



ČESKÉ
VYSOKÉ
UCENÍ
TECHNICKÉ
V PRAZE

FAKULTA STROJNÍ



ÚSTAV
TECHNIKY
PROSTŘEDÍ

PŘEDMĚT

EXPERIMENTÁLNÍ METODY V TECHNICE PROSTŘEDÍ

NÁZEV

NÁVOD K ÚLOZE

BEZKONTAKTNÍ MĚŘENÍ TEPLŮT

VYPRACOVAL

Ing. Roman Vavříčka, Ph.D.

ROZSAH

10 stran

PŘÍLOHY

- stran

DATUM

prosinec 2016

utp.fs.cvut.cz

1 Bezkontaktní měření teplot

1.1 Cíl měření

Stanovte kalibrační křivky přístrojů pro bezkontaktní měření povrchových teplot a ty ověřte při aplikaci na povrchové teplotě zdi laboratoře, deskového otopného tělesa, nerezového kouřovodu a tmavého plynového zářiče. Dále vypočtete nejistotu měření jednotlivých měřicích přístrojů. Výsledky prezentujte v potřebné grafické podobě.

1.2 Metodika bezkontaktního měření povrchových teplot

Bezdotykové měření teploty neboli termografie využívá vlnové pásmo infračerveného (IČ) záření. Číselně lze toto pásmo vyjádřit v rozmezí vlnových délek $\lambda = 0,75 \mu\text{m}$ až 1 mm , což v praxi zahrnuje měření teplot v rozsahu od $-40 \text{ }^\circ\text{C}$ do $+10\,000 \text{ }^\circ\text{C}$. Pásmo infračerveného záření (IR) lze dále rozdělit na

- blízké IR (Near Infra-Red, NIR), $0,75 \mu\text{m}$ až $1,4 \mu\text{m}$,
- IR kratších vlnových délek (Short Wavelength Infra-Red, SWIR), $1,4 \mu\text{m}$ až $3 \mu\text{m}$,
- IR středních vlnových délek (Mid Wavelength Infra-Red, MWIR), $3 \mu\text{m}$ až $5 \mu\text{m}$,
- IR dlouhých vlnových délek (Long Wavelength Infra-Red, LWIR), $5 \mu\text{m}$ až $15 \mu\text{m}$,
- vzdálené IR (Far Infra-Red, FIR), $15 \mu\text{m}$ až 1 mm .

Zářivá energie v infračervené části spektra může být generována třemi typy zdrojů (luminiscenčními zdroji, radiovými zdroji a tepelnými zdroji). Pro termografii jsou nejdůležitější tepelné zdroje. Proto je někdy IR záření pro oblasti termografie považováno pouze za tepelné záření. Nicméně povrchy těles zahřívá absorpce libovolného elektromagnetického záření a například objekty při pokojové teplotě nejvíce emitují záření v infračerveném pásmu od 8 do $12 \mu\text{m}$. Pro tepelné zdroje je charakteristické, že generovaná zářivá energie je hrazena na úkor tepelné energie zdroje. Z toho vyplývá, že IČ záření bude generovat veškerá hmota, jejíž teplota je vyšší než absolutní nula (0 K). Velikost zářivého toku generovaného tepelnými zdroji, jeho spektrální složení a směr šíření závisí na vlastnostech a teplotě zdroje záření. Signálový radiační tok IČ systémů je pro tepelné zářiče umístěné v jeho zorném poli reprezentován tokem fotonů v infračervené části spektra. Jeho velikost a spektrální složení lze pro speciální zářiče (absolutně černá tělesa a tělesa šedá) stanovit ze základních zákonů vyzařování.

Základní vztah mezi spektrální měrnou zářivostí (což je výkon generovaný z jednotky plochy povrchu zdroje na dané vlnové délce) do jednotkového prostorového úhlu popisuje Planckův zákon. Pro ideální zdroj (tj. absolutně černé těleso) při absolutní teplotě zdroje $[K]$ lze tento zákon napsat ve tvaru

$$I_0(\lambda, T) = \frac{2 \cdot h \cdot c^2}{\lambda^5} \left[e^{\left(\frac{c \cdot h}{k_B \cdot \lambda \cdot T} \right)} - 1 \right]^{-1} \quad (1),$$

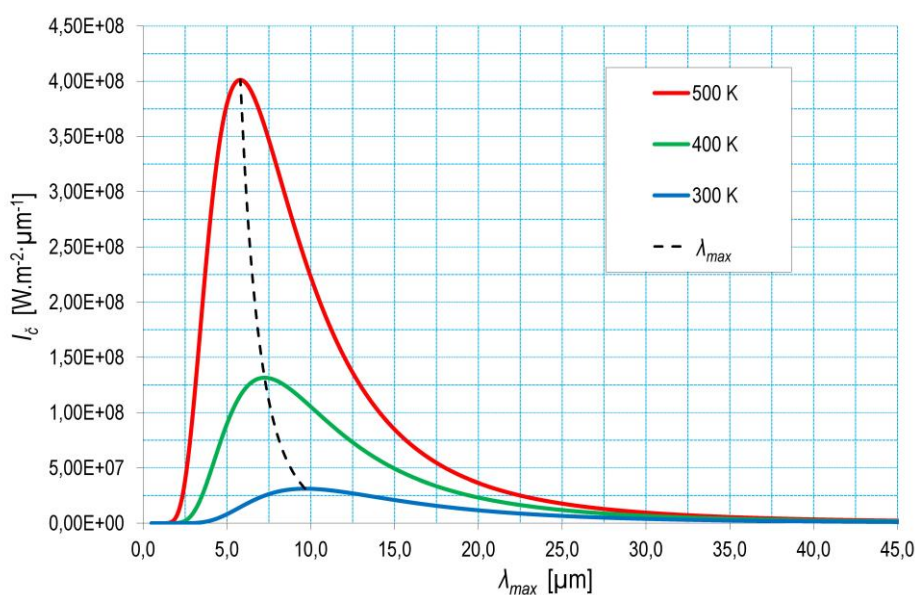
kde,

- I_0 - intenzita vyzařování $[\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1}]$,
- λ - vlnová délka vyzařování $[\text{m}]$,
- c - rychlost světla ve vakuu ($c = 2,9979 \cdot 10^8$) $[\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$,
- h - Planckova konstanta ($h = 6,6256 \cdot 10^{-34}$) $[\text{J} \cdot \text{s}]$,
- k_B - Boltzmannova konstanta ($k_B = 1,3805 \cdot 10^{-23}$) $[\text{J} \cdot \text{K}^{-1}]$,
- T - absolutní povrchová teplota zdroje $[\text{K}]$.

Je důležité si uvědomit, že maximum spektrální intenzity vyzařování $I_{\epsilon}(\lambda, T)$ se mění v závislosti na teplotě absolutně černého tělesa. Odpovídající vlnovou délku lze pak snadno stanovit z Planckova vyzařovacího zákona pro hledání lokálního extrému odpovídající funkci (tzv. Wienův zákon)

$$\frac{\partial I_{\epsilon}(\lambda, T)}{\partial \lambda} = 0 \Rightarrow \lambda_{\max} \cdot T = 2898 \quad (2).$$

Wienův zákon matematicky vyjadřuje, že při vzrůstu teploty zářiče se barvy mění od červené k oranžové či žluté, tedy ke kratším vlnovým délkám. Vlnová délka barvy je stejná jako vlnová délka vypočítaná pro λ_{\max} . Například Slunce, které má teplotu cca 5800 K vyzařuje žluté světlo, s vrcholem okolo 0,5 μm , který je ve středu viditelného světelného spektra. Při pokojové teplotě 20 °C je vrchol vyzařování na 9,7 μm , čili ve vzdáleném IČ záření. Naproti tomu při teplotě kapalného dusíku, cca -200 °C, je maximum energeticky téměř nevýznamného záření na 38 μm , tedy ve vlnových délkách velmi vzdáleného IČ záření. Vizualní prezentaci Planckova a Wienova zákona ukazuje obr. 1.



Obr. 1 Spektrální křivky vyzařování pro absolutně černé těleso o různé teplotě

Pokud bychom chtěli z Planckova zákona vyjádřit celkový zářivý výkon absolutně černého tělesa na všech vlnových délkách při dané teplotě a nezávisle na směru vyzařování, lze integrací vztahu (1) nalézt řešení ve tvaru (tzv. Stefan-Boltzmannův zákon)

$$I_{\epsilon}(T) = \int_0^{\infty} I_{\epsilon}(\lambda, T) \cdot d\lambda = \int_0^{\infty} \pi \cdot I_0(\lambda, T) \cdot d\lambda = \frac{2 \cdot \pi^5 \cdot k_B^4}{15 \cdot c^2 \cdot h^3} \cdot T^4 = \sigma \cdot T^4 \quad (3),$$

kde,

I_{ϵ} - celkový zářivý výkon [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$],

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

Tento Stefan-Boltzmannův vzorec tedy říká, že výsledný vyzařovaný výkon černého tělesa je úměrný čtvrté mocnině jeho absolutní teploty. Integrací Planckova zákona v intervalu vlnových délek kratších a delších nežli je λ_{\max} navíc zjistíme, že celkově jen 25 % zářivé energie je generováno na kratších vlnových délkách, nežli je λ_{\max} , a 75 % na vlnových délkách delších nežli je λ_{\max} (viz obr. 1).

Při aplikaci Planckova zákona na konkrétní materiály je nutné pracovat s tzv. Kirchhoffovým zákonem, který prezentuje zákon zachování energie pro záření. Vyjadřuje vztah mezi celkovou intenzitou vyzařování I_i dopadající na plochu tělesa S a tokem I_α tělesem pohlceným, tokem I_ρ tělesem odraženým a tokem I_τ tělesem prošlým. Kirchhoffův zákon lze zjednodušeně zapsat ve tvaru

$$I_i(\lambda, T) = I_\alpha(\lambda, T) + I_\rho(\lambda, T) + I_\tau(\lambda, T) \quad (4).$$

Pokud rovnici (4) vydělíme celkovou intenzitou vyzařování $I_i(\lambda, T)$ obdržíme definici tří základních součinitelů, které popisují vlastnosti těles ozářených radičním tokem

$$1 = \alpha + \rho + \tau \quad (5),$$

kde,

- α - součinitel pohltivosti (absorbce) [-],
- ρ - součinitel odrazivosti (reflexe) [-],
- τ - součinitel propustnosti (transmise) [-].

Velikost jednotlivých koeficientů určuje, zda se těleso bude chovat jako např.:

- absolutně černé těleso (dokonalý přijímač): $\alpha = 1, \rho = \tau = 0,$
- šedé těleso, $\alpha < 1,$ ale $\neq f(\lambda), \rho = 1 - \alpha, \tau = 0,$
- antireflexní materiál, $\alpha + \tau = 1, \rho = 0,$
- zrcadlo (dokonalý reflektor), $\rho = 1, \alpha = \tau = 0,$
- dokonale propustný (transparentní materiál), $\tau = 1, \alpha = \rho = 0,$
- matný (opacitní materiál), $\alpha + \rho = 1, \tau = 0,$
- obecný materiál, $0 < (\alpha; \rho; \tau) < 1.$

1.2.1 Emisivita

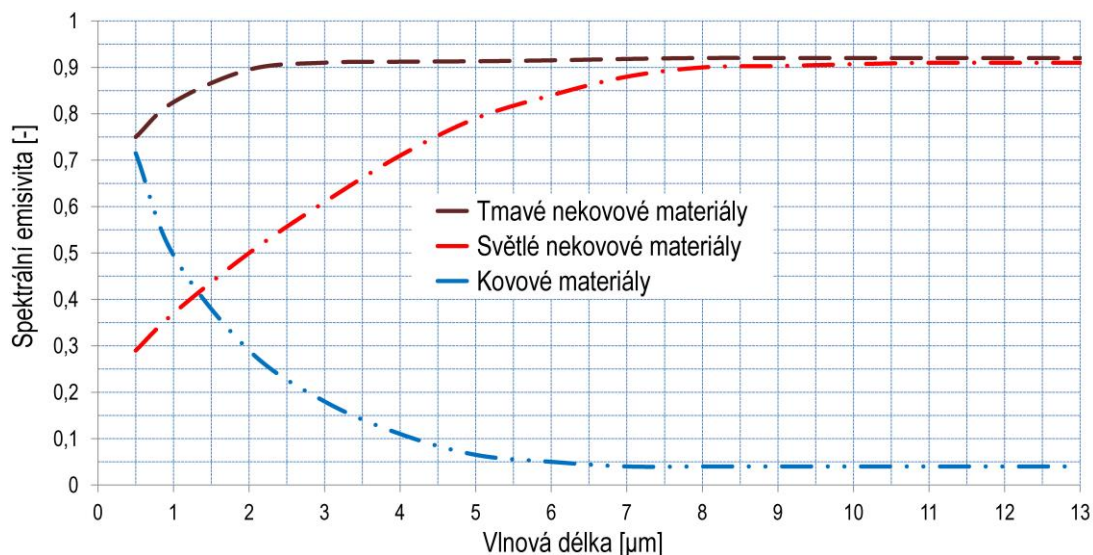
Modifikace základních zákonů vyzařování jsou odvozeny pro ideální zdroj infračerveného záření (tj. absolutně černé těleso). Vlastnosti obecných radičních zdrojů se nejčastěji popisují bezrozměrným koeficientem tzv. emisivitou ε . Emisivita číselně vyjadřuje zhoršení vyzařovacích vlastností zdroje ve srovnání s absolutně černým tělesem a obecně závisí na vlnové délce a teplotě. Skutečnou intenzitu vyzařování reálného tělesa bychom vyjádřili jako

$$I_i(\lambda, T) = I_\varepsilon(\lambda, T) \cdot \varepsilon \quad (6),$$

kde,

- ε - emisivita povrchu [-].

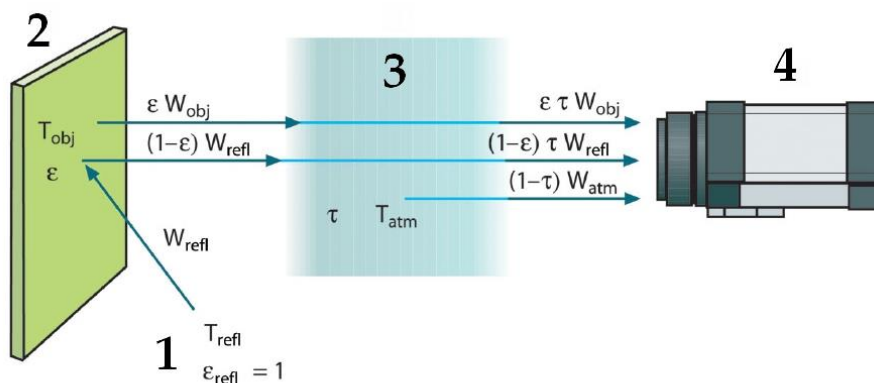
Emisivitu (resp. poměrnou pohltivost) můžeme definovat jako poměr intenzity vyzařování skutečného měřeného tělesa, k intenzitě vyzařování absolutně černého (ideálního) tělesa se stejnou teplotou. Emisivita je tedy bezrozměrná veličina nabývající hodnot od 0 do 1. Problémem ale je, že emisivita není v žádném případě konstanta, ale je závislá na dalších faktorech. Z Planckova zákona vyplývá závislost intenzity vyzařování dokonale černého tělesa na teplotě a vlnové délce. Tzn., že emisivita jako vlastnost reálného tělesa je také závislá na teplotě a vlnové délce, tj. mluvíme pak o spektrální emisivitě. Spektrální závislost emisivity na vlnové délce vyzařování ukazuje obr. 2. Jak můžeme vidět pro tmavé nekovové materiály (např. cihly, beton, omítka, dřevo, atd.) v oblasti vlnové délky vyzařování od 3 do 13 μm můžeme spektrální emisivitu považovat za konstantu.



Obr. 2 Příklady závislosti spektrální emisivity pro kovové a nekovové materiály na vlnové délce [L2]

1.3 Postup a vyhodnocení měření

Obr. 3 ukazuje zjednodušené schéma obecné měřicí situace při bezkontaktního snímání teplot.

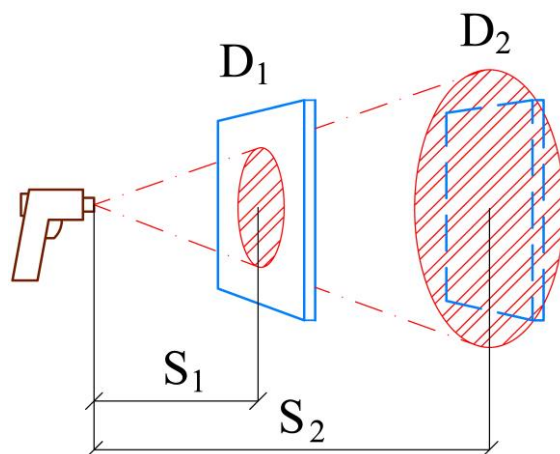


Obr. 3 Schematické znázornění obecné termografické měřicí situace. 1 – okolí, 2 – měřený objekt, 3 – atmosféra, 4 – kamera [L3]

1.3.1 Kalibrace měřicích přístrojů

Na černém tělese Dostmann BB500 nastavte postupně teploty 50, 100, 150, 200, 300, 400 a 500 °C. Pro uvedené teploty a nastavenou emisivitu povrchu černého tělesa $\epsilon = 0,98$ odečtěte indikovanou teplotu každého měřicího přístroje. Měření pro každý přístroj a teplotu opakujte pětkrát v časovém kroku 30 s.

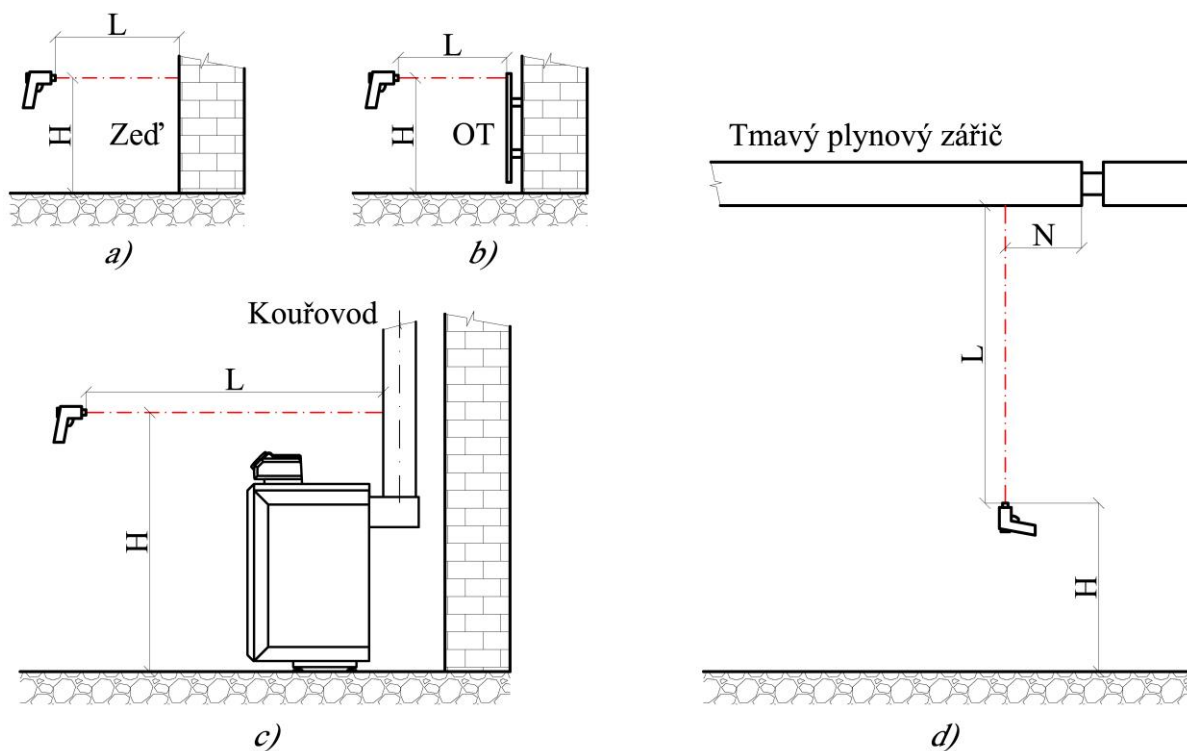
U bezdotykových teploměrů je nutné z optického rozlišení přístroje vypočítat maximální měřicí vzdálenost mezi přístrojem a černým tělesem tak, aby byla dodržena maximální velikost měřené plochy (obr. 4).



Obr. 4 Znárodnění zaměřené velikosti snímané plochy detekované bezdotykovým teploměrem

1.3.2 Ověření kalibračních křivek měřicích přístrojů

Na ploše zdi laboratoře, deskovém otopném tělese, nerezovém kouřovodu a povrchu tmavého plynového zářiče aplikujte kalibrační křivky jednotlivých měřicích přístrojů. Schéma měřicí situace viz. obr. 5. Měření bude provedeno za standardních provozních podmínek.



Obr. 5 Schéma měřicí situace:

- a) obvodová zeď s vnitřní omítkou a bílým malířským nátěrem ($\epsilon = 0,93$)
- b) deskové otopné těleso typ 10 - 500x1000 se standardní povrchovou úpravou RAL 9010 ($\epsilon = 0,94$)
- c) nerezový kouřovod plynového kotle o průměru 150 mm ($\epsilon = 0,14$)
- d) povrchová teplota spalínové trubky tmavého plynového zářiče o průměru 80 mm ($\epsilon = 0,90$)

Použité přístroje:

Černé těleso Dostmann BB 500	1 ks
Bezdotykový teploměr Proscan 530	1 ks
Bezdotykový teploměr Testo QuickTemp 860-T2	1 ks
Bezdotykový teploměr Minolta Land Cyclops Mini View	1 ks
Termovizní kamera Flir i7	1 ks
Termovizní kamera Flir ThermaCam S 65	1 ks
Termovizní kamera Flir T460	1 ks

1.3.3 Stanovení nejistoty měření bezdotykových přístrojů

Pro stanovení celkové nejistoty měření termovizního systému budeme uvažovat pouze nejistotu měření stanovení emisivity povrchu a nejistotu měření měřicího přístroje.

Standardní nejistota typu A (tj. směrodatná odchylka aritmetického průměru) se stanovuje jen pro opakované měření za stejných podmínek. Pokud se nejedná se o opakované měření hodnota standardní nejistoty typu A se uvažuje $u_A = 0$. Standardní nejistota typu B (tj. měřicího přístroje) je závislá na typu měřicího přístroje.

Dále je uveden příklad stanovení celkové nejistoty měření na povrchu deskového otopného tělesa (obr. 6). Např. pro termovizní kameru ThermaCAM S65 s teplotní citlivostí $\pm 0,08$ °C v rozsahu od -40 do +1500 °C je výrobcem udávána relativní přesnost měření ± 2 °C nebo ± 2 % z měřené hodnoty. Např. pro střední povrchovou teplotu na otopném tělese dle obr. 6 $t_{st} = 70$ °C, lze tedy uvažovat přesnost kamery ± 2 % z měřené hodnoty v rozsahu $\pm 1,4$ K. Z toho vyplývá standardní nejistota typu B jako

$$u_{B,z_1} = \sqrt{\frac{z_x^2}{3}} = \sqrt{\frac{(1,4)^2}{3}} = 0,81 \text{ °C}$$

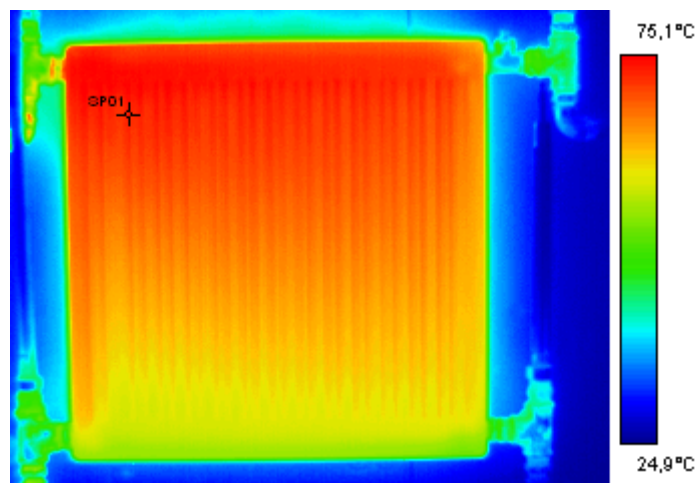
Pro nastavení emisivity měřeného povrchu a výsledného odečtení teploty lze uvažovat relativní přesnost $\pm 0,2$ K [2]. Pak standardní nejistota typu B pro nastavení emisivity je

$$u_{B,z_2} = \sqrt{\frac{z_x^2}{3}} = \sqrt{\frac{0,2^2}{3}} = 0,12 \text{ °C}$$

Výslednou hodnotu standardní nejistoty typu B pro termovizní kameru lze určit jako

$$u_{B,x} = \sqrt{\sum_{i=1}^n A_{x,z_i}^2 \cdot u_{z_i}^2} = \sqrt{(1^2 \cdot 0,81^2) + (1^2 \cdot 0,12^2)} = 0,82 \text{ °C}$$

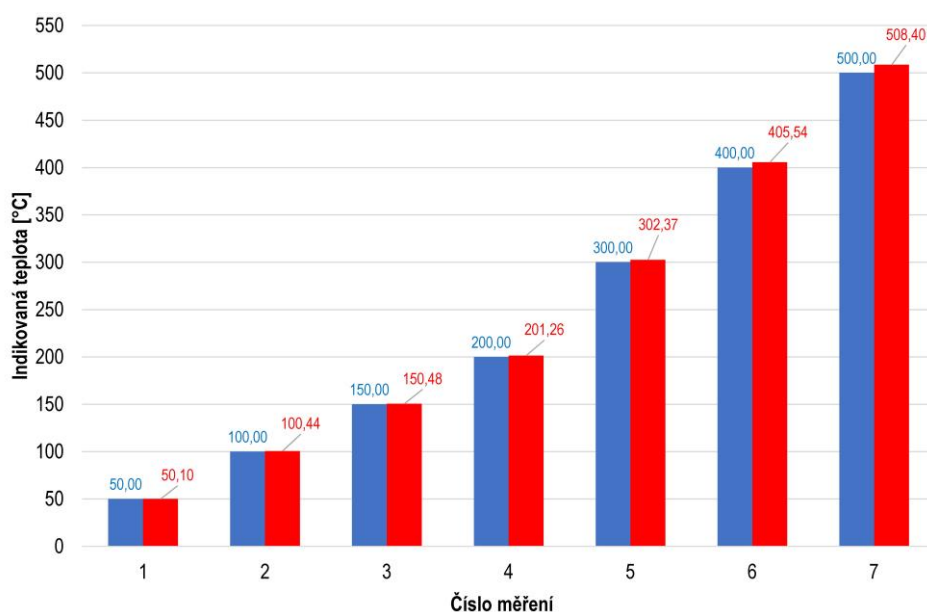
Pro teplotu v bodě SP 01 dle obr. 6 je zápis měřené hodnoty povrchové teploty ve tvaru $74,1 \pm 0,82$ °C. To odpovídá celkové relativní odchylce od naměřené hodnoty $\pm 1,11$ %.



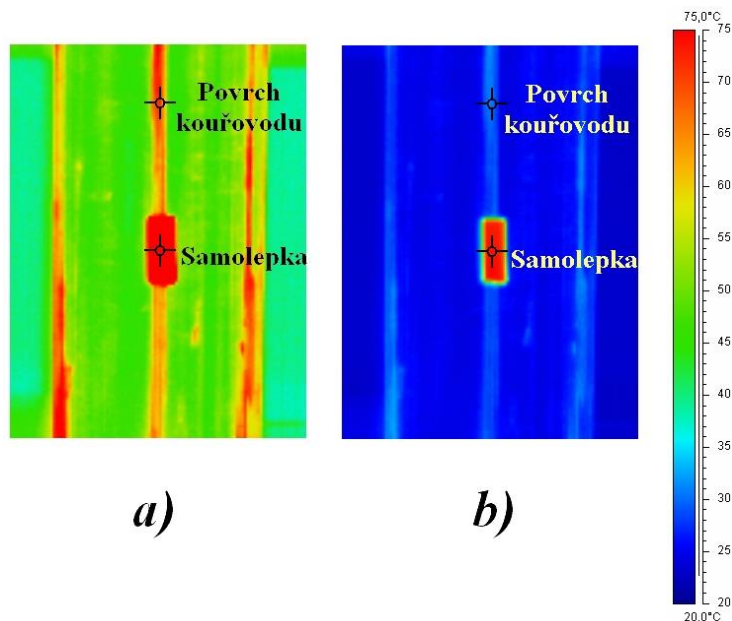
Obr. 6 Rozložení povrchových teplot u deskového otopného tělesa 10 - 500x500, jednostranné napojení shora-dolů, jmenovité teplotní podmínky

1.4 Rozsah výsledných prací

Výsledkem úlohy je zpráva o měření, která má náležitosti uvedené v literatuře [1]. Hlavním výstupem zprávy je závislost mezi kalibračním přístrojem Dostmann BB 500 a jednotlivými měřenými bezdotykovými přístroji (obr. 7). a dále pak pořízené termogramy (pouze u termovizních kamer) ověřovacího měření (obr. 8) a výpočet nejistoty měření jednotlivých přístrojů (viz. kapitola 1.3.3).



Obr. 7 Ukázka naměřených kalibračních hodnot pro bezdotykový teploměr Proscan 530



Obr. 8 Příklad termogramu kouřovodu plynového kotle s instalovanou kalibrační samolepkou pro určení emisivity měřeného povrchu

- a) s emisivitou odpovídající emisivitě povrchu kouřovodu – $\varepsilon = 0,14$
 ($t_p = 74,2 \text{ } ^\circ\text{C}$, $t_{sam} \approx 190 \text{ } ^\circ\text{C}$)
 b) s emisivitou odpovídající emisivitě měřené samolepky – $\varepsilon = 0,95$
 ($t_p = 30,7 \text{ } ^\circ\text{C}$, $t_{sam} = 74,3 \text{ } ^\circ\text{C}$)

1.5 Seznam označení

$A_{x,zi}$	- citlivostní koeficient [-]
c	- rychlost světla ve vakuu ($c = 2,9979 \cdot 10^8$) [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]
h	- Planckova konstanta ($h = 6,6256 \cdot 10^{-34}$) [$\text{J} \cdot \text{s}$]
k_B	- Boltzmannova konstanta ($k_B = 1,3805 \cdot 10^{-23}$) [$\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$]
I_0	- intenzita vyzařování [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1}$]
I_ξ	- celkový zářivý výkon [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$]
T	- absolutní povrchová teplota zdroje [K]
u	- standardní nejistota [-]
α	- součinitel pohltivosti (absorbce) [-]
λ	- vlnová délka vyzařování [m]
ρ	- součinitel odrazivosti (reflexe) [-]
σ	- Stefan-Boltzmannova konstanta ($\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$) [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$]
τ	- součinitel propustnosti (transmise) [-]

1.6 Literatura

- [1] MATUŠKA, T.: *Experimentální metody v technice prostředí*. 2005, Česká technika – nakladatelství ČVUT. ISBN 80-01-03291-4.
- [2] VAVŘIČKA, R.: *Bezkontaktní způsoby měření teploty – Sešit projektanta č.11*. 2014, Společnost pro techniku prostředí, Odborná sekce vytápění. ISBN 978-80-02-02515-3.
- [3] FLIR Systems: Firemní literatura, www.flirthermography.com.