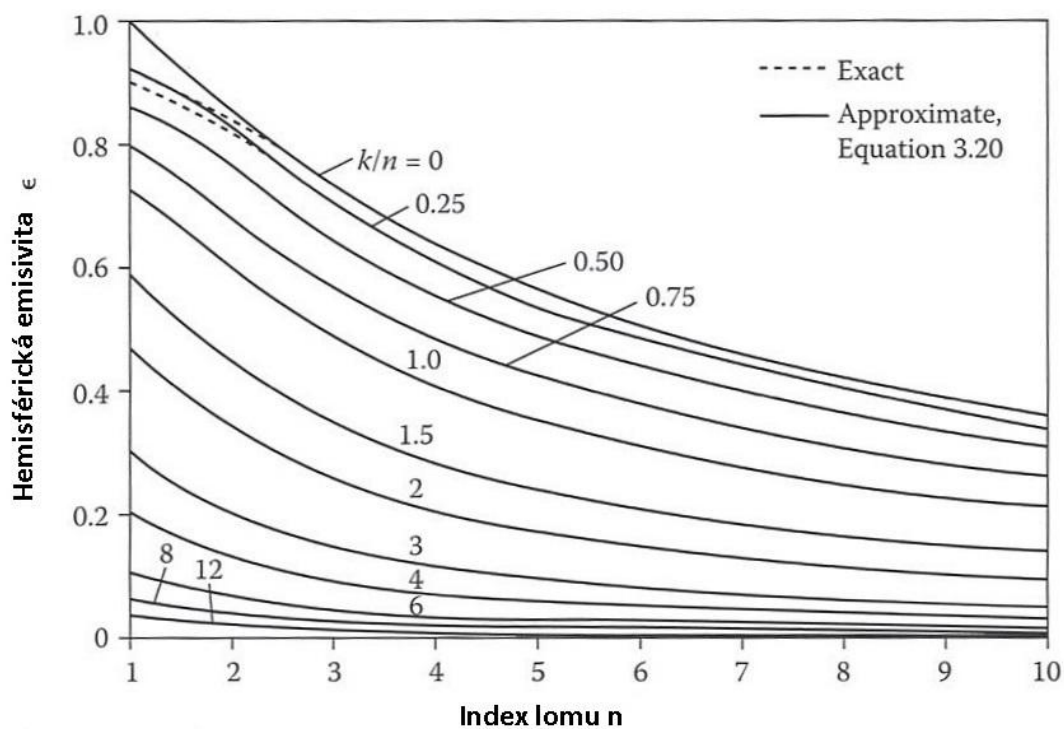
kde

$$p^2 = \frac{1}{2} [\sqrt{(n^2 - k^2 - \sin^2\theta_1)^2 + 4n^2k^2} + (n^2 - k^2 - \sin^2\theta_1)] \quad (5.7)$$

$$q^2 = \frac{1}{2} [\sqrt{(n^2 - k^2 - \sin^2\theta_1)^2 + 4n^2k^2} - (n^2 - k^2 - \sin^2\theta_1)] \quad (5.8)$$

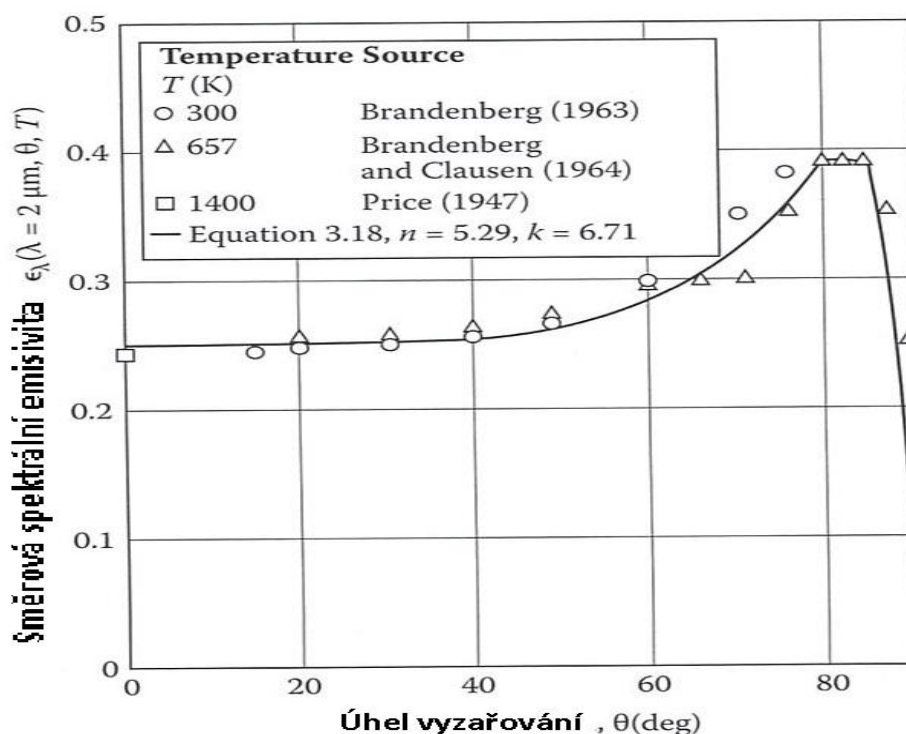
Pro odrazivost v normálovém směru platí rovněž vztah 5.3.

Na obrázku 5.2 jsou výsledky pro $n \geq 1$ jako funkce n a funkce k/n na obrázku můžeme vidět, jak hemisférická emisivita klesá, když se oba koeficienty n a k zvyšují.



obr 5.2 [13]

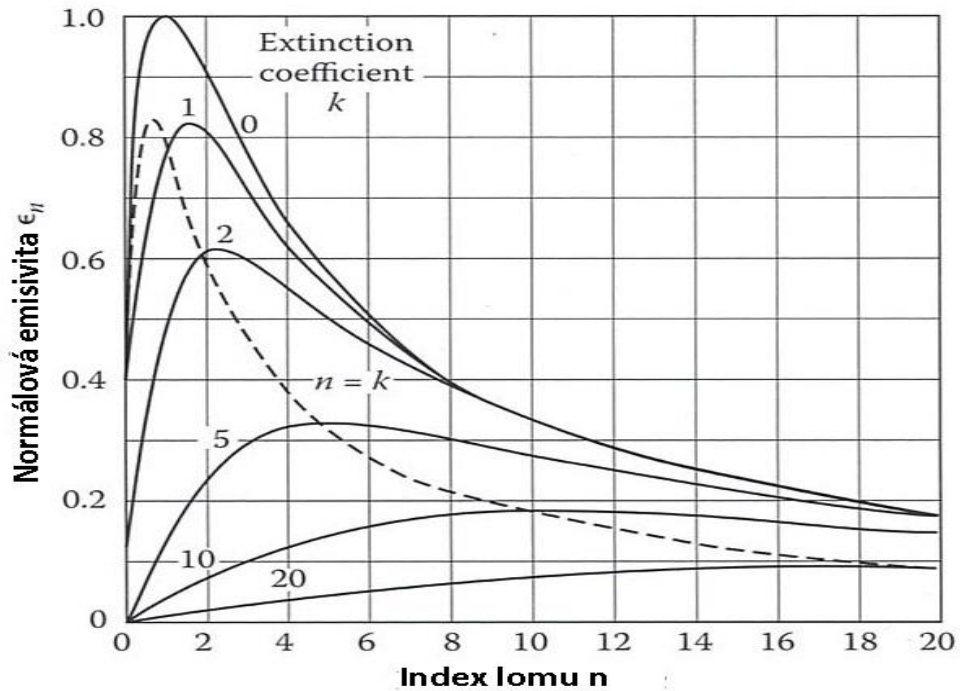
Pro kovy je emisivita v podstatě konstantní přibližně do 50° od normály, poté se zvýší na maximum, kromě pár stupňů před tangentou k povrchu. Tuto charakteristiku můžeme vidět na obrázku 5.3 převzatém z [13], kde je závislost emisivity na úhlu pro hladkou platinu na vlnové délce $\lambda=2\mu\text{m}$ a koeficienty $n=5,29$ a $k=6,71$. Na tomto obrázku je také porovnání několika experimentálními měřeními a vidíme, že teoretický předpoklad průběhu křivky je správný. Tato úhlová závislost pro emisivitu kovů je v kontrastu s charakteristikou dielektrik, u nichž emisivita podstatně klesá pro úhly větší než 70° od normály k povrchu.



obr 5.3

Normálová emisivita pro kovy i utlumující dielektrika do vzduchu může být vypočtena ze vztahu 5.9 jako funkce n a k .

$$\epsilon_n = \frac{4n}{(n+1)^2 + k^2} \quad (5.9)$$



obr 5.3 [13]

Pro leštěné materiály, u kterých je normálová emisivita menší než 0,5 je hemisférická emisivita obvykle větší než normálová, kvůli zvýšení emisivity ve směru blízkém tangenciále k povrchu, jak je patrné z obrázku 5.3.

V tabulce 5.1 je normálová spektrální reflexivita porovnána s měřenými hodnotami. Vlnová délka $\lambda=0,589\mu\text{m}$ je použita kvůli porovnání, protože některá data jsou získána pomocí sodíkové lampy, která vyzařuje na této vlnové délce. Porovnání teoretických hodnot a naměřených je více rozdílné pro $\lambda=0,589\mu\text{m}$, než pro $\lambda=10\mu\text{m}$ vzhledem k tomu, že první vlnová délka je ve viditelném spektru, kde díky kratším vlnovým délkám začíná být elektromagnetická teorie méně nepřesná.

Koeficient k lze také využít k získání spektrální absorpce, která je s koeficientem k spojena vztahem

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad (5.10)$$

Tabulka 5.1 Optické vlastnosti a normálová spektrální reflexivita vybraných materiálů [13]

T=300 K; $\lambda=0,589\mu\text{m}$ a $10\mu\text{m}$; teoretický výpočet dostaneme ze vztahu 5.9 a 5.2.

Materiál	Index lomu n	Útlumový koeficient k	Normálová spektrální reflexivita (teoreticky)	Normálová spektrální reflexivita (měřená)
Hliník 0,589 μm	1,15	7,147	0,917	0,91
Hliník 10 μm	25,4	90,0	0,988	0,988
Železo 0,589 μm	2,80	3,34	0,562	0,517
Železo 10 μm	6,34	28,2	0,970	0,953
Stříbro 0,589 μm	0,26	3,96	0,940	0,95
Stříbro 10 μm	8,22	79	0,995	0,995

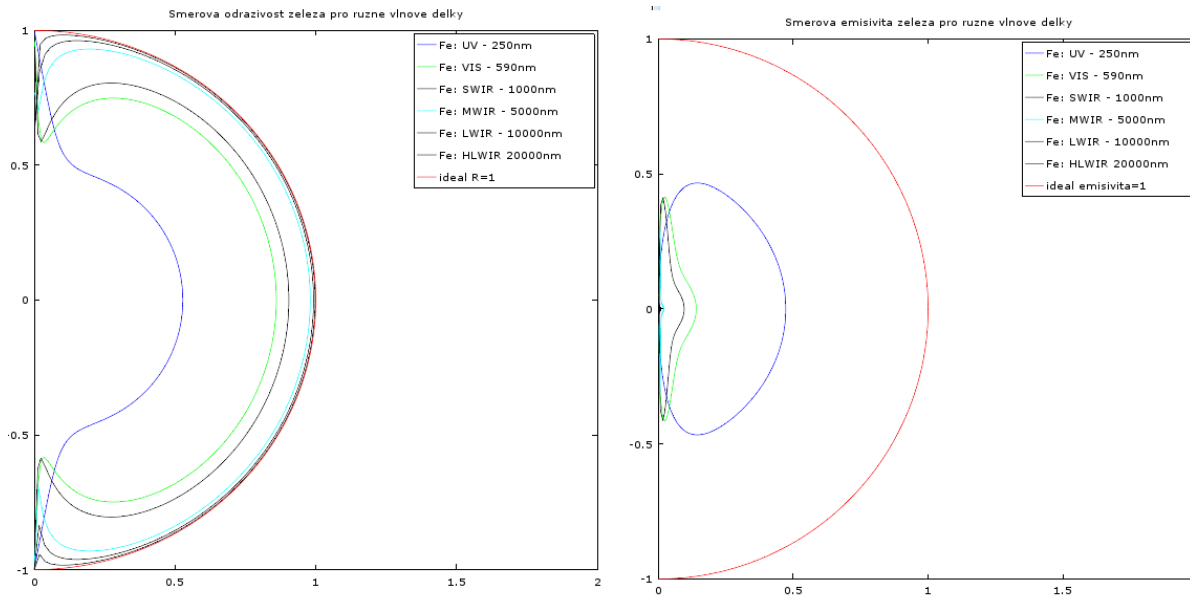
5.3. Teoretické výpočty emisivity vybraných materiálů

Na obrázku 5.4 je směrová odrazivost a směrová emisivita železa pro různé vlnové délky.

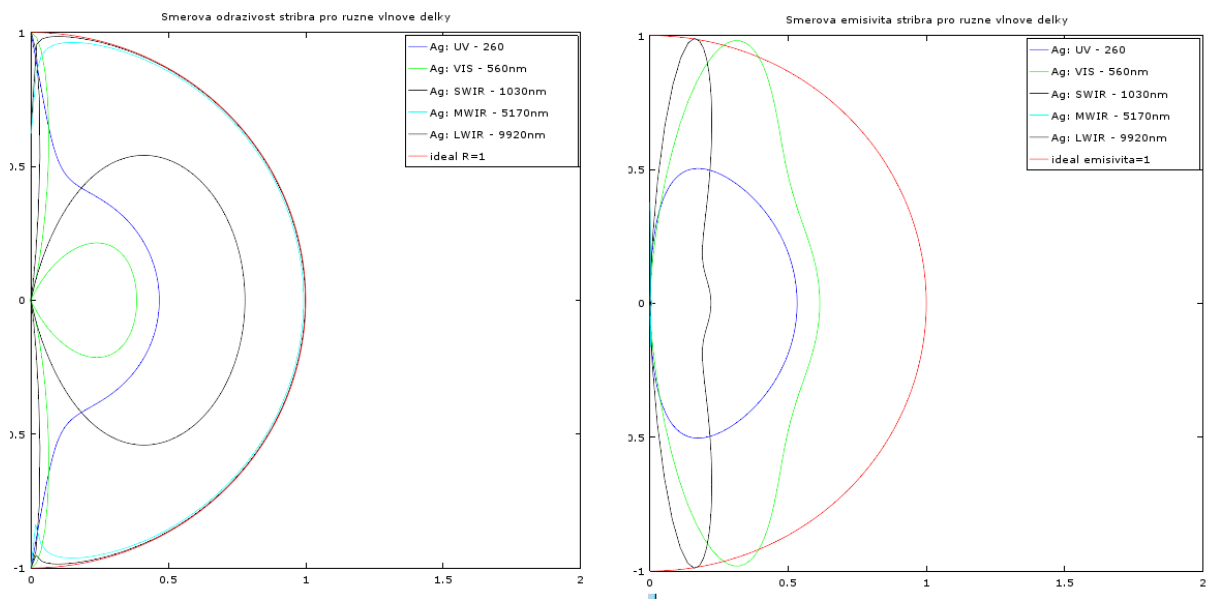
Na obrázku 5.5 je směrová odrazivost a směrová emisivita železa pro různé vlnové délky.

Ve výpočtu byly použity vztahy 5.5 až 5.8.

Programy k následujícím výpočtům jsou uvedeny v příloze2 a příloze3.



obr. 5.4



obr. 5.5

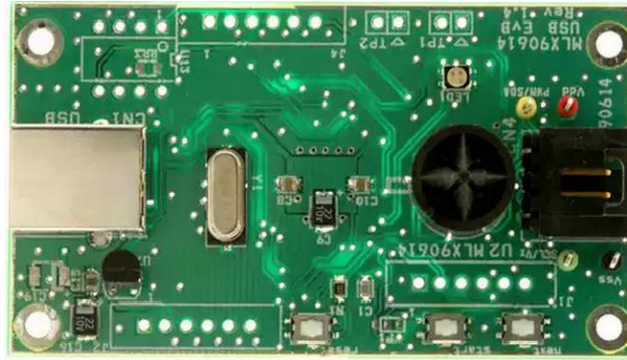
6. Praktická měření

Motivací ke vzniku této práce byl zájem firmy Holík, která vyrábí ochranné rukavice pro hasiče a záchranáře, vytvořit rukavici, na které by byl umístěn bezkontaktní detektor teploty s diodovým indikátorem, jenž by přibližně zobrazoval teplotu.

Vlastním měřením jsem zkoumal nejprve 4 detektory, z nichž jsem později vybral jeden pro další měření. Detektory a základní desku pro propojení s PC zakoupila firma Pramacom, která také zapůjčila další přístroje potřebné k měření včetně dvou modelů černých těles a kontaktních měřidel.

6.1. Použité detektory

V této kapitole jsou prezentovány vlastnosti (charakteristiky) použitých detektorů, které jsem měl k dispozici z rodiny MLX 90614. Všechny detektory byly připojeny na základní desku EVB90614-ND - obr 6.13, která byla propojena s počítačem pomocí konfiguračního programu MLXCrit, jehož ukázka je na obr. 6.12. U všech těchto měření byl použit jako referenční zdroj teploty model absolutně černého tělesa firmy HGH - DCN 1000. Emisivita nastavená na detektoru byla $\varepsilon=1$. Uspořádání použité při měření je na obr. 6.10.



obr 6.13 - základní deska EVB90614-ND

6.1.1. MLX 90614 ESF-DCH-000-TU-ND

Parametry udány výrobcem [12]:

Rozsah pracovních teplot: -40°C až 85°C

Rozsah měřitelných teplot: -70°C až 380°C

Přesnost nejvyšší (nejmenší): $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$ ($\pm 4^{\circ}\text{C}$)*

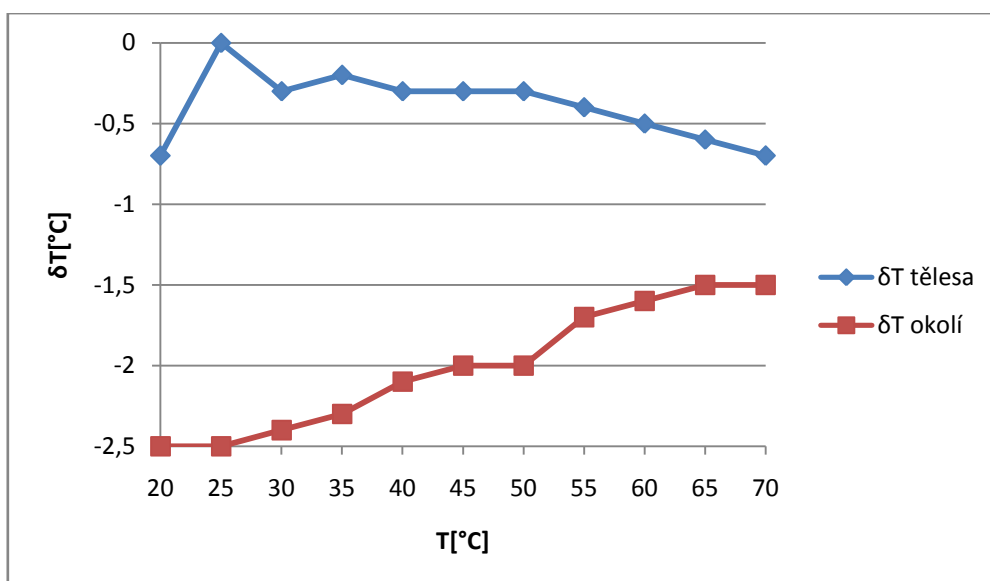
*Testováno při měření: 0°C až 60°C (120°C až 380°C)



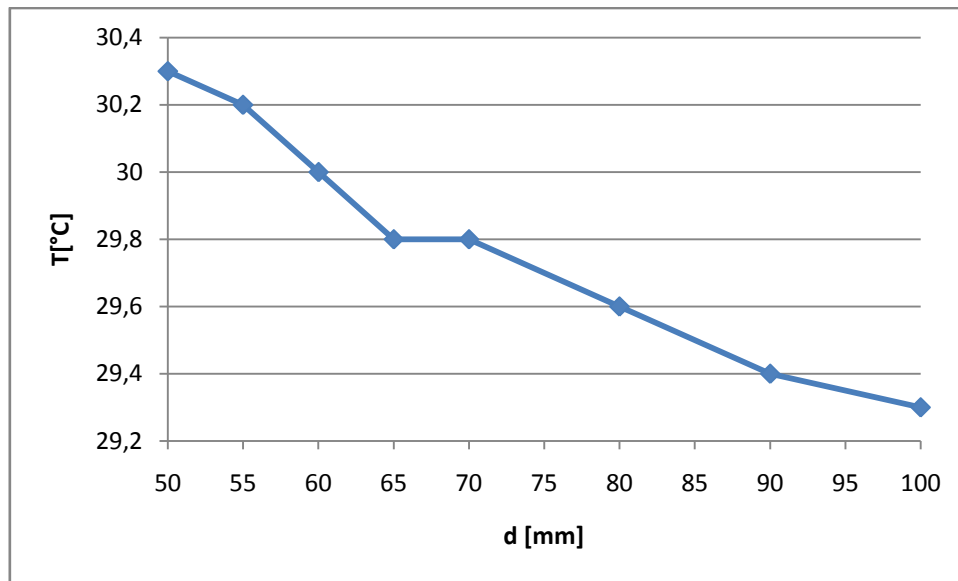
Měřené hodnoty

Na obr 6.1 vidíme teplotní rozdíly teplot (δT) tělesa (okolí) mezi teplotami naměřenými detektorem a teplotami nastavenými (zobrazenými) na modelu černého tělesa firmy HGH pro různé teploty. Měření proběhlo ze vzdálenosti $d=50$ milimetrů.

Na obr 6.2 lze vidět změnu měřené teploty se zvyšující se vzdáleností (d) detektoru od modelu černého tělesa. Model černého tělesa měl teplotu 35°C .



obr 6.1 Rozdíly teplot



obr 6.2 Závislost na vzdálenosti

6.1.2. MLX 90614 ESF-BCI-000-TU-ND

Parametry udány výrobcem [12]:

Rozsah pracovních teplot: -40°C až 85°C

Rozsah měřitelných teplot: -70°C až 380°C

Přesnost nejvyšší (nejmenší): $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$ ($\pm 4^{\circ}\text{C}$)*

*Testováno při měření: 0°C až 60°C (120°C až 380°C)



Měřené hodnoty

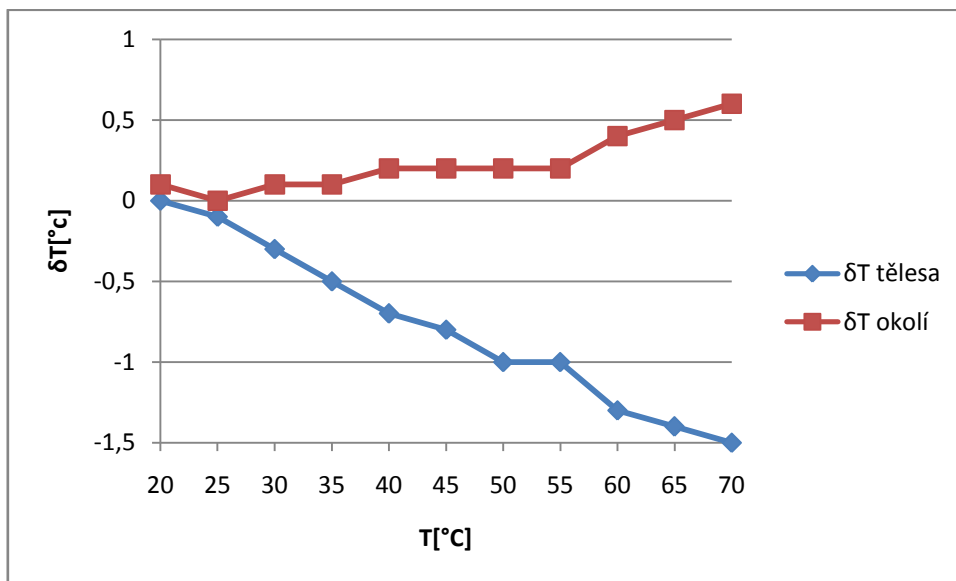
Na obr 6.3 vidíme teplotní rozdíly teplot (δT) tělesa (okolí) mezi teplotami naměřenými detektorem a teplotami nastavenými (zobrazenými) na modelu černého tělesa firmy HGH pro různé teploty. Měření proběhlo ze vzdálenosti $d=50$ milimetrů.

Na obr 6.4 lze vidět změnu měřené teploty se zvyšující se vzdáleností (d) detektoru od modelu černého tělesa. Model černého tělesa měl teplotu 30°C .

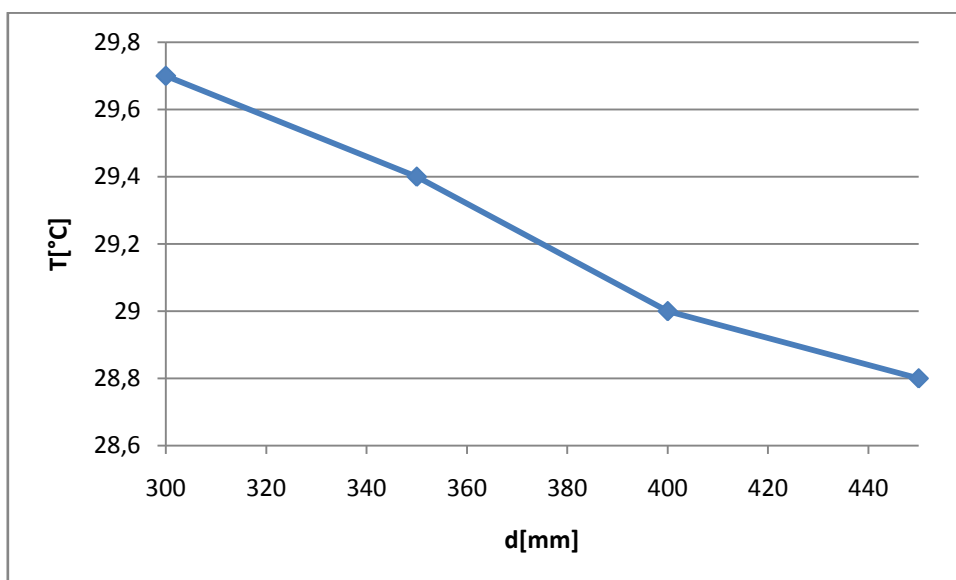
Tento detektor byl díky svým parametrům vybrán jako nejlepší k dalšímu měření a to především díky svému malému aperturnímu úhlu, díky němuž může měřit malou plošku na větší vzdálenost. Měřením bylo dokázáno, že ze vzdálenosti 500 milimetrů měří zář z plochy přibližně 35×35 milimetrů to znamená, že optická charakteristika $D : S$ tohoto detektoru je přibližně $14 : 1$ viz kapitola 4.2.8.

U tohoto detektoru byla ověřena přesnost měření i pro vyšší teploty pomocí modelu černého tělesa firmy Infranet, který lze zahřát až na 500°C. Měření proběhlo ze vzdálenosti $d=50$ milimetrů. Uspořádání použité k měření je na obr. 6.11.

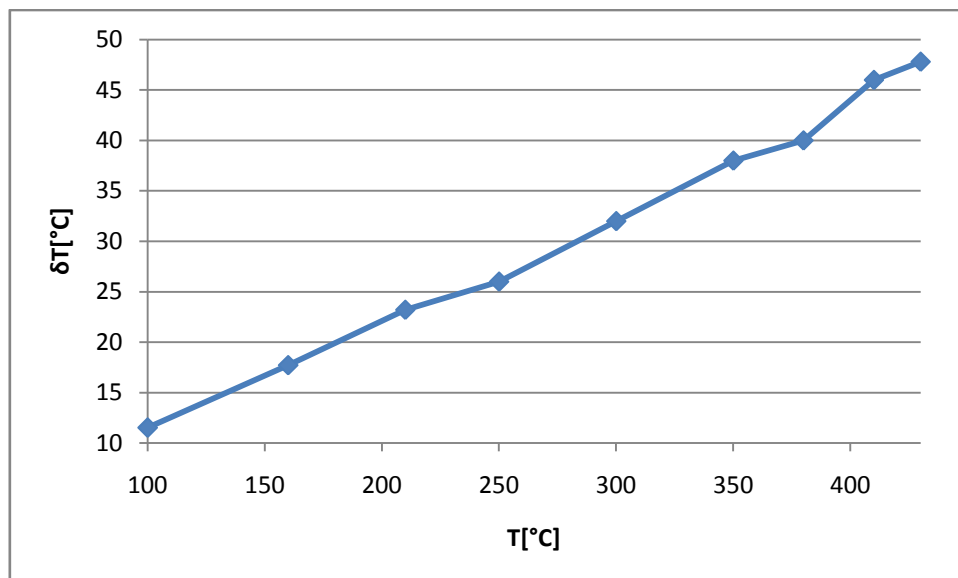
Na obr 6.5 můžeme vidět rozdíly teplot δT mezi teplotou naměřenou detektorem a teplotou nastaveném na modelu černého tělesa pro různé teploty. Ukázalo se, že se hodnoty při vyšších teplotách podstatně liší, avšak jsou mezi sebou stále přibližně ve stejném poměru, tím pádem by bylo možné zařízení snadno upravit pro správnou funkci.



obr 6.3 Rozdíly teplot



obr 6.4 Závislost na vzdálenosti



obr 6.5 Rozdíly teplot

6.1.3. MLX 90614 KSF-ABA-000-TU-ND

Parametry udány výrobcem [12]:

Rozsah pracovních teplot: -40°C až 125°C

Rozsah měřitelných teplot: -70°C až 380°C

Přesnost nejvyšší (nejmenší): $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$ ($\pm 4^{\circ}\text{C}$)*

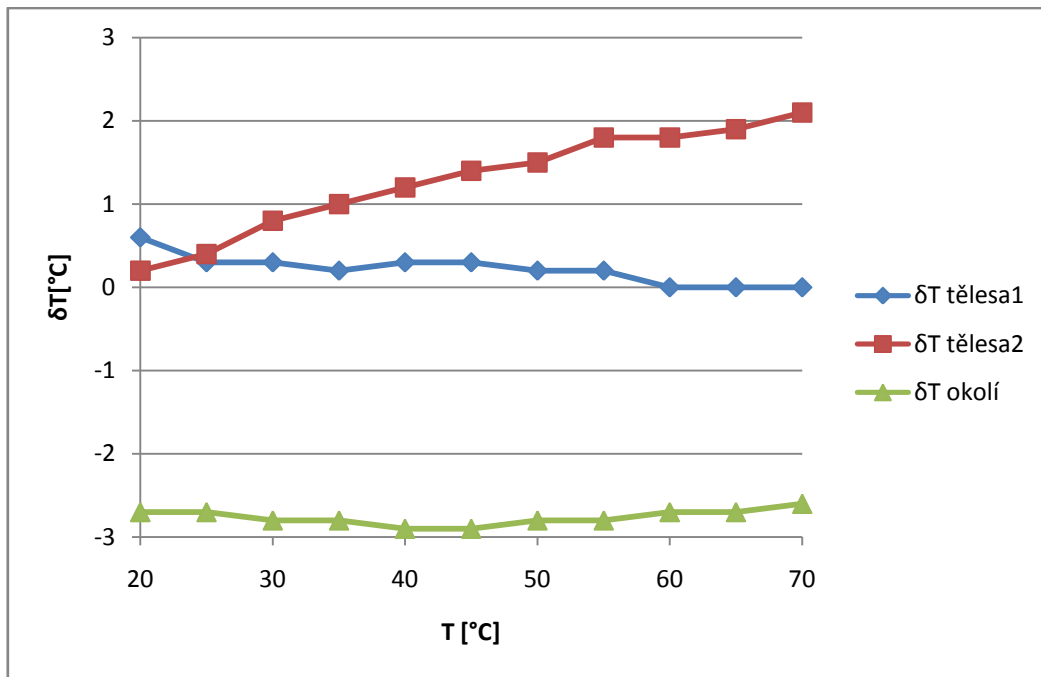
*Testováno při měření: 0°C až 60°C (240°C až 380°C)



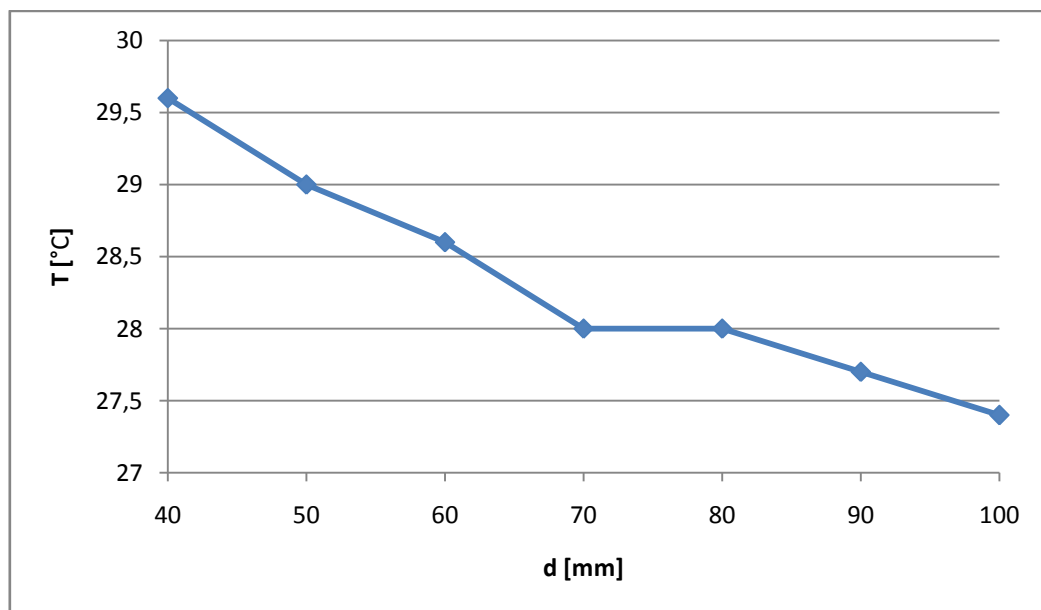
Měřené hodnoty

Na obr 6.6 vidíme teplotní rozdíly teplot (δT) tělesa (okolí) mezi teplotami naměřenými detektorem a teplotami nastavenými (zobrazenými) na modelu černého tělesa firmy HGH pro různé teploty. Teplota tělesa se v grafu vyskytuje dvakrát, protože tento detektor obsahuje dvě čidla (dual zone). Měření proběhlo ze vzdálenosti $d=40$ milimetrů.

Na obr 6.7 lze vidět změnu měřené teploty se zvyšující se vzdáleností (d) detektoru od modelu černého tělesa. Model černého tělesa měl teplotu 30°C .



obr 6.6 Rozdíly teplot



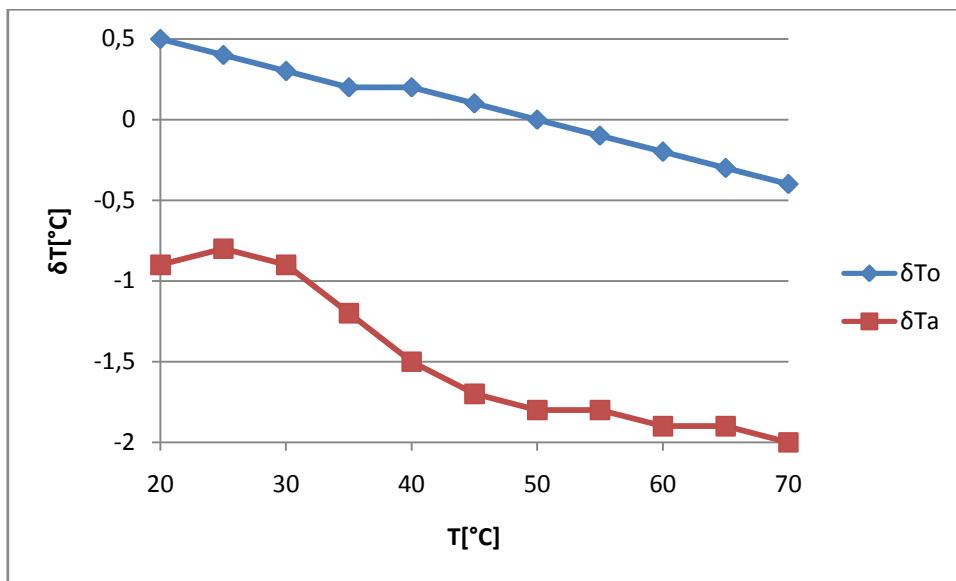
obr 6.7 Závislost na vzdálenosti

6.1.4. EVB 90614-ND

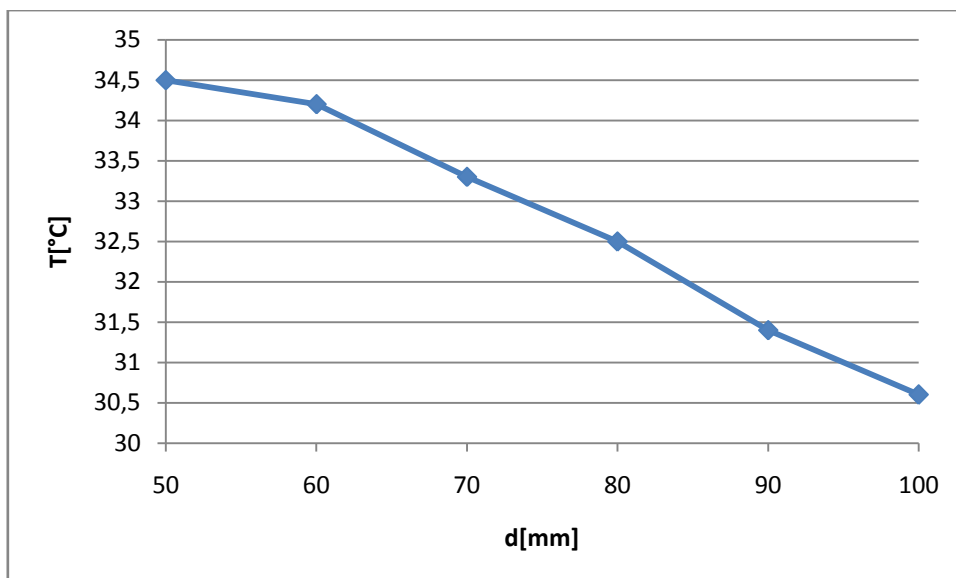
Tento detektor byl přiložen k základní desce jako původní.

Na obr 6.8 vidíme teplotní rozdíly teplot (δT) tělesa (okolí) mezi teplotami naměřenými detektorem a teplotami nastavenými (zobrazenými) na modelu černého tělesa firmy HGH pro různé teploty. Měření proběhlo ze vzdálenosti $d=50$ milimetrů.

Na obr 6.9 lze vidět změnu měřené teploty se zvyšující se vzdáleností (d) detektoru od modelu černého tělesa. Model černého tělesa měl teplotu 35°C .

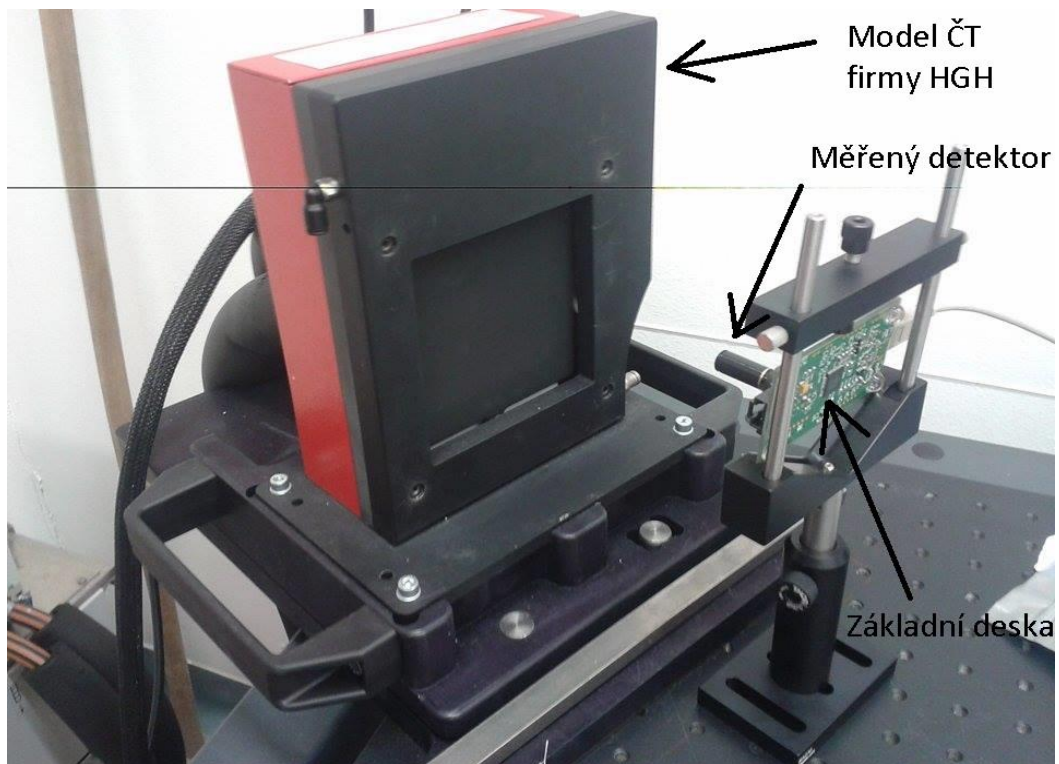


obr 6.8 Rozdíly teplot

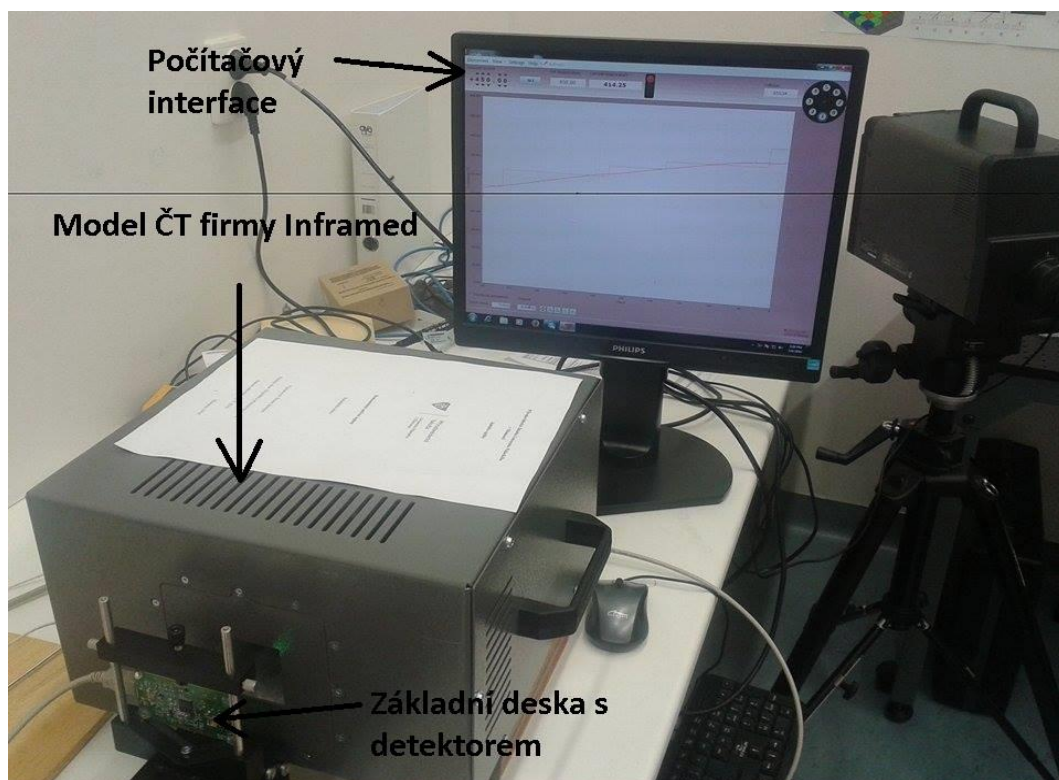


graf 6.9 Závislost na vzdálenosti

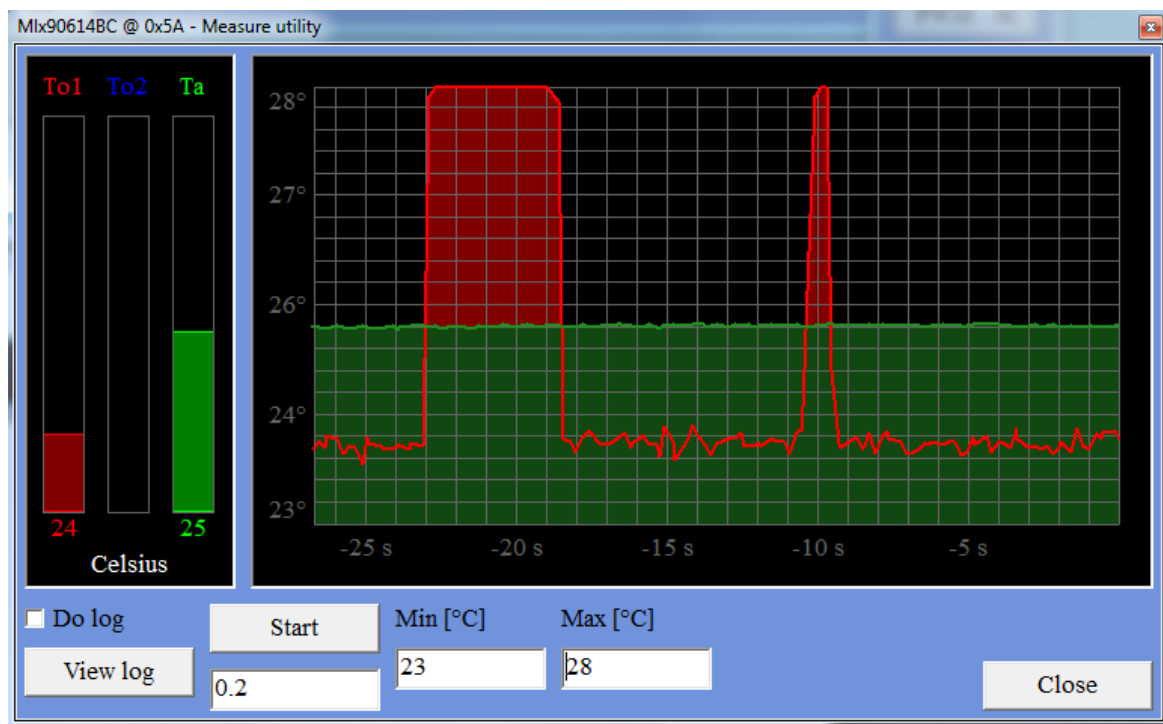
6.1.5. Fotografie z měření



obr. 6.10



obr. 6.11



obr. 6.12

6.2. Emisivita

V této části byly testovány různé materiály s odlišnou emisivitou. Měření probíhalo tak, že jsme povrch několika různých materiálů nahřáli na teplotu přibližně 63°C, kterou jsme ověřili dotykovým teploměrem GMH 3750 a změřili jsme je senzorem MLX 90614 ESF-BCI-000-TU-ND. Na detektoru byla nastavena $\epsilon=1$. Výsledky jsou zaznamenány v tabulce 6.1

Tabulka 6.1

Materiál	Cihla	Železo zkorodované	Ocel	Ocel hladká	Dřevo	Stříbro	Papír
T kontaktně [°C]	64	64	62,1	62,2	63	62,1	63,9
T bezkontaktně [°C]	63,6	63,5	50,8	44,1	62,5	30	63,1

Z výsledků můžeme vyvodit, že materiály: cihla, zkorodované železo, dřevo a papír mají poměrně dobrou emisivitu a k jejich relativně přesnému změření by na detektoru mohla být nastavena $\epsilon=0,9$. Kdežto experimentem bylo zjištěno, že u materiálů z hladké oceli by muselo být na detektoru nastaveno $\epsilon=0,38$ a pro druhou měřenou ocel $\epsilon=0,6$. U stříbra došlo kvůli vysoké odrazivosti spíše ke změření teploty okolí.

6.3 Vliv krycího okénka na měření teploty

Kvůli použití v zakouřeném prostředí (hasiči v hořícím domě) je potřeba detektor chránit před dopadajícími sazemi. Bylo vyzkoušeno několik materiálů. Záznam měření je uveden v tabulce 6.2. Při měření byl použit detektor MLX 90614 ESF-BCI-000-TU-ND a byl namířen na topnou desku ve vzdálenosti 500 milimetrů v kolmém směru.

Tabulka 6.2

Teplota měřena dotykově [°C]	Teplota měřena bezkontaktně [°C]	Germanium leštěné tloušťka 2mm [°C]	Germanium neleštěné tloušťka 1mm [°C]	ZnS leštěné hrubost sq 70nm [°C]	ZnS leštěné hrubost sq 4nm [°C]	Germaniová asferická čočka GE25 [°C]
32	31,6	29,8	28,3	29,6	29,9	29,3
34	34	30,7	28,8	31	31,3	30,2
38	38,7	33	30	33,8	34,1	33,1
42,7	43	35,3	31,1	36,7	37,3	35,5
46,8	47,2	37,4	32	40	40,3	37,8
50,1	51	38,8	33,3	42,4	42,5	40,3
54,5	55,2	42	34,6	45,7	45,9	42,7
59	59,8	44	35,5	48,7	49,2	45,1
63,2	63,8	47,1	36,8	51,3	51,8	48,4
67,1	68	49,5	38	54,3	54,6	51,3

7. Závěr

Cílem bakalářské práce je seznámit čtenáře s teorií vyzařování těles. Byly probrány základní optické vlastnosti, vyzařovací zákony a emisivita včetně teoretických výpočtů emisivity pro dielektrika a kovy. Bylo popsáno základní rozdělení detektorů a druhy pyrometrů dostupných na trhu, jejich kalibrace a základy měření s nimi.

Praktická část bakalářské práce byla věnována testování dostupných detektorů pro použití v praxi, konkrétně v hasičské rukavici. Aby hasiči mohli během zásahu informativně měřit teplotu povrchů a byli schopni například určit, zda za neprůhlednou překážkou hoří.

Při výběru vhodného detektoru byl kladen důraz na přesnost měření a efektivní vzdálenost pro jeho použití (vysoká "optická charakteristika" D:S). Jako nejlepší z měřených detektorů byl zvolen detektor MLX 90614 ESF-BCI-000-TU-ND a to díky jeho malému aperturnímu úhlu. Z tohoto důvodu je schopen měřit relativně malou plochu i na větší vzdálenost a to bez ovlivnění měření okolními předměty. Dalším kritériem pro výběr byla jeho relativně dobrá přesnost, avšak pro vyšší teploty by bylo nutné detektor překalibrovat.

Tímto detektorem bylo provedeno měření několika různých materiálů, se kterými by se mohli hasiči setkat při výkonu práce. Je důležité nastavit na přístroji správně hodnoty emisivity pro měření různých materiálů. Při měření odrazných materiálů, tedy materiálů s nízkou emisivitou (např. leštěných kovů) je třeba počítat s chybovostí měření. Měření těchto povrchů vede spíše ke zjištění teploty okolí, než samotného povrchu.

Dále byl testován vliv materiálu krycího okénka, které je nutné umístit před samotný detektor, aby byl chráněn před sazemí a jinými nečistotami. Při měření nízkých teplot materiály krycího okénka s vysokou emisivitou výrazně ovlivňují měření. Pro materiály s vysokým indexem lomu je nutno použít antireflexní vrstvy z důvodu vysoké ztráty energie záření na rozhraních prostředí.

Citovaná literatura

- [1] M. Kreidl: *Měření teploty* BEN, Praha 2005
- [2] *Termomechanika technologických procesů* [online]
Dostupné z: <http://tp.zcu.cz/cz/laboratore/opticke-vlastnosti/opticke-vlastnosti>
- [3] *Wikipedia* [online] Dostupné z: https://en.wikipedia.org/wiki/Planck%27s_law
- [4] J. Bajer: *Optika I* Univerzita Palackého v Olomouci 2015
- [6] H. Budzier, G. Gerlach: *Thermal infrared sensors* Dresden University of Technology 2011
- [7] M. F. Modest: *Radiative Heat Transfer second edition* Academic Press 2003
- [8] Klaus-Dieter Gruner: *Principles of Non-Contact Temperature Measurement*
[online] Dostupné z: http://support.fluke.com/raytek-sales/Download/Asset/IR_THEORY_55514_ENG_REVB_LR.PDF
- [9] *Wikipedia* [online] Dostupné z: https://en.wikipedia.org/wiki/Black-body_radiation
- [10] *Bezkontaktní infračervené teploměry* [online]
Dostupné z: <http://www.odbornecasopisy.cz/elektro/casopis/tema/bezkontaktni-infracervene-teplomery--14006>
- [11] K. Kadlec, M. Kmínek. *Měřicí a řídicí technika: Měření teploty* [online]
Dostupné z: <http://uprt.vscht.cz/kminekm/mrt/>
- [12] *Digikey* [online] Dostupné z: <http://www.digikey.com>
- [13] J.R. Howell, R. Siegel, M.P. Menguc: *Thermal Radiation Heat Transfer Fifth edition* CRC Press 2011

[14] *Infrared Thermometer Calibration – A Complete Guide* [online] Dostupné z:
<http://www.blue-panther.cz/data/files/kalibrace-bezkontaktnich-teplomuru-734.pdf>

[15] *omegaeng.cz* [online] Dostupné z: <http://www.omegaeng.cz>

Přílohy

příloha1

```
c1=3.7421e8;
c2=1.4388e4;
T1=900;
T2=800;
T3=700;
T4=600;
T5=500;
T6=400;
plot [1.0:8.0][0.0:1e4] c1/((x**5)*(exp(c2/(x*T1))-1)) lw 3 title "T1=900 K",\
c1/((x**5)*(exp(c2/(x*T2))-1)) lw 3 title "T2=800 K",\
c1/((x**5)*(exp(c2/(x*T3))-1)) lw 3 title "T3=700 K",\
c1/((x**5)*(exp(c2/(x*T4))-1)) lw 3 title "T4=600 K",\
c1/((x**5)*(exp(c2/(x*T5))-1)) lw 3 title "T5=500 K",\
c1/((x**5)*(exp(c2/(x*T6))-1)) lw 3 title "T6=400 K",\
c1/((x**5)*(exp(c2/(x*(2898.0/x))-1)) lw 3 title "Wien";
```

příloha2

% smerova spektralni odrazivost a emisivita kovu - demjen.m

```
clear all;
close all;
%%%%%%%%%%%%%%
function ro_nepol=femisivita01(n,k)
theta=-pi/2.0:0.02:pi/2.0;
p2=1/2.*((sqrt(n.**2-k.**2)-(sin(theta)).**2).**2+4.*n.**2.*k.**2).+(n.**2-k.**2.-
(sin(theta)).**2);
q2=1/2.*((sqrt(n.**2-k.**2)-(sin(theta)).**2).**2+4.*n.**2.*k.**2).-(n.**2-k.**2.-
(sin(theta)).**2);
ro_p=((cos(theta).-sqrt(p2)).**2+q2) ./ ((cos(theta).+sqrt(p2)).**2+q2);
ro_s=((sqrt(p2).-sin(theta).*tan(theta)).**2+q2) ./
((sqrt(p2).+sin(theta).*tan(theta)).**2+q2).*ro_p;
ro_nepol=(ro_s .+ ro_p)/2.0;
emis_nepol=1.0 .- ro_nepol;
endfunction
```

```
function emis_nepol=femisivita02(n,k)
theta=-pi/2.0:0.02:pi/2.0;
p2=1/2.*((sqrt(n.**2-k.**2)-(sin(theta)).**2).**2+4.*n.**2.*k.**2).+(n.**2-k.**2.-
(sin(theta)).**2);
q2=1/2.*((sqrt(n.**2-k.**2)-(sin(theta)).**2).**2+4.*n.**2.*k.**2).-(n.**2-k.**2.-
(sin(theta)).**2);
ro_p=((cos(theta).-sqrt(p2)).**2+q2) ./ ((cos(theta).+sqrt(p2)).**2+q2);
ro_s=((sqrt(p2).-sin(theta).*tan(theta)).**2+q2) ./
((sqrt(p2).+sin(theta).*tan(theta)).**2+q2).*ro_p;
ro_nepol=(ro_s .+ ro_p)/2.0;
emis_nepol=1.0 .- ro_nepol;
endfunction
```

%%%%%%%%%%%%%%


```
theta=-pi/2.0:0.02:pi/2.0;
odrazivost_ideal=1.+ theta-theta;
```

hold on

```
figure(1)
title('Odrazivost sribra pro ruzne vlnove delky');
polar(theta,femisivita01(1.34,1.35), "-;Ag: UV - 260;");
polar(theta,femisivita01(0.12,3.45), "g-;Ag: VIS - 560nm;");
polar(theta,femisivita01(0.23,6.99), "k-;Ag: SWIR - 1030nm;");
polar(theta,femisivita01(5.73,31.3), "c-;Ag: MWIR - 5170nm;");
polar(theta,femisivita01(13.1,53.7), "k-;Ag: LWIR - 9920nm;");
polar(theta,odrazivost_ideal, "r-;ideal R=1;");
xlim([0.0,2.0])
ylim([-1.0,1.0])
hold off
```

figure(2)

```
hold on
title('Emisivita sribra pro ruzne vlnove delky');
polar(theta,femisivita02(1.34,1.35), "-;Ag: UV - 260;");
polar(theta,femisivita02(0.12,3.45), "g-;Ag: VIS - 560nm;");
polar(theta,femisivita02(0.23,6.99), "k-;Ag: SWIR - 1030nm;");
polar(theta,femisivita02(5.73,31.3), "c-;Ag: MWIR - 5170nm;");
polar(theta,femisivita02(13.1,53.7), "k-;Ag: LWIR - 9920nm;");
xlim([0.0,2.0])
ylim([-1.0,1.0])
hold off
clear all
```

Příloha 3

% smerova spektralni odrazivost a emisivita kovu - demjen.m

```
clear all;
close all;
%%%%%%%%%%
function ro_nepol=femisivita01(n,k)
theta=-pi/2.0:0.02:pi/2.0;
p2=1/2.*((sqrt(n.**2-k.**2)-(sin(theta)).**2).**2+4.*n.**2.*k.**2).+(n.**2-k.**2.-
(sin(theta)).**2);
q2=1/2.*((sqrt(n.**2-k.**2)-(sin(theta)).**2).**2+4.*n.**2.*k.**2).-(n.**2-k.**2.-
(sin(theta)).**2);
ro_p=((cos(theta).-sqrt(p2)).**2+q2) ./ ((cos(theta).+sqrt(p2)).**2+q2);
ro_s=((sqrt(p2).-sin(theta).*tan(theta)).**2+q2) ./
((sqrt(p2).+sin(theta).*tan(theta)).**2+q2).*ro_p;
ro_nepol=(ro_s .+ ro_p)./2.0;
emis_nepol=1.0 .- ro_nepol;
endfunction
```

```
function emis_nepol=femisivita02(n,k)
theta=-pi/2.0:0.02:pi/2.0;
```

```

p2=1/2.*((sqrt(n.**2-k.**2-(sin(theta)).**2)).**2+4.*n.**2.*k.**2).+(n.**2-k.**2-(sin(theta)).**2);
q2=1/2.*((sqrt(n.**2-k.**2-(sin(theta)).**2)).**2+4.*n.**2.*k.**2)-(n.**2-k.**2-(sin(theta)).**2);
ro_p=((cos(theta).-sqrt(p2)).**2+q2) ./ ((cos(theta).+sqrt(p2)).**2+q2);
ro_s=((sqrt(p2).-sin(theta).*tan(theta)).**2+q2) ./
((sqrt(p2).+sin(theta).*tan(theta)).**2+q2).*ro_p;
ro_nepol=(ro_s .+ ro_p)./2.0;
emis_nepol=1.0 .- ro_nepol;
endfunction
%%%%%%%%%%%%%%
theta=-pi/2.0:0.02:pi/2.0;
odrazivost_ideal=1.+ theta-theta;

```

```

hold on
figure(1)
title('Smerova odrazivost zeleza pro ruzne vlnove delky');
polar(theta,femisivita01(1.14,1.87), "-;Fe: UV - 250nm;");
polar(theta,femisivita01(2.80,3.34), "g;Fe: VIS - 590nm;");
polar(theta,femisivita01(3.23,4.35), "k;Fe: SWIR - 1000nm;");
polar(theta,femisivita01(4.59,15.4), "c;Fe: MWIR - 5000nm;");
polar(theta,femisivita01(5.81,30.4), "k;Fe: LWIR - 10000nm;");
polar(theta,femisivita01(9.87,60.1), "k;Fe: HLWIR 20000nm;");
xlim([0.0,2.0])
ylim([-1.0,1.0])
hold off

```

```

figure(2)
hold on
title('Smerova emisivita zeleza pro ruzne vlnove delky');
polar(theta,femisivita02(1.14,1.87), "-;Fe: UV - 250nm;");
polar(theta,femisivita02(2.80,3.34), "g;Fe: VIS - 590nm;");
polar(theta,femisivita02(3.23,4.35), "k;Fe: SWIR - 1000nm;");
polar(theta,femisivita02(4.59,15.4), "c;Fe: MWIR - 5000nm;");
polar(theta,femisivita02(5.81,30.4), "k;Fe: LWIR - 10000nm;");
polar(theta,femisivita02(9.87,60.1), "k;Fe: HLWIR 20000nm;");
polar(theta,odrazivost_ideal, "r;ideal R=1;");
xlim([0.0,2.0])
ylim([-1.0,1.0])
hold off
clear all

```