

Západočeská univerzita v Plzni

Fakulta aplikovaných věd

**TERMOGRAFIE V PLAZMOVÝCH A
LASEROVÝCH TECHNOLOGIÍCH**

Ing. Jiří Tesař

disertační práce

k získání akademického titulu doktor

v oboru Fyzika plazmatu a tenkých vrstev

Školitel: doc. Ing. Milan Honner, Ph.D.

Katedra: Katedra fyziky

Plzeň 2014

University of West Bohemia in Pilsen
Faculty of Applied Sciences

**THERMOGRAPHY IN PLASMA AND LASER
TECHNOLOGIES**

Ing. Jiří Tesař

Ph.D. thesis

to obtain academic title doctor

in the field Plasma Physics and Physics of Thin Films

Supervisor: doc. Ing. Milan Honner, Ph.D.

Department: Department of Physics

Pilsen 2014

Předkládám tímto k posouzení a obhajobě disertační práci zpracovanou na závěr studia na Fakultě aplikovaných věd Západočeské univerzity v Plzni ve spolupráci s odborem Termomechanika technologických procesů vysokoškolského ústavu Nové technologie - výzkumné centrum. Disertační práce byla řešena v rámci projektu Ministerstva školství, mládeže a tělovýchovy MSM4977751302 a projektu CENTEM s registračním číslem CZ.1.05/2.1.00/03.0088, který je spolufinancován z ERDF v rámci programu MŠMT OP VaVpl.

Prohlašuji, že jsem předloženou disertační práci vypracoval samostatně s použitím odborné literatury a pramenů, jejichž úplný seznam je její součástí.

V Plzni 14. 2. 2014

.....

Ing. Jiří Tesař

Poděkování

Na tomto místě bych rád poděkoval doc. Ing. M. Honnerovi, Ph.D., za vedení práce, rady a zkušenosti, které mi pomohly při přípravě disertace. Děkuji rovněž vedoucímu katedry fyziky prof. RNDr. J. Vlčkovi, CSc., za všestrannou podporu během mého studia.

Dále bych chtěl poděkovat ostatním kolegům, kteří mi byli nápomocni při řešení mnoha problémů a přispěli k tomu, že vznikla tato práce.

V neposlední řadě chci poděkovat svým rodičům za jejich velkou podporu během celého mého studia.

V Plzni 14. 2. 2014

OBSAH

Přehled značení	8
1. Úvod	11
2. Současný stav problematiky	13
2.1. Teoretické základy infračervené termografie	13
2.1.1. Infračervené záření	13
2.1.2. Základní veličiny a zákony vyzařování absolutně černého tělesa	14
2.1.3. Optické vlastnosti ovlivňující bezkontaktní měření teplot	15
2.1.4. Měření optických vlastností v termografii	21
2.2. Infračervená kamera	24
2.2.1. Princip infračervené kamery	24
2.2.2. Zpracování signálu a radiační procesy ovlivňující měření	28
2.2.3. Vlastnosti objektu a prostředí ovlivňující měření	32
2.2.4. Nejistota měření IR kamerou	34
2.3. Současný stav řešených úloh	36
2.3.1. Příprava tenkých vrstev fyzikální depozicí	36
2.3.2. Spojování ocelového plechu s plechem hliníkové slitiny	41
2.3.3. Laserové kalení nástrojové korozivzdorné oceli	46
3. Cíl disertační práce	50
4. Aplikace termografie ve výzkumu PVD technologií	51
4.1. Uspořádání experimentu	51
4.1.1. Měřená PVD technologie	51
4.1.2. Měřicí systém a procesy ovlivňující vyhodnocení	53
4.2. Analýza radiačních procesů ovlivňujících měření	56
4.2.1. Objasnění vlivu emise a absorpce IR záření plazmatem	56
4.2.2. Objasnění vlivu vlastního záření a propustnosti argonové atmosféry	60
4.2.3. Objasnění vlivu okna	61
4.2.4. Stanovení emisivity terče	62
4.2.5. Vliv odrazů z okolí terče	66

4.3.	Analýza tepelných procesů v technologii	66
4.3.1.	Zvolené analýzy termogramu	66
4.3.2.	Časový průběh teploty a rozdělení teploty v prostoru	68
4.3.3.	Pozorování tavení	71
4.3.4.	Teploty během depozice a tomu odpovídající procesy	73
4.3.5.	Pokles teploty mezi pulzy výboje	76
4.3.6.	Analýza teplotního pole chlazeného terče	76
4.4.	Závěry a zobecnění	79
4.4.1.	Shrnutí výsledků měřené PVD technologie	79
4.4.2.	Zobecnění aplikace termografie v PVD technologiích	81
5.	Aplikace termografie ve výzkumu technologie spojování hliníkové slitiny s ocelí	83
5.1.	Uspořádání experimentu měření teploty při spojování	83
5.1.1.	Měřená technologie svařování	83
5.1.2.	Měřené vzorky	85
5.1.3.	Měřicí systém	85
5.2.	Analýza procesů ovlivňujících měření	88
5.2.1.	Řešení vlivu emisivity měřeného povrchu	88
5.2.2.	Měření emisivity použité barvy	90
5.2.3.	Objasnění vlivu radiačních procesů	92
5.2.4.	Objasnění vlivu odrazu záření okolí	93
5.2.5.	Objasnění vlivu procesu svařování na kontaktní měření teplot	94
5.2.6.	Řešení technických aspektů měření	95
5.3.	Analýza tepelných procesů v technologii	98
5.3.1.	Zvolené analýzy termogramu	98
5.3.2.	Porovnání časových průběhů teplot kontaktního a bezkontaktního měření	101
5.3.3.	Analýza časových průběhů teplot	102
5.3.4.	Analýza prostorového rozložení teplotního pole	106
5.3.5.	Stanovení šířky degradované oblasti a její minimální teploty	110

5.3.6. Odhad teploty svaru	112
5.4. Závěry a zobecnění	116
5.4.1. Shrnutí výsledků měření technologie svařování	116
5.4.2. Zobecnění aplikace termografie v technologii svařování	117
6. Aplikace termografie ve výzkumu laserových technologií	120
6.1. Uspořádání experimentu měření teploty při laserovém kalení	120
6.1.1. Měřená laserová technologie	120
6.1.2. Měřené vzorky	122
6.1.3. Měřicí systém a procesy ovlivňující vyhodnocení	124
6.2. Analýza radiačních procesů ovlivňujících měření	125
6.3. Stanovení emisivity jednotlivých vygravírovaných polí	127
6.3.1. Stanovení emisivity za nižší teploty	127
6.3.2. Stanovení emisivity za vyšší teploty	130
6.3.3. Porovnání emisivity změřených za nižší a za vyšší teploty	137
6.3.4. Stanovení emisivity pro vyhodnocení laserového kalení	138
6.4. Analýza tepelných procesů v technologii	141
6.4.1. Zvolené analýzy termogramu	141
6.4.2. Časový průběh teplot dosažených během laserového kalení	142
6.4.3. Výsledné maximální teploty všech polí	144
6.4.4. Analýza povrchové tvrdosti a hloubky prokalení	145
6.5. Závěry a zobecnění	147
6.5.1. Shrnutí výsledků měření technologie laserového kalení	147
6.5.2. Zobecnění aplikace termografie v technologii laserového kalení	148
7. Závěr	151
Shrnutí	153
Résumé	155
Literatura	157
Publikace autora	165
Příloha	169

Přehled značení

Značení veličin

α	... pohltivost (absorbance) (-); tepelná difuzivita ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)
γ	... extinkční koeficient (m^{-1})
ε	... emisivita (-)
$\varepsilon(\lambda, T, \theta', \phi')$... spektrální směrová emisivita závislá na teplotě (-)
$\varepsilon(t, 2\pi)$... celková (totální) poloprostorová (hemisférická) emisivita (-)
$\varepsilon(\lambda_1, \lambda_2, T)$... pásmová emisivita (-)
$\hat{\varepsilon}(\lambda_1, \lambda_2, T, S_\lambda)$... efektivní emisivita (-)
θ	... polární úhel (úhel od normály) ($^\circ$)
λ	... vlnová délka elektromagnetického záření (m)
λ_{max}	... vlnová délka maximální spektrální intenzity vyzařování při dané teplotě (m)
ν	... frekvence (Hz)
ρ	... odrazivost (-); hustota materiálu ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)
τ	... propustnost (-)
$\tau(\lambda_1, \lambda_2, T)$... pásmová propustnost (-)
$\hat{\tau}(\lambda_1, \lambda_2, T, S_\lambda)$... efektivní propustnost (-)
τ_{atm}	... propustnost atmosféry (-)
τ_w	... propustnost okna (-)
$\hat{\tau}$... efektivní propustnost (-)
φ	... zorný úhel kamery ($^\circ$)
ϕ	... azimutální úhel ($^\circ$)
Φ_i	... dopadající tok záření (W)
Φ'_r	... odražený tok záření (W)
Φ_a	... absorbovaný tok záření (W)
Φ_t	... prošlý tok záření (W)
Ω	... prostorový úhel (sr)
c_p	... tepelná kapacita při konstantním tlaku ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)
d	... vzdálenost mezi měřeným povrchem a IR kamerou (m)
d_{tav}	... šířka roztavené oblasti v erozivní zóně terče (m)
f_l	... ohnisková vzdálenost čočky (m)
f_r	... frekvence pulzů elektrického zdroje, opakovací frekvence (Hz)
k	... tepelná vodivost ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)
t	... čas (s)
Δt	... časová prodleva (s)
v	... procesní rychlost (rychlost hořáku vůči svařovaným plechům) ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$); skenovací rychlost gravírovacího laseru ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)
wfs	... wire feed speed – rychlost posunu přídavné elektrody ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)
x	... vodorovná souřadnice (m)
y	... svislá souřadnice (m)
A_D	... aktivní plocha detektoru (m^2)
D	... průměr vstupního otvoru (apertury) kamery (m)
F	... f-číslo čočky (-)
I	... svařovací proud (A)

I_{da}	... průměrný výbojový proud v pulzu (A)
$L_{\lambda}, L_{\lambda}^{BB}$... spektrální radiance reálného, resp. černého tělesa ($\text{W}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{sr}^{-1}$)
\hat{L}	... efektivní radiance ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$)
$M_{\lambda}, M_{\lambda}^{BB}$... spektrální intenzita vyzařování reálného, resp. černého tělesa ($\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$)
$M_{\lambda_1, \lambda_2}, M_{\lambda_1, \lambda_2}^{BB}$... spektrální intenzita vyzařování reálného, resp. černého tělesa v oblasti vlnových délek λ_1 a λ_2 ($\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$)
M, M^{BB}	... intenzita vyzařování reálného, resp. černého tělesa ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$)
M_{atm}	... intenzita vyzařování prostředí (atmosféry) ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$)
M_{obj}	... intenzita vyzařování měřeného předmětu ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$)
M_{refl}	... intenzita vyzařování zdrojů záření v okolí měřeného předmětu ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$)
M_{tot}	... celková intenzita vyzařování ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$)
M_w	... intenzita vyzařování propustného okna ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$)
$R(\lambda, \Omega, S)$... odezva měřicího systému ($\text{A}\cdot\text{W}^{-1}, \text{V}\cdot\text{W}^{-1}$)
S	... signál infračervené kamery (-)
S_{λ}	... relativní spektrální citlivost přístroje včetně spektrální propustnosti optiky (-)
\bar{S}_d	... průměrná výkonová hustota dodávaná do terče ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$)
T	... teplota (K, °C)
δT	... nejistota stanovení teploty (K, °C)
T_{atm}	... teplota atmosféry (K, °C)
T_{obj}	... teplota měřeného objektu (K, °C)
T_{refl}	... efektivní teplota okolí předmětu, odražená okolní teplota (K, °C)
U	... svařovací napětí (V)
U_{da}	... průměrné výbojové napětí v pulzu (V)
$V(T)$... výstupní signál měřicího systému infračervené kamery (V)

Konstanty

σ	... Stefan-Boltzmannova konstanta, $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$
c_0	... rychlost světla ve vakuu, $c_0 = 299\,792\,458 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$
h	... Planckova konstanta, $h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$
k	... Boltzmannova konstanta, $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$
C_1	... první vyzařovací konstanta, $C_1 = 2\pi h c_0^2 = 3.7417 \cdot 10^{-16} \text{ W}\cdot\text{m}^2\cdot\text{sr}$
C_2	... druhá vyzařovací konstanta, $C_2 = \frac{hc_0}{k} = 1.4388 \text{ }\mu\text{m}\cdot\text{K}$
C_3	... třetí vyzařovací konstanta, $C_3 = 1.287 \cdot 10^{-5} \text{ W}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{K}^5$

Indexy

'	...	apostrof, vyjadřuje směr od vzorku
λ	...	spektrální, tj. závislé na vlnové délce
atm	...	atmosféra
max	...	maximální
obj	...	objekt, předmět
okolí	...	okolí
ref	...	reference
refl	...	odražený
tot	...	celkový
v	...	vzorek
w	...	window – okno
BB	...	Black Body – černé těleso

Zkratky

ADC	...	Analog to Digital Converter – analogově digitální převodník
AR	...	Area – plošná analyzovaná oblast
CIE	...	mezinárodní komise pro osvětlování
CMT	...	Cold Metal Transfer – metoda spojování oceli a hliníku
FPA	...	Focal Plane Arrays – detekční pole v ohniskové rovině
FLIR	...	Forward Looking InfraRed – společnost vyrábějící IR kamery
FTIR	...	Fourier Transform InfraRed – infračervený spektrometr využívající Fourierovu transformaci
HPDD	...	High Power Direct Diod – vysoce výkonný přímý diodový laser
HPPMS	...	High Power Pulse Magnetron Sputtering – vysoko výkonové pulzní magnetronové naprašování
HV	...	Hardness Vickers – Vickersova tvrdost
IR	...	Infra Red, Infrared Radiation – záření v infračerveném spektru vlnových délek
LI	...	Line – čárová analyzovaná oblast
LWIR	...	Long Wawe IR – dlouhé vlnové délky
MCT	...	Mercury Cadmium Telluride, typ detektoru
MIG	...	Metal Inert Gas – metoda obloukového svařování tavící se elektrodou v ochranné atmosféře
MWIR	...	Medium Wawe IR – střední vlnové délky
NETD	...	Noise Equivalent Temperature Difference – teplotní rozdíl odpovídající šumu detektoru, udává citlivost detektoru
NIST	...	National Institute of Standards and Technology
OS	...	Object Signal – signál měřeného objektu
PVD	...	Physical Vapour Deposition – fyzikální depozice
SP	...	Spot – bodová analyzovaná oblast
TC	...	ThermoCouple – termočlánek
TOO (HAZ)	...	teplem ovlivněná oblast (heat affected zone)
UV	...	Ultra Violet – záření v ultrafialovém spektru vlnových délek

1. Úvod

Infračervená termografie zaznamenala za poslední desetiletí výrazný posun nejen v oblasti technických parametrů infračervených kamer, ale i v jejich dostupnosti. Použití kamer v současné době není již jen pro vědecké a vojenské účely, ale jsou hojně využívány v diagnostice strojních zařízení, lékařství, průmyslu a v mnoha dalších oborech. Představa, že termovizní kameru lze bez velkých obtíží použít na přesné změření teploty jakéhokoli procesu nebo předmětu, však není správná, neboť termografické měření má kromě svých výhod i mnohá úskalí a omezení.

Výhodou bezkontaktního termografického měření je postihnutí a zobrazení celkového teplotního pole objektu, jeho pomocí je možné zachytit i rychlé teplotní změny a velmi vysoké teploty. Snímat lze také nepřístupné a pohybující se objekty.

Největším úskalím a zdrojem nejistoty při stanovení teploty termovizním měřením jsou radiační procesy a jejich parametry, které ovlivňují radiační tok od měřeného objektu k detektorům kamery. Parametrem udávajícím množství vyzařené energie z povrchu měřeného objektu je emisivita, jejíž znalost se ukazuje jako klíčová. Parametr propustnosti prostředí, kterým záření prochází na cestě od objektu k detektorům (atmosféra, propustné okno), charakterizuje obvykle snížení jeho intenzity. Mezi nejdůležitější radiační procesy ovlivňující měření patří vyzařování okolních předmětů, které se od měřeného objektu odráží do kamery, dále pak vlastní vyzařování prostředí mezi měřeným objektem a kamerou a působení intenzivních zdrojů záření.

Termovizní měření a analýzu teplotního pole lze využít i v moderních plazmových a laserových technologiích povrchových úprav a svařování. Každá z těchto technologií má však svá specifika, jimž je nutné měření IR kamerou přizpůsobit. Například vytváření tenkých vrstev probíhá v nízkotlaké komoře, proto je snímání teplotního pole nutné provádět skrze propustné okno. Kromě emisivity terče zde hraje významnou roli právě i propustnost okna a z radiačních procesů nelze opomenout záření plazmatu a jeho odrazy. Při teplotní analýze obloukového svařování je největším problémem nízká emisivita svařovaných plechů a z radiačních procesů může prováděné měření komplikovat záření obloukového výboje. Při

měření teplotního pole laserem kaleného vzorku do hry vstupují také časové, teplotní a prostorové změny emisivity a intenzivní zdroj záření, kterým je samotný laserový paprsek.

Disertační práce je řešena ve spolupráci Katedry fyziky Fakulty aplikovaných věd a odboru Termomechanika technologických procesů vysokoškolského ústavu Nové technologie – výzkumné centrum Západočeské univerzity v Plzni. Je zaměřena na výzkum plazmových a laserových technologií pomocí termografie.

2. Současný stav problematiky

2.1. Teoretické základy infračervené termografie

Infračervená termografie se zabývá bezkontaktním měřením a analýzou teplotního pole povrchu těles. Princip měření spočívá v zachycení energie vyzařované povrchem zkoumaného objektu v infračerveném spektru elektromagnetického záření a její převedení na elektrický signál. Na základě množství zachycené energie a její časové závislosti lze zobrazit povrchové a časové rozložení teplotního pole [1, 2].

Zachycený obraz povrchového teplotního pole se nazývá termogram. Nese v sobě informaci nejen o stavu vnitřní energie objektu (teplota), ale i o povrchových vlastnostech ovlivňujících schopnost vyzařování IR záření (emisivita). Analýzou termogramu tak lze, kromě jiného, získat informace spojené s vytvářením povrchového teplotního pole, s mechanismy šíření tepla a s mechanismy přeměny tepelné energie hmoty na infračervené záření.

2.1.1. Infračervené záření

Elektromagnetické záření je na základě úmluvy rozděleno podle vlnových délek do několika skupin – vlnových pásem: γ záření, rentgenové záření, UV záření, viditelné záření, IR záření, mikrovlny, radiové vlny a dlouhé radiové vlny [3-5]. Pro termografii se využívá infračervené vlnové pásmo v rozsahu vlnových délek 0.7 až 1000 μm , které je možné dále rozdělit [6], a to z několika hledisek. Běžné členění uvádí norma DIN [7] a mezinárodní komise pro osvětlování CIE [8]: NIR – blízké infračervené záření – 0.76 a 1.4 μm ; SWIR – IR krátké vlnové délky – 1.4 až 3 μm ; MWIR – IR střední vlnové délky – 3 až 8 μm ; LWIR – IR dlouhé vlnové délky – 8 až 15 μm a FIR – dlouhé infračervené záření – 15 až 1000 μm . Dělení z pohledu pracovních oblastí aktivních látek infradetektorů je uvedeno v [9, 10] (MWIR – 3 až 5 μm , InSb, HgCdTe, PbSe, LWIR – 8 až 12 nebo 7 až 14 μm , HgCdTe, mikrobolometry).

2.1.2. Základní veličiny a zákony vyzařování absolutně černého tělesa

Planckův vyzařovací zákon

Planckův zákon vyjadřuje rozdělení emitované energie jako funkce vlnové délky pro danou termodynamickou teplotu a je jedním z nejdůležitějších zákonů popisujících tepelné záření. Spektrální zář L , tj. výkon vyzařený černým tělesem z jednotky plochy do jednotky prostorového úhlu, je vyjádřena vztahem [11]

$$L_{\lambda}^{BB}(\lambda, T) = \frac{2hc_0^2}{\lambda^5 \left(e^{\frac{hc_0}{\lambda kT}} - 1 \right)}, \quad (2.1)$$

kde c_0 je rychlost světla ve vakuu, h Planckova a k Boltzmannova konstanta. Na základě rovnice (2.1) lze vyjádřit spektrální intenzitu vyzařování $M_{\lambda}^{BB} = \pi \cdot L_{\lambda}^{BB}$, která popisuje rozdělení energie emitované do polokoule nad plochou černého tělesa o termodynamické teplotě T jako funkci vlnové délky λ [1, 12, 13]

$$M_{\lambda}^{BB}(\lambda, T) = \frac{2\pi hc_0^2}{\lambda^5 \left(e^{\frac{hc_0}{\lambda kT}} - 1 \right)} = \frac{C_1}{\lambda^5 \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)}. \quad (2.2)$$

Planckův vyzařovací zákon je často uváděn ve tvaru s první a druhou vyzařovací konstantou ($C_1 = 2\pi hc_0^2$, $C_2 = \frac{hc_0}{k}$).

Wienův posunovací zákon

Maximum spektrální intenzity vyzařování se mění v závislosti na teplotě absolutně černého tělesa. Vlnovou délku maxima spektrální intenzity vyzařování λ_{max} (μm) při dané teplotě lze stanovit z Planckova zákona vyhledáním lokálního extrému, což vyjadřuje Wienův posunovací zákon [1, 12]

$$\frac{\partial M_{\lambda}^{BB}(\lambda, T)}{\partial \lambda} = 0 \Rightarrow \lambda_{max} = \frac{2897.7}{T}. \quad (2.3)$$

Při pokojové teplotě ($T = 300$ K) leží vrchol vyzařování v LWIR oblasti (přibližně $10 \mu\text{m}$), při teplotě 5778 K (efektivní teplota povrchu slunce [14]) se nachází maximum spektrální intenzity vyzařování na vlnové délce 501.5 nm – modrozelená

až zelená barva. Velikost spektrální intenzity vyzařování při vlnové délce λ_{max} příslušející dané teplotě T je dána vztahem [15]

$$M_{\lambda_{max}}^{BB} = C_3 \cdot T^5, \quad (2.4)$$

kde $C_3 = 1.287 \cdot 10^{-5} \text{ W}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{K}^{-5}$.

Stefan-Boltzmannův zákon

Integrací Planckova zákona (2.2) přes celý rozsah vlnových délek lze odvodit Stefan-Boltzmannův zákon (2.5). Ten udává intenzitu vyzařování absolutně černého tělesa M^{BB} závislou pouze na absolutní teplotě T

$$M^{BB}(T) = \int_0^{\infty} \frac{2\pi hc_0^2}{\lambda^5 \left(e^{\frac{hc_0}{\lambda kT}} - 1 \right)} d\lambda = \sigma \cdot T^4, \quad (2.5)$$

kde σ je Stefan-Boltzmannova konstanta. Graficky lze intenzitu vyzařování M^{BB} znázornit plochou pod křivkou vytvořenou podle Planckova zákona (2.2) [12].

Vyzařování v konečném intervalu spektra

Intenzita vyzařování absolutně černého tělesa v rozsahu vlnových délek λ_1 a λ_2 lze určit integrací Planckova zákona (2.2) v rozsahu příslušných vlnových délek

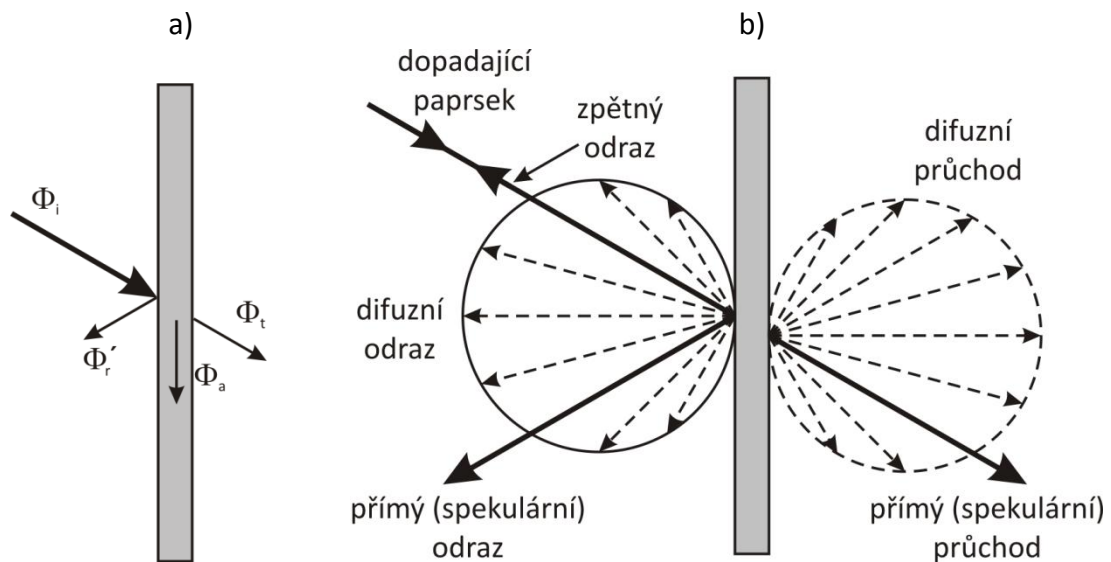
$$M_{\lambda_1, \lambda_2}^{BB}(T) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{2\pi hc_0^2}{\lambda^5 \left(e^{\frac{hc_0}{\lambda kT}} - 1 \right)} d\lambda. \quad (2.6)$$

Graficky lze intenzitu vyzařování $M_{\lambda_1, \lambda_2}^{BB}$ znázornit plochou pod křivkou vytvořenou dle Planckova zákona (2.2) ohraničenou zleva a zprava vlnovými délkami λ_1 a λ_2 [12].

2.1.3. Optické vlastnosti ovlivňující bezkontaktní měření teplot

Reálné povrchy se nechovají jako černá tělesa. Ta totiž pohlcují celý dopadající tok a vyzařují maximální možnou energii, jejíž množství závisí pouze na teplotě. Reálná

tělesa absorbují jen část dopadajícího toku Φ_i , část odrážejí a další část propouštějí, viz Obr. 2.1 a) [12, 16]. Možné způsoby odrazu (přímý, difuzní) a průchodu (přímý, difuzní) dopadajícího paprsku materiálem jsou zobrazeny na Obr. 2.1 b) [17].



Obr. 2.1 Schéma: a) radičních toků, b) zjednodušeného modelu odrazu paprsku od materiálu a průchodu paprsku materiálem.

Absorbované, odražené a propuštěné části dopadajícího toku závisí nejen na vlnové délce (λ), směru (polární úhel θ' , azimutální úhel ϕ') a teplotě (T), ale také na dalších vlastnostech povrchu. Odražený tok neovlivňuje předmět a absorbovaný tok zvyšuje vnitřní tepelnou energii a tím teplotu materiálu. Podle zákona zachování energie je při dodržení znaménkové konvence součet všech energií roven nule. Dopadající tok Φ_i je tak roven součtu toku odraženého Φ_r' , absorbovaného Φ_a a prošlého Φ_t

$$\Phi_i = \Phi_r' + \Phi_a + \Phi_t. \quad (2.7)$$

Pro některé látky nejsou všechny hodnoty nenulové. Například pro nepropustné látky je $\Phi_t = 0$, odraz a absorpce se odehrávají v omezené hloubce pod povrchem – do $1 \mu\text{m}$). Pro dokonalá zrcadla se absorbovaný tok Φ_a a prošlý tok Φ_t rovnají nule a veškerý dopadající tok je odražen. Pro černé těleso je veškerý dopadající tok absorbován, tj. $\Phi_i = \Phi_a$. Obecně jsou členy na pravé straně rovnice (2.7) mírou následujících vlastností – odrazivosti, pohltivosti a propustnosti.

Vztahy mezi optickými vlastnostmi a Kirchhoffův zákon

Upravením rovnice (2.7) lze dospět ke vztahu (2.8), který výše uvedené vlastnosti vzájemně propojuje, ve tvaru

$$\rho + \alpha + \tau = 1, \quad (2.8)$$

kde koeficienty ρ , α a τ popisují poměrnou část energie předmětem odražené (ρ), absorbované (α) a propuštěné (τ). Tento vztah je platný pro stejné spektrální nebo celkové spektrální, tj. $\lambda(0 \rightarrow \infty)$, a směrové podmínky. Pro nepropustný materiál, ($\tau = 0$), se vztah (2.8) zjednoduší na tvar

$$\rho + \alpha = 1. \quad (2.9)$$

Kirchhoffův zákon vyjadřuje propojení mezi absorpčními a emisními procesy a tedy i mezi emisivitou a pohltivostí (absorptivitou) při rovnosti úhlů $\theta' = \theta$ a $\phi' = \phi$

$$\varepsilon(\lambda, \theta', \phi') = \alpha(\lambda, \theta, \phi). \quad (2.10)$$

Platnost tohoto vztahu lze demonstrovat uvažováním malého předmětu v uzavřené nepropustné dutině, která může být považována za černé těleso. Za předpokladu tepelné rovnováhy jsou všechny toky vykompenzovány. Absorbovaný tok je roven vyzářenému (emitovanému) a tudíž platí i rovnost mezi emisivitou a pohltivostí.

Emisivita

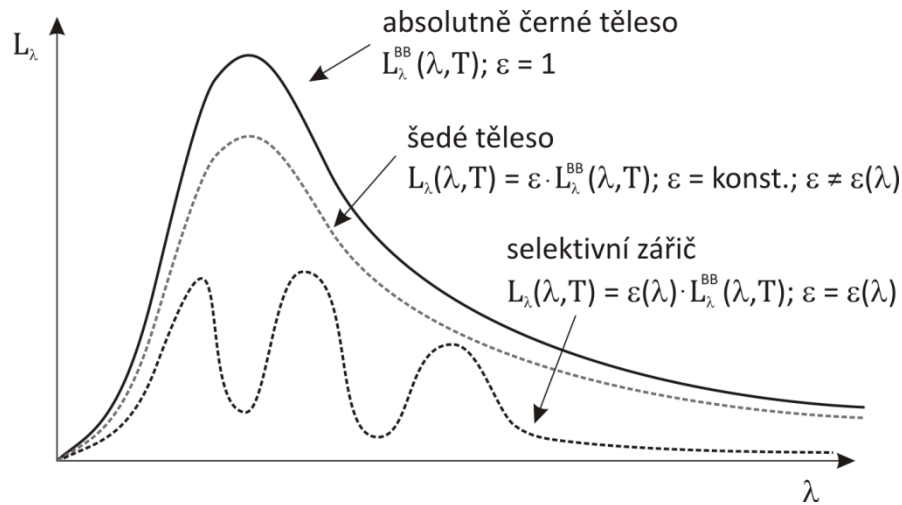
Při popisu záření reálného povrchu musí být vztah záření absolutně černého tělesa korigován, protože reálné povrchy emitují jen jeho část [1]. Korekčním faktorem je emisivita ε . Emisivita je povrchová vlastnost, která udává schopnost vyzářovat energii a je definována jako poměr záření emitovaného povrchem tělesa k záření emitovaného povrchem absolutně černého tělesa (za stejných podmínek – teplota, směr, vlnová délka nebo spektrální pásmo). Emisivita je bezrozměrnou veličinou a nabývá hodnot mezi 0 a 1.

Emisivita není konstanta, ale závisí na výše uvedených parametrech. Díky těmto závislostem je používán koncept spektrálně-směrové emisivity $\varepsilon(\lambda, T, \theta', \phi')$.

Spektrálně směrová emisivita povrchu při teplotě T emitujícího záření o vlnové délce λ ve směru (θ', ϕ') je definována [2]

$$\varepsilon(\lambda, T, \theta', \phi') = \frac{L_\lambda(\lambda, T, \theta', \phi')}{L_\lambda^{BB}(\lambda, T)}. \quad (2.11)$$

Pro kovové materiály emisivita vzrůstá s teplotou. Úhlová závislost se u kovů projeví až od určité hodnoty polárního úhlu θ (tj. úhlu od normály; pro menší úhly je spíše konstantou). Pro nekovové materiály emisivita s rostoucím úhlem klesá.



Obr. 2.2 Průběh spektrální záře absolutně černého tělesa, šedého tělesa a selektivního zářiče při stejné teplotě T .

V praxi není vždy nutné znát všechny závislosti emisivity. Například předměty, jejichž emisivita je nezávislá na vlnové délce $\varepsilon(T, \theta', \phi')$, se nazývají *šedá tělesa* (viz Obr. 2.2). Výrazem *barevná tělesa* se označují povrchy s plnou závislostí emisivity $\varepsilon(\lambda, T, \theta', \phi')$. Pro opticky homogenní materiály s hladkým povrchem je emisivita nezávislá na azimutu ϕ' , tj. $\varepsilon(\lambda, T, \theta')$. Pokud jsou uvažovány pouze malé polární úhly θ' a emisivita je konstantní ve spektrální a teplotní oblasti, je hodnota emisivity konstantní, $\varepsilon = konst.$

Spektrální poloprostorová (hemisférická) emisivita $\varepsilon(\lambda, 2\pi)$ je průměrná emisivita přes všechny směry v prostoru polokoule nad elementární plochou, tj. $\theta' \in (0, \frac{\pi}{2})$, $\phi' \in (0, 2\pi)$. Celková (totální, značeno t) poloprostorová (hemisférická) emisivita $\varepsilon(t, 2\pi)$ je průměrná emisivita přes všechny vlnové délky, tj. na

spektrálním rozsahu $\lambda \in (0, \infty)$, s váhou Planckova zákona a přes všechny směry (2π)

$$\varepsilon(t, 2\pi) = \frac{M(T)}{M^{BB}(T)} = \frac{\int_0^\infty \varepsilon(\lambda, 2\pi) \cdot M^{BB}(\lambda, T) d\lambda}{M^{BB}(T)}. \quad (2.12)$$

Nejistota v emisivitě je velmi důležitou záležitostí v infračervené radiometrii, která je založena na měření vyzářené energie, v níž jsou emisivita a teplota vzájemně provázané $L'(\lambda, T) = \varepsilon \cdot L^{BB}(\lambda, T)$. Měření teploty T vyžaduje znalost emisivity ε a naopak.

Pro oblast vlnových délek $\lambda \in \langle \lambda_1, \lambda_2 \rangle$ je definována tzv. pásmová emisivita, která je dána poměrem „pásmové“ intenzity vyzařování uvažovaného tělesa a „pásmové“ intenzity vyzařování černého tělesa téže teploty

$$\varepsilon(\lambda_1, \lambda_2, T) = \frac{M_{\lambda_1, \lambda_2}(\lambda, T)}{M_{\lambda_1, \lambda_2}^{BB}(\lambda, T)} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon(\lambda, T) \cdot L_{\lambda}^{BB}(\lambda, T) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda}^{BB}(\lambda, T) d\lambda}. \quad (2.13)$$

Při bezkontaktním měření detektorem s relativní spektrální citlivostí přístroje včetně spektrální propustnosti optiky S_{λ} v pásmu vlnových délek přístroje λ_1 až λ_2 je definována efektivní emisivita vztahem

$$\hat{\varepsilon}(\lambda_1, \lambda_2, T, S_{\lambda}) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon(\lambda, T) \cdot L_{\lambda}^{BB}(\lambda, T) \cdot S_{\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda}^{BB}(\lambda, T) \cdot S_{\lambda} d\lambda}. \quad (2.14)$$

Efektivní hodnota emisivity je váženým průměrem přes pásmo spektrální citlivosti přístroje. Pokud lze měřené těleso považovat za šedé těleso v pásmu spektrální citlivosti přístroje, tak se vliv citlivosti přístroje vykompenzuje a efektivní emisivita nabývá v tomto spektrálním pásmu konstantní hodnoty.

Pohltivost

Poměr absorbovaného toku a dopadajícího toku vyjadřuje pohltivost (absorptivita)

$$\alpha(\lambda, T, \theta, \phi) = \frac{d\Phi_a}{d\Phi_i}. \quad (2.15)$$

Stejně jako u emisivity závisí pohltivost na vlnové délce, směru a teplotě $\alpha(\lambda, T, \theta, \phi)$.

Odrazivost

Tato vlastnost je charakterizována směrovými podmínkami dopadajícího (θ, ϕ) i odraženého (θ', ϕ') toku. Spektrální odrazivost je vyjádřena jako poměr diferenciálního odraženého toku k diferenciálnímu dopadajícímu toku

$$\rho(\lambda, \theta, \phi, 2\pi) = \frac{d\Phi'_{\lambda,r}}{d\Phi_{\lambda,i}}. \quad (2.16)$$

Vztah (2.16) lze použít ve většině běžných případů, protože pro daný dopadající tok jsou uvažovány všechny možné směry odrazu. V některých situacích, jako jsou izotropicky difuzní povrchy (Lambertovské reflektory), je odražená zář rovnoměrná v prostoru polokoule nad povrchem a nezávislá na směru odrazu. Pro ideální bezztrátový difuzní reflektor je odrazivost $\rho = 1$, tj. dopadající tok je celý odražen.

Většinu praktických případů lze rozdělit do dvou oblastí: dokonale spekulární povrch (leštěný kovový povrch nebo zrcadlo) nebo izotropicky difuzní povrch (drsné nebo rozptylující povrchy), viz Obr. 2.1 b). Předpoklad izotropicky difuzního odrazu je v mnoha případech dostačující a zjednodušuje tak řešení daných problémů.

Propustnost

Propustnost skrz polopropustné médium je komplikovaná kvůli své obousměrné podstatě a možným vnitřním odrazům, které způsobí nutnost uvažovat tloušťku materiálu a jeho vlastnosti. Z makroskopického hlediska je možné definovat spektrálně-směrově-poloprostorovou propustnost jako poměr dopadajícího toku k prošlému toku v poloprostoru výstupního povrchu (Obr. 2.1 b)

$$\tau(\lambda, \theta, \phi, 2\pi) = \frac{d\Phi'_{\lambda,t}}{d\Phi_{\lambda,i}}. \quad (2.17)$$

Stejně jako u emisivity lze vyjádřit pásmovou (2.18) a efektivní propustnost (2.19), jejichž hodnoty se používají např. pro vyjádření propustnosti průzorového okna

$$\tau(\lambda_1, \lambda_2, T) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau(\lambda, T) \cdot L_{\lambda}^{BB}(\lambda, T) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda}^{BB}(\lambda, T) d\lambda}, \quad (2.18)$$

$$\hat{\tau}(\lambda_1, \lambda_2, T, S_{\lambda}) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau(\lambda, T) \cdot L_{\lambda}^{BB}(\lambda, T) \cdot S_{\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda}^{BB}(\lambda, T) \cdot S_{\lambda} d\lambda}. \quad (2.19)$$

2.1.4. Měření optických vlastností v termografii

Pro stanovení emisivity jako nejdůležitějšího parametru ovlivňujícího množství vyzářeného radiačního toku byly vyvinuty jak experimentální metody, tak i teoretické modely. Mezi nejpoužívanější experimentální metody využívající termografické systémy patří metoda známé teploty vzorku, metoda známé emisivity a metoda měření odrazivosti [18]. Těmito metodami je vždy stanovena efektivní emisivita pro příslušný termovizní systém. Kromě metod využívajících termografické systémy se používají metody kalorimetrické a radiometrické (metoda pomocného reflektoru, dutinový reflektometr, integrační sféra, integrační zrcadlové reflektometry, gonioreflektometr, laserová polarimetrie). V [19] je představen emisometr. V [20] jsou uvedeny metody pro teoretické stanovení emisivity.

Metoda známé teploty

Metoda známé teploty je založena na termovizním měření vzorku o známé teplotě odlišné od teploty okolí. Příkladem je uspořádání zobrazené na Obr. 2.3 a), kde je měřený vzorek umístěn na plošném tepelném zdroji, jímž je odporově vyhřívána deska s regulovatelným příkonem, a teplota měřena pomocí termočlánku. Výchozím vztahem pro výpočet efektivní emisivity je definice (2.11), tj. poměr vyzařování vzorku k vyzařování černého tělesa o stejné teplotě

$$\hat{\varepsilon} = \frac{L_{m_v} - (1 - \hat{\varepsilon}) \cdot L_{m_{okolí}}}{L^{BB}}. \quad (2.20)$$

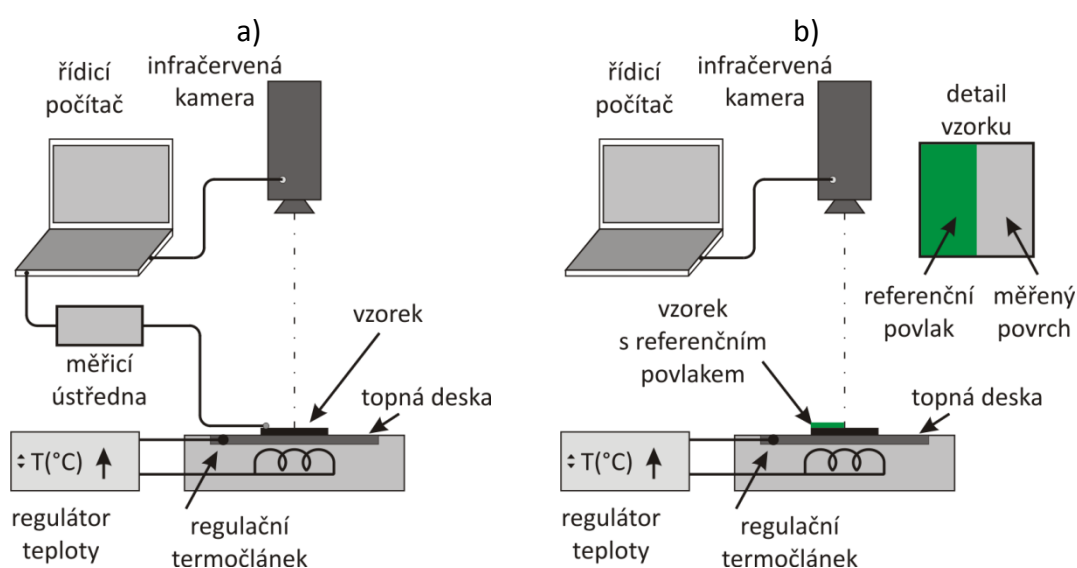
Záře vzorku L_{m_v} o teplotě T_v měřená kamerou ovšem obsahuje i odražené záření z okolí. To je kompenzováno členem $(1 - \hat{\varepsilon}) \cdot L_{m_{okolí}}$, který odpovídá odraženému

záření okolí o teplotě $T_{okolí}$, přičemž člen $(1 - \hat{\varepsilon})$ vyjadřuje reflektivitu, tj. poměrnou část odraženého záření. Člen L^{BB} vyjadřuje zář absolutně černého tělesa o teplotě vzorku T_v . Úpravou vztahu (2.20) lze určit efektivní emisivitu [21]

$$\hat{\varepsilon} = \frac{S_v - S_{okolí}}{S^{BB} - S_{okolí}}, \quad (2.21)$$

kde S_v je signál měřený kamerou odpovídající záři vzorku $L_{m_v}(T_v)$, $S_{okolí}$ je signál odpovídající měřené záři okolí $L_{m_{okolí}}(T_{okolí})$ a S^{BB} je signál odpovídající záři černého tělesa $L^{BB}(T_v)$. Hodnotu S^{BB} lze určit pomocí kalibrační křivky přístroje. Vztah (2.21) platí za předpokladu, že signál kamery je přímo úměrný záři. Vliv okolí na vyhodnocení emisivity lze vyloučit měřením vzorku na dvou rozdílných známých teplotách [21].

Vztahu (2.21) využívá funkce *Emissivity Calculation* [P1] implementovaná v programu ThermaCAM Researcher, která na základě vstupních parametrů, jimiž jsou známé teploty měřeného vzorku T_v a okolí $T_{okolí}$, vypočítá neznámou emisivitu měřeného vzorku. Dalším způsobem, jak v tomto softwaru stanovit emisivitu při známé teplotě vzorku, je postupně nastavovat hodnotu emisivity tak, až nastane shoda (minimální rozdíl) mezi známou teplotou a teplotou stanovenou softwarem na základě měření a měněné emisivity. Tento postup lze automatizovat a využívá jej pomocný software EmisCalc [XLIV] vytvořený na našem pracovišti (ZČU).



Obr. 2.3 Schéma uspořádání při termografickém měření emisivity: a) metoda známé teploty, b) metoda známé emisivity.

Metoda známé emisivity

Metoda známé emisivity je založena na termovizním měření vzorku, na jehož část byla aplikována barva o známé emisivitě [20]. Uspořádání při měření je podobné jako při metodě známé teploty avšak s tím rozdílem, že ke stanovení emisivity není využito známé teploty změřené termočlánkem, ale známého radičního toku vyzařovaného z oblasti se známou emisivitou – viz Obr. 2.3 b). Předpokladem této metody je, že teplota analyzované oblasti měřeného vzorku T_v a teplota referenční oblasti jsou shodné. Efektivní emisivitu vzorku lze určit pomocí vztahu

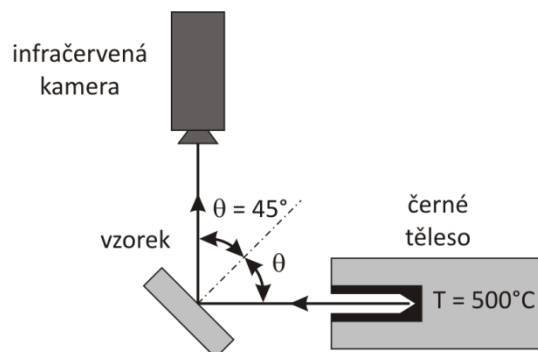
$$\hat{\varepsilon} = \frac{S_v - S_{okolí}}{S_{ref} - S_{okolí}} \cdot \hat{\varepsilon}_{ref}, \quad (2.22)$$

kde S_{ref} je signál odpovídající měřené záři referenční oblasti L_{m_ref} a $\hat{\varepsilon}_{ref}$ je efektivní emisivita referenční oblasti. S_v je signál odpovídající měřené záři vzorku L_{m_v} a $S_{okolí}$ signál odpovídající záři okolí $L_{m_okolí}(T_{okolí})$ na teplotě $T_{okolí}$.

Metodu známé emisivity lze propojit s metodou známé teploty. Ze známé emisivity referenční oblasti a známého radičního toku referenční oblasti je stanovena její teplota, tudíž i teplota měřeného vzorku.

Metoda měření odrazivosti

Metoda měření odrazivosti (metoda známého pozadí) [20] je založena na měření známého záření odraženého od povrchu, jehož emisivita je měřena. Tato metoda je vhodná pro měření vzorků s velmi nízkou hodnotou emisivity a jako zdroj známého záření se používá černé těleso, viz Obr. 2.4. Jde o nepřímou metodu, protože emisivita je určena jako doplněk k odrazivosti vzorku.



Obr. 2.4 Schéma uspořádání při měření emisivity metodou měření odrazivosti.

Emisivitu lze vyhodnotit ze zjednodušeného vztahu zanedbávajícího vlastní záření vzorku (nízká teplota i emisivita)

$$\varepsilon_{\theta=45^\circ} = 1 - \frac{S_v}{S^{BB}}, \quad (2.23)$$

kde S_v je signál odpovídající odraženému záření černého tělesa vzorkem a S^{BB} signál odpovídající záři černého tělesa.

2.2. Infračervená kamera

Infračervená kamera (IR kamera, termovize, termovizní kamera) je přístroj, který vytváří obraz z infračerveného záření podobně jako běžná kamera ze záření viditelného. Namísto oblasti viditelného spektra 400 – 700 nm pracují termovizní kamery v infračervené oblasti elektromagnetického záření. Obraz kamery je ovšem jen jednobarevný, protože běžně užívané senzory nerozlišují vlnovou délku záření.

Monochromatické obrazy se obvykle zobrazují v pseudobarevné podobě. Jednotlivým barevným odstínům je přiřazena teplota a součástí obrazu je barevná teplotní stupnice (paleta). Detektory kamery však neměří přímo teplotu, ale výstupní signál je úměrný intenzitě dopadajícího záření.

2.2.1. Princip infračervené kamery

Existují dva základní typy zobrazovacích systémů [15, 22]:

- a) systémy s opticko-mechanickým rozkladem obrazu (skenovací systémy),
- b) systémy s maticovým detektorem (neskenovací systémy).

Kamery s opticko-mechanickým rozkladem obrazu, nazývané také jako skenovací systémy, postupně snímají (skenují) celé zorné pole po řádcích nebo sloupcích pomocí rychle se pohybující optické soustavy. Ta postupně přivádí na malý detektor záření ze všech míst snímaného objektu. Detekční část může tvořit jeden bodový detektor, více detektorů umístěných lineárně vedle sebe nebo malá mozaika

detektorů. Zářivý tok je rozkládán pohyblivými optickými částmi kamery (rotační hranoly a zrcadla) a poté dále prochází přes čočky, clonu a filtr až na detektor.

Kamery s maticovým detektorem, označované také jako FPA (Focal Plane Arrays), využívají velkou mozaiku elementárních detektorů. Celá snímaná oblast je optikou zaostřena na matici umístěnou v ohniskové rovině optického systému. Každý pixel výsledného teplotního snímku odpovídá jednomu detektoru v matici.

Infračervené kamery se skládají z následujících tří částí [15, 22]:

- 1) optická část – zaměřuje záření na infračervený detektor, případně provádí optický rozklad, obsahuje clonku pravidelně zakrývající optickou cestu k detektoru (slouží jako reference teploty),
- 2) detektorová část – převádí záření na elektrický analogový signál,
- 3) mikroprocesorová část – převádí analogový signál detektoru na digitální a následně na teplotu, vytváří obraz a umožňuje jeho zpracování.

Uspořádání uvedených částí se liší podle typu kamery – skenovací systém nebo neskenovací systém, chlazený nebo nechlazený systém.

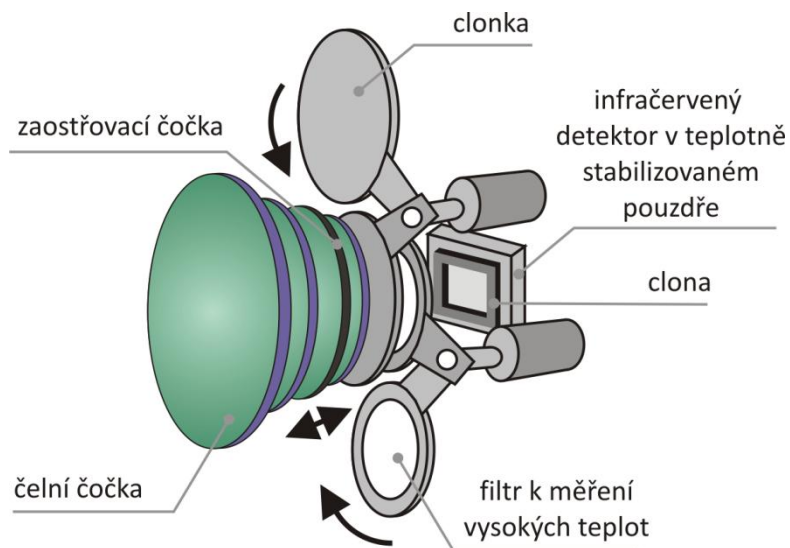
Optická část

IR kamera je svou konstrukcí (uspořádáním vnitřních částí) navržena podobně jako kamera pro vlnové délky viditelného záření. Materiály používané v optice kamer na viditelné světlo ale nemohou být použity pro optiku infračervené kamery, protože dostatečně nepropouštějí infračervené záření. Přehled spektrální propustnosti materiálů používaných na optické prvky v IR oblasti je uveden v [23, 24].

Objektiv je většinou složen ze soustavy čoček, které byly vybroušeny z vhodného materiálu propustného pro použitou spektrální oblast, viz Obr. 2.5. Čočky infračervených kamer jsou nejčastěji vyrobeny z křemíku (MWIR kamery) nebo germania (LWIR kamery) [1]. Křemík a germanium mají dobré mechanické vlastnosti (vysokou tvrdost a pevnost) a nejsou hygroskopické. Stejně jako v kamerách na viditelné světlo mají i čočky infračervených kamer na svém povrchu

antireflexní vrstvu a při vhodném designu mohou dosahovat velmi vysoké propustnosti dopadajícího záření (téměř až 100 %).

Konstrukce objektivu je podřízena požadavkům na eliminaci optických aberací, které jsou v IR části spektra mnohem hůře korigovatelné. Komplikované odstraňování optických vad je způsobeno velkou šířkou spektrálního pásma měřeného záření (3 až 5 μm , 7.5 až 13 μm), které je mnohem širší než pásmo viditelného světla (400 až 700 nm). Korekce optických aberací se provádí vhodnou kombinací různých typů čoček – spojek a rozptylek.



Obr. 2.5 Schéma objektivu IR kamery s maticovým mikrobolometrickým FPA detektorem [25].

Detektorová část

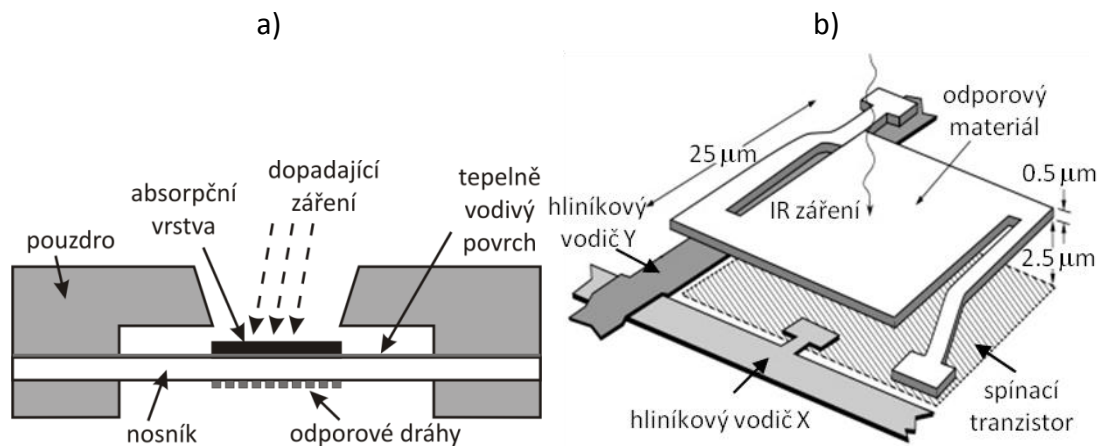
Detektory používané v infračervených kamerách se dělí na kvantové a tepelné.

Kvantové detektory jsou polovodičové systémy využívající k detekci infračerveného záření vnitřní fotoelektrický jev, při němž dochází ke generaci párů elektron – díra a mění se elektronová, resp. děrová vodivost detektoru. Počet elektronů a tedy i velikost výstupního elektrického signálu jsou úměrné počtu zachycených fotonů. Kvantové detektory se dále dělí dle typu použitého polovodiče na fotorezistory a fotodiody. V termovizních systémech lze nalézt následující kvantové FPA detektory: HgCdTe (nazývané také MCT resp. CMT nebo „Mercat“),

InSb, QWIP (Quantum Well Infrared Photodetector), PtSi, InGaAs a SL (Super Lattices – supermřížky) [20]. Oblast detektorů je obvykle chlazená kapalným dusíkem nebo Stirlingovým termoelektrickým chladičem.

Tepelné detektory jsou sestaveny tak, aby měly vlastnosti černého tělesa. Při absorpci záření dochází k ohřátí citlivé části detektoru a pohlcená energie se vyhodnocuje nepřímo prostřednictvím snímačů teploty. Tepelné detektory se dělí na bolometrické, termoelektrické a pyroelektrické.

U bolometrických detektorů se mění jejich elektrický odpor v závislosti na teplotě absorpční vrstvy senzoru pohlcující až 95 % záření. Absorpcí záření se ohřívá teplotně vodivý povrch a teplo je rozvedeno dále do nosníku, na jehož spodní straně jsou odporové dráhy, jejichž odpor se mění lineárně s teplotou. Bolometr musí být tepelně izolován od okolí, aby nedocházelo k ovlivnění měření. Spektrální citlivost bolometru je určena spektrální pohltivostí absorpční vrstvy detektoru. Ustálená vyšší teplota způsobená pohlceným zářením je mírou energie dopadajícího zářivého toku. Doba potřebná k dosažení termodynamické rovnováhy detektoru určuje velikost jeho časové konstanty a tím i maximální vzorkovací frekvenci snímání teploty. Schéma bolometru je na Obr. 2.6 a) [26-28].



Obr. 2.6 Schéma: a) bolometrického detektoru, b) struktury mikrobolometrického elementu (Honeywellův mikrobolometr) [26, 29].

Standardní bolometrické detektory mají velkou časovou konstantu, která znemožňuje jejich využití ke konstrukci rychlých termovizních systémů. Snaha

o zkrácení časové konstanty vedla k vývoji mikrobolometrických detektorů, kde je snížena tepelná kapacita absorpční vrstvy zmenšením objemu detekčního elementu.

Mikrobolometr je konstruován ve formě integrovaného obvodu, který je tvořen velkým množstvím bolometrů uspořádaných do matice. Detail jednoho elementu mikrobolometru je znázorněn na Obr. 2.6 b). Jako odporový materiál se nejčastěji využívá oxid vanadičitý (70 % současných detektorů [30]) nebo nitrid křemíku. Tepelná izolace je vytvořena umístěním mikrobolometru do vakua. K vzájemnému propojení jednotlivých elementů slouží propojovací síť obvykle hliníkových vodičů. Pod každým bolometrem je umístěn spínací tranzistor, který předává signál řídicí logice a umožňuje tak získat změnu velikosti odporu způsobenou ohřevem z dopadajícího infračerveného záření [28]. Výstupní signál obrazového snímače je tvořen sekvenční posloupností složenou ze signálů jednotlivých prvků. Podrobné informace o detektorech nalezneme v [4, 10, 31, 32].

Mikroprocesorová část

Na výstupu detektoru se objevuje pouze malý elektrický signál, který musí být zesílen a formován elektronickým systémem. Z hlediska uživatele jsou nejdůležitější následující dva parametry [33] – počet a typ datových výstupů a dynamický rozsah analogově digitálního převodníku.

Většina IR kamer má přinejmenším dva výstupy – video výstup určený pro vizualizaci a digitální výstup pro kvantitativní měření. Rozsah ADC (Analog to Digital Converter) určuje počet úrovní digitálního čísla výstupu a tím ovlivňuje citlivost kamery. Běžné hodnoty jsou 14 bitů (16 384 úrovní) nebo 16 bitů (65 536 úrovní).

2.2.2. Zpracování signálu a radiační procesy ovlivňující měření

Výstupní signál (napětí) kamery $V(T)$ je úměrný celkové hodnotě intenzity dopadajícího záření M_{tot} , odezvě detektoru R_D a konstantě k [5]

$$V(T) = k \cdot R_D \cdot M_{tot}. \quad (2.24)$$

Konstantu k lze charakterizovat pomocí parametrů kamery

$$k = \frac{A_D \cdot \tau_{optiky}}{4 \cdot F^2}, \quad (2.25)$$

kde τ_{optiky} je propustnost optiky, A_D aktivní plocha detektoru a F je f-číslo čočky, které lze vyjádřit pomocí ohniskové vzdálenosti čočky f_l a průměru vstupního otvoru (apertury) kamery D ,

$$F = \frac{f_l}{D}. \quad (2.26)$$

Obecný vztah pro výstupní signál $V(T)$ měřicího systému infračervené kamery lze vyjádřit vztahem [34, 35]

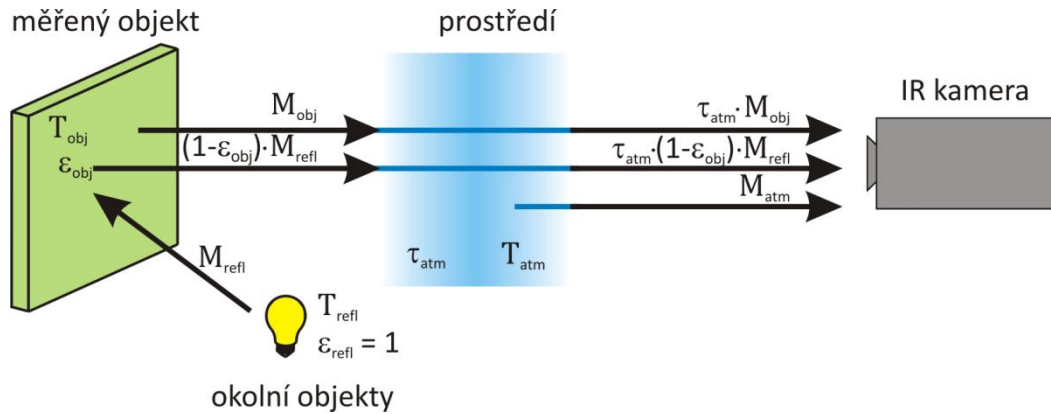
$$V(T) = \int_t \int_\lambda \int_\Omega \int_{A_D} R(\lambda, \Omega, A_D) \cdot L_\lambda(\lambda, \Omega, A_D) dA_D \cos \theta d\Omega d\lambda dt, \quad (2.27)$$

kde R je odezva měřicího systému, L_λ zář přicházející k měřicímu systému ze směru od měřeného povrchu. Odezva měřicího signálu R zahrnuje propustnost optického systému, citlivost detektoru, zesílení elektronické části měřicího systému apod. Integrace se provádí podle integrační doby t , přes pásmo vlnových délek λ , prostorový úhel Ω a plochu detektoru A_D .

Infračervená kamera při monitorování měřeného objektu nepřijímá záření jen od objektu samotného (M_{obj}), dopadá na ni také záření z okolí odražené povrchem měřeného objektu (M_{refl}). Oba tyto příspěvky záření jsou zeslabeny atmosférou v měřicí cestě (prostor mezi měřeným objektem a kamerou). Dalším příspěvkem záření zachyceného detektory IR kamery je záření atmosféry (M_{atm}).

Tento popis, znázorněný na Obr. 2.7, je zjednodušeným popisem skutečných podmínek. Zanedbán byl například rozptyl slunečního světla v atmosféře nebo rozptýlené záření z intenzivního zdroje záření mimo zorný úhel kamery. Taková rušení se těžko kvantifikují, ve většině případů jsou však natolik malá, že je možné je zanedbat. V případě, že nejsou zanedbatelná, je uspořádání měření takové, že vliv těchto poruch je zřejmý. Poté je zapotřebí upravit uspořádání experimentu tak, aby

bylo rušení minimalizováno například změnou směru pohledu, zastíněním zdrojů intenzivního záření a podobně.



Obr. 2.7 Schematické zobrazení termografického měření.

Na základě výše zmíněného zjednodušeného popisu může být sestaven vztah pro výpočet teploty předmětu. Celkové záření dopadající na detektor kamery se skládá ze tří částí:

- 1) záření pocházející z povrchu měřeného předmětu $\tau_{atm} \cdot M_{obj}$, kde τ_{atm} je propustnost atmosféry a $M_{obj} = \varepsilon_{obj} \cdot M^{BB}(T_{obj})$, kde ε_{obj} je emisivita a T_{obj} teplota povrchu měřeného předmětu,
- 2) záření okolních zdrojů odražené od měřeného objektu $\tau_{atm} \cdot (1 - \varepsilon_{obj}) \cdot M_{refl}$, kde $(1 - \varepsilon_{obj})$ je odrazivost povrchu měřeného předmětu a M_{refl} intenzita vyzařování okolních předmětů (zdrojů záření),
- 3) záření atmosféry M_{atm} , kde $M_{atm} = \varepsilon_{atm} \cdot M^{BB}(T_{atm})$, přičemž $\varepsilon_{atm} = (1 - \tau_{atm})$ je emisivita atmosféry a T_{atm} teplota atmosféry.

Celkovou intenzitu dopadajícího záření lze vyjádřit vztahem

$$M_{tot} = \tau_{atm} \cdot M_{obj} + \tau_{atm} \cdot (1 - \varepsilon_{obj}) \cdot M_{refl} + M_{atm}. \quad (2.28)$$

V případě, že je měření prováděno přes propustné okno, které odděluje IR kameru od měřeného objektu umístěného v uzavřeném prostoru (např. nízkotlaká, reakční nebo ochranná komora či rozvodová skříň elektrického rozvaděče), přibývá ještě zohlednění propustnosti okna τ_w a vlastního vyzařování okna M_w , viz (2.29) [2].

$$M_{tot} = \tau_w \cdot \tau_{atm} \cdot M_{obj} + \tau_w \cdot \tau_{atm} \cdot (1 - \varepsilon_{obj}) \cdot M_{refl} + \tau_w \cdot M_{atm} + M_w \quad (2.29)$$

Pro zjednodušení je uvažována nulová odrazivost okna $\rho_w = 0$ (splněno např. při použití antireflexní vrstvy na obou stranách okna), emisivitu okna lze vyjádřit jako $\varepsilon_w = 1 - \tau_w$. Vlivem okna na bezkontaktní měření teploty se zabývají v [36].

Celkovou zář L_{tot} přicházející k měřicímu systému lze stejně jako celkovou intenzitu dopadajícího záření v (2.28) rozdělit na tři části, jak je patrné ze vztahu [37]

$$L_{tot} = \tau_{atm} \cdot \varepsilon_{obj} \cdot L^{BB}(T_{obj}) + \tau_{atm} \cdot (1 - \varepsilon_{obj}) \cdot L^{BB}(T_{refl}) + (1 - \tau_{atm}) \cdot L^{BB}(T_{atm}). \quad (2.30)$$

První člen vyjadřuje zář dopadající na měřicí systém od měřeného objektu, druhý zář vydanou okolními předměty dopadající na systém po odrazu od povrchu měřeného objektu a třetí člen zář vydanou prostředím mezi měřeným objektem a měřicím systémem.

Pro zjednodušení (odstranění vlivu závislosti na vlnové délce) se zavádí efektivní radiační vlastnosti $(\hat{\varepsilon}, \hat{\tau}, \hat{L})$ jako integrální hodnoty přes vlnový rozsah detektoru. Tyto efektivní hodnoty jsou váženým průměrem přes pásmo spektrální citlivosti termovizního systému. Vztah (2.30), označovaný často jako základní rovnice termografie, se obecně používá k výpočtu teploty povrchu měřeného objektu

$$\hat{L}(T_{obj}) = \frac{\hat{L}_{tot}}{\hat{\tau} \cdot \hat{\varepsilon}} - \frac{(1 - \hat{\varepsilon}) \cdot \hat{L}^{BB}(T_{refl})}{\hat{\varepsilon}} - \frac{(1 - \hat{\tau}) \cdot \hat{L}^{BB}(T_{atm})}{\hat{\tau} \cdot \hat{\varepsilon}}. \quad (2.31)$$

Ke správnému určení povrchových teplot dojde při splnění těchto podmínek:

- měřený objekt nepropouští žádné záření,
- objekt splňuje podmínku Lambertovského (kosinového) zářiče (směrově nezávislé vyzařování),

- objekt je šedé těleso známé emisivity,
- izotermické, homogenní pozadí o známé teplotě,
- definovaná propustnost a radiace atmosféry v měřeném vlnovém pásmu,
- výstupní signál detektoru je přímo úměrný intenzitě dopadajícího záření.

Pro správné určení teplot platí dále tato omezení:

- geometrické omezení – minimální rozpoznatelná velikost objektu (pro daný objektiv),
- časové omezení – limitovaná rychlost teplotních a prostorových změn objektu (vzhledem k integrační době detektoru),
- teplotní omezení – limitovaná ozářenost detektoru umožňuje měřit jen vymezená rozmezí teplot daná parametry detektoru, optickou aperturou a použitými šedými filtry.

2.2.3. Vlastnosti objektu a prostředí ovlivňující měření

Emisivita předmětu

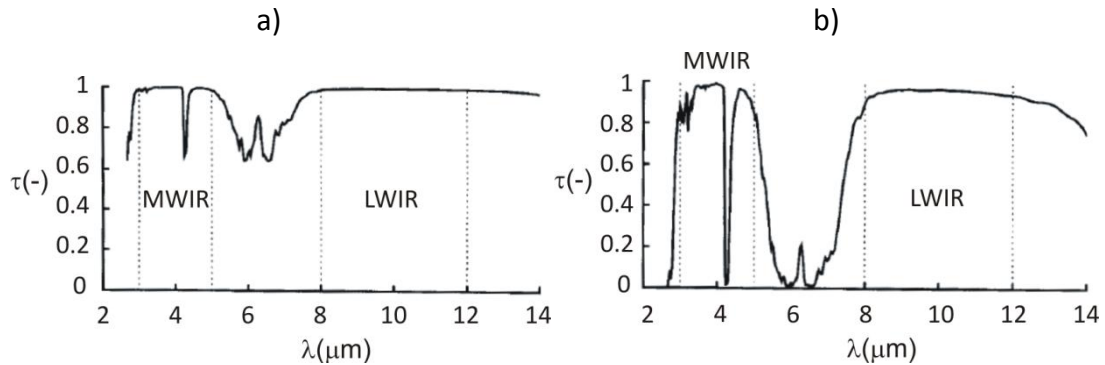
Emisivita povrchu měřeného předmětu ε ovlivňuje přímo velikost vyzařovaného toku vydávaného měřeným objektem a nepřímo ovlivňuje velikost toku odraženého od měřeného povrchu vyzářeného okolními předměty. Na základě vztahů mezi optickými vlastnostmi povrchu (2.8) a Kirchhoffovým zákonem (2.10) platí, že čím nižší je emisivita měřeného povrchu, tím větší je složka záření odraženého od povrchu – grafické porovnání je ukázáno v [38]. Vliv emisivity je zásadní, bez její znalosti lze provádět kvantitativní termografické měření (tj. stanovení povrchové teploty) pouze dvoupásmovými detektory, u nichž je její vliv výrazně potlačen [39].

Propustnost atmosféry

Na velikost propustnosti atmosféry τ mají vliv převážně následující parametry:

- relativní vlhkost atmosféry – čím větší vlhkost nebo jiné nečistoty v atmosféře, tím menší je její propustnost,

- teplota atmosféry T_{atm} – má vliv na kondenzaci vodních par; samotná atmosféra přispívá zářením k ostatním složkám záření,
- vzdálenost předmětu od kamery – se zvětšující se vzdáleností mezi předmětem a kamerou klesá propustnost atmosféry, viz. Obr. 2.8.



Obr. 2.8 Spektrální propustnost atmosféry na vzdálenost: a) 10 m, b) 100 m [5].

Z Obr. 2.8 je patrné, že při vzdálenostech do 100 metrů je pro LWIR oblast záření propustnost atmosféry za normálních podmínek téměř 100 %. V MWIR oblasti je absorpční peak oxidu uhličitého (CO_2), který se projeví už na vzdálenosti několika metrů. Horní a dolní mez vlnových délek oblastí MWIR a LWIR je ohraničena především absorpcí záření vodními parami. Propustnost atmosféry je dána Beer-Lambertovým zákonem [5]

$$\tau_{atm} = e^{-\gamma d}, \quad (2.32)$$

kde d je vzdálenost mezi měřeným povrchem a IR kamerou a γ absorpční koeficient, který lze dále rozdělit na rozptylovou a absorpční část. Vzhledem k vlnové závislosti rozptylových a absorpčních vlastností plynů a aerosolů má i extinkční koeficient spektrální závislost $\gamma = \gamma(\lambda)$. Závislost propustnosti atmosféry při $d = 1 \text{ km}$, 2 km , 5 km a 10 km a závislost extinkčního koeficientu na absolutní vlhkosti a viditelnosti je uvedena v [5].

Za podmínek běžného měření (do vzdálenosti 10 m) nehraje propustnost atmosféry významnou roli. Její význam však vzroste při měření v jiné než běžné atmosféře (plazma, přítomnost jiných plynů atd.), při velké vlhkosti (např. za špatného počasí, průmyslový provoz s úniky vodních par nebo jiných plynů

a pevných částic). Podobný vliv (snížení intenzity záření) mají i externí optika kamery (objektivy), propustná okna a ochranná zařízení s průzorem.

Efektivní teplota okolí předmětu, odražená okolní teplota

Jak již bylo uvedeno výše, efektivní teplota okolí předmětu neboli odražená okolní teplota T_{refl} ovlivňuje vyhodnocení teploty měřeného povrchu nepřímo. V případě emisivity měřeného povrchu $\varepsilon = 1$ nemá teplota T_{refl} na stanovení teploty měřeného povrchu žádný vliv. To je však ideální případ. V reálných případech vždy ovlivňuje určení povrchové teploty měřeného objektu a to faktorem $(1 - \varepsilon)$, kterým je násoben tepelný tok (závislý na T_{refl}) vydávaný předměty v okolí měřeného tělesa. Vliv záření od okolních předmětů je tím větší, čím větší je jejich teplota T_{refl} a čím menší je emisivita měřeného povrchu.

2.2.4. Nejistota měření IR kamerou

Při vyjádření nejistoty stanovení teploty povrchu měřeného objektu δT je nutno brát v úvahu nejistoty stanovení veličin, na kterých je vyhodnocovaná teplota závislá. Nejistotu ve vyhodnocení teploty povrchu δT lze vyjádřit jako odmocninu ze sumy čtverců parciálních diferenciálů podle vztahu (2.31) vzhledem k proměnným T_z , T_{refl} , T_{atm} , \hat{t} a $\hat{\varepsilon}$. Zdánlivá teplota T_z je teplota černého tělesa o stejné intenzitě vyzařování jako je intenzita vyzařování měřeného objektu, odpovídá teplotě odpovídající záři L ve vztazích (2.30) a (2.31).

Vztah (2.33) vyjadřuje nejistotu δT a po provedení parciálních derivací a úpravách se získá vztah (2.34). Nejistoty δT_z (nejistota způsobená chybou v určení celkového detekovaného zářivého toku vyjádřeného teplotou černého tělesa), δT_{refl} (nejistota v důsledku chyby v určení efektivní teploty pozadí) a δT_{atm} (nejistota způsobená chybou v určení efektivní teploty atmosféry) bývají úzce spojené se specifikací přístroje NETD (Noise Equivalent Temperature Difference). Nejistoty $\delta \hat{\varepsilon}$ a $\delta \hat{t}$ jsou způsobeny neznámou chybou v určení efektivní emisivity

povrchu měřeného objektu a efektivní propustností atmosféry. Není zde však uvažována vnitřní nejistota termovizního systému [40].

$$\delta T = \sqrt{\left(\frac{\partial T}{\partial T_z} \delta T_z\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial T_{refl}} \delta T_{refl}\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial T_{atm}} \delta T_{atm}\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial \hat{\tau}} \delta \hat{\tau}\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial \hat{\varepsilon}} \delta \hat{\varepsilon}\right)^2} \quad (2.33)$$

$$\delta T = \frac{1}{4} \cdot \left(\frac{T_z^4}{\hat{\tau} \cdot \hat{\varepsilon}} - \frac{(1 - \hat{\varepsilon}) \cdot T_{refl}^4}{\hat{\varepsilon}} - \frac{(1 - \hat{\tau}) \cdot T_{atm}^4}{\hat{\tau} \cdot \hat{\varepsilon}} \right)^{-\frac{3}{4}}. \quad (2.34)$$

$$\sqrt{\left(\frac{4 \cdot T_z^3}{\hat{\tau} \cdot \hat{\varepsilon}} \delta T_z\right)^2 + \left(\frac{4 \cdot (\hat{\varepsilon} - 1) \cdot T_{refl}^3}{\hat{\varepsilon}} \delta T_{refl}\right)^2 + \left(\frac{4 \cdot (\hat{\tau} - 1) \cdot T_{atm}^3}{\hat{\tau} \cdot \hat{\varepsilon}} \delta T_{atm}\right)^2 + \left(\left[\frac{T_{atm}^4 - T_z^4}{\hat{\tau}^2 \cdot \hat{\varepsilon}}\right] \delta \hat{\tau}\right)^2 + \left(\left[\frac{T_{refl}^4}{\hat{\varepsilon}^2} + \frac{(1 - \hat{\tau}) T_{atm}^4 - T_z^4}{\hat{\tau} \cdot \hat{\varepsilon}^2}\right] \delta \hat{\varepsilon}\right)^2}$$

Při zanedbání vlivu atmosféry ($\delta T_{atm} = 0$, $\hat{\tau} = 1$ a $\delta \hat{\tau} = 0$) lze pak vztah (2.34) zjednodušit na (2.35)

$$\delta T = \frac{1}{4} \cdot \left(\frac{T_z^4}{\hat{\varepsilon}} - \frac{(1 - \hat{\varepsilon}) \cdot T_{refl}^4}{\hat{\varepsilon}} \right)^{-\frac{3}{4}}. \quad (2.35)$$

$$\sqrt{\left(\frac{4 \cdot T_z^3}{\hat{\varepsilon}} \delta T_z\right)^2 + \left(\frac{4 \cdot (\hat{\varepsilon} - 1) \cdot T_{refl}^3}{\hat{\varepsilon}} \delta T_{refl}\right)^2 + \left(\left[\frac{T_{refl}^4}{\hat{\varepsilon}^2} - \frac{T_z^4}{\hat{\varepsilon}^2}\right] \delta \hat{\varepsilon}\right)^2}$$

Ze vztahu (2.34) lze vyvodit, že

- nejistota měření závisí na nejistotě v určení úrovně odpovídající celkové záři vyjádřené teplotou černého tělesa (nejistota δT_z), vyzařování pozadí (nejistota δT_{refl}), vyzařování atmosféry (nejistota δT_{atm}), propustnosti atmosféry (nejistota $\delta \hat{\tau}$) a emisivity (nejistota $\delta \hat{\varepsilon}$),
- nejistota měření roste s klesající hodnotou emisivity a propustnosti atmosféry (nejistota měření začíná strmě růst pro $\varepsilon < 0.2$),
- nejistota měření roste s klesající intenzitou měřeného záření a klesající strmostí kalibrační křivky,
- s rostoucí emisivitou klesá vliv pozadí.

Termografické softwary s vlivy emisivity, propustnosti atmosféry (vzdálenost mezi měřeným objektem a IR kamerou a relativní vlhkost), vlivem jejího záření (teplota atmosféry) a efektivní teplotou okolí měřeného objektu (odražená okolní teplota T_{refl}) počítají a zahrnují je do algoritmu určujícího výslednou teplotu. Softwary umožňují ve většině případů nastavit hodnoty těchto parametrů nejen před pořízením IR snímku, ale provést korekci termogramu i po jeho uložení.

Jako stěžejní se ukazuje správné zadání emisivity povrchu měřeného objektu a efektivní teploty okolí měřeného objektu (odražené okolní teploty T_{refl}). Zadání špatných hodnot především těchto dvou klíčových parametrů může vést k chybám při stanovení teploty v desítkách stupňů Celsia a až desítek nebo dokonce stovek procent, zvláště při nízkých emisivitách povrchu měřeného objektu.

2.3. Současný stav řešených úloh

V disertační práci je řešena aplikace termografie ve výzkumu následujících technologií:

- příprava tenkých vrstev fyzikální depozicí při vysoko výkonovém pulzním magnetronovém napařování,
- svařování ocelového plechu a plechu z hliníkové slitiny modifikovanou metodou svařování MIG – CMT,
- laserové kalení nástrojové korozivzdorné oceli, jejíž povrch byl upraven gravírovacím laserem.

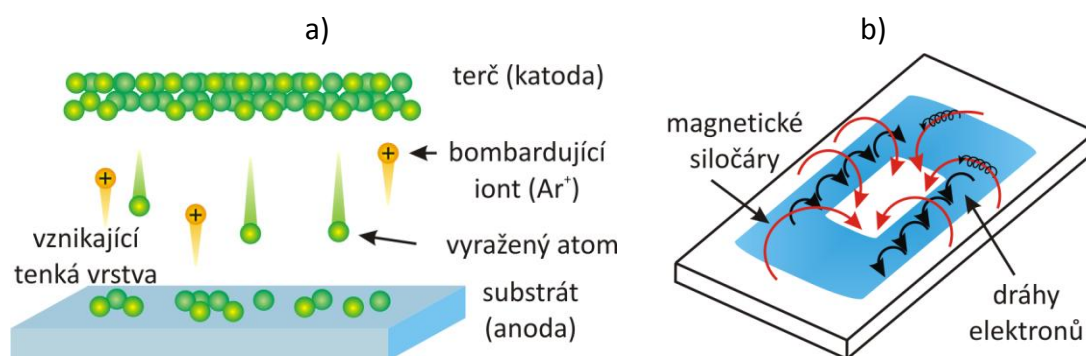
2.3.1. Příprava tenkých vrstev fyzikální depozicí

Fyzikální depozice pomocí plazmových technologií neboli PVD (Physical Vapor Deposition) patří mezi moderní metody vytváření tenkých vrstev se speciálními vlastnostmi (vysoká tvrdost, houževnatost, odolnost proti vysokým teplotám a ořezuvzdornost). Jednou z progresivních PVD metod je magnetronové napařování a modifikovaná pulzní metoda HPPMS (High Power Pulse Magnetron Sputtering).

PVD technologie

Základním principem magnetronového napařování je rozprašování terče, tj. vyrazení atomů terčového materiálu pomocí bombardujících kladně nabitých iontů procesního plynu (většinou argon) generovaných v plazmatu a usazování uvolněných atomů terče na substrátu, kde se postupně tvoří tenká vrstva [41, 42]. Ve vakuové komoře s nízkým tlakem procesního plynu se díky zdrojovému napětí a proudu mezi katodou (rozprašovaný terč) a anodou (substrát) vytvoří plazma, které obsahuje kladné ionty (např. Ar^+) a volné elektrony. Kladné ionty jsou elektrickým polem urychlovány a dopadají s velkou energií na katodu, ze které se uvolňují (jsou vyraženy) atomy terčového materiálu, viz Obr. 2.9 a). Takto uvolněné atomy poté vytvářejí na substrátu nově vznikající tenkou vrstvu s požadovanými mechanickými, optickými a/nebo elektrickými vlastnostmi.

Efektivitu ionizace atomů procesního plynu plazmatem zvyšuje zkřížené elektromagnetické pole, které ohýbá dráhy volných elektronů (viz Obr. 2.9 b). Tím prodlužuje jejich dráhu a zvyšuje pravděpodobnost srážky s neutrálními atomy, tj. i ionizaci [43].



Obr. 2.9 Schéma: a) procesu rozprašování v atomárním měřítku, b) pohybu elektronů při magnetronovém napařování [43].

Pulzní modifikace magnetronového napařování – vysokovýkonné pulzní magnetronové napařování (HPPMS, HiPIMS) byla představena roku 1999 v [44]. Oproti konvenčnímu magnetronovému napařování se liší tím, že výkon je předán terči v pulzech s nízkým poměrem délky pulzu k délce periody (střída $< 10\%$, angl. duty cycle) a s frekvencí < 10 kHz, což vede k pulzním hustotám výkonu u terče až

do několika $\text{kW}\cdot\text{cm}^{-2}$. Tento provozní mód má za následek vytvoření ultra hustého plazmatu s vysokým stupněm ionizace rozprášených atomů. To umožňuje depozici hustých (kompaktních) a hladkých povlaků na různě tvarovaných substrátech a poskytuje nové parametry k řízení depozičního procesu. Dále umožňuje přizpůsobit vlastnosti a optimalizovat provedení prvkových a sloučeninových tenkých vrstev [45]. Detailní popis principu HPPMS je uveden v [45, 46].

Katoda se při dopadech bombardujících iontů značně ohřívá, především pak v erozivní zóně, kde bombardující ionty dopadají nejvíce. Erozivní zóna představuje oblast s největším úbytkem materiálu, v případě kruhového terče má tvar mezikruží. V mnoha případech je zapotřebí terč (katodu) chladit, aby nedošlo k poškození celého systému. V literatuře je popsáno, že erozní a depoziční rychlosti vzrostou, když je na terči dosaženo vysokých teplot [47, 48]. Vysoká teplota terče také v některých případech odstraní hysterezi v reaktivním magnetronovém naprašování vysokou desorpcí atomů z terče [49] a ovlivňuje složení vytvářené tenké vrstvy pro různá úhlová natočení terče [50].

V konvenčním magnetronovém naprašování je terč chlazen vodou, aby se odvedlo teplo vytvořené při výboji. Při naprašování s horkým terčem lze chlazení minimalizovat přidáním mezikusu, který obsahuje středový distanční kroužek nebo obvodové distanční kroužky, které redukuje tepelný kontakt mezi terčem a chladicí vodou.

Znalost povrchové teploty při naprašování s horkým terčem je důležitá pro objasnění vzájemné souvislosti fyzikálních procesů na terči s depoziční rychlostí a vlastnostmi vytvořené tenké vrstvy.

Měření teplot při PVD depozici

Při měření procesů vytváření tenkých vrstev depozicí se IR termografie ukazuje jako účinný nástroj pro zmapování teplotního rozložení. Oproti kontaktnímu (termočlánekovému) měření má výhodu v tom, že měří celé teplotní pole povrchu daného objektu a nijak neovlivňuje sledovaný proces. Problém zajištění těsnosti aparatury zůstává stejný jak při použití propustného okna ve stěně aparatury, tak

při vyvádění termočládku ven z aparatury. Eliminovány jsou však možné nežádoucí jevy spojené s přítomností termočládku uvnitř aparatury – ovlivnění procesu, možnost výbojů, oxidace termočládku atd.

Při bezkontaktním měření IR kamerami je nutnost použití průzoru, skrz který je měřený objekt viditelný – resp. skrz který měřený povrch vyzařuje infračervené záření do objektivu IR kamery umístěné vně aparatury. Negativní stránkou je nutnost udržení stejné propustnosti průzoru, neboť i na něj jsou deponovány rozprášené atomy terče, nebo zahrnutí vlivu změny propustnosti průzoru v souvislosti s délkou provozu zařízení. Jako průzorové okno není možné použít běžné materiály průhledné ve viditelné oblasti (sklo), ale je nutné nalézt takový materiál, který je dostatečně propustný v citlivé oblasti detektorů IR kamery (v infračerveném pásmu). S propustností průzoru a dalšími procesy, které měření IR kamerami ovlivňují, je zapotřebí počítat při analýze teplot ve vyhodnocovacím softwaru.

V [51] je pomocí IR kamery (Varioscan, Jenoptik, vlnové pásmo 8 až 12 μm , teplotní rozsah 40 až 1200°C, přesnost $\pm 1\%$ rozsahu) měřena povrchová teplota tenké kovové vrstvy (Cr, Cu, Ti) rostoucí na chlazeném křemíkovém substrátu při magnetronovém naprašování. Jako průzor pro IR kameru bylo použito ZnSe okno propustné v oblasti 0.6 až 20 μm . Teplota substrátu byla měřena také termočládkem uchyceným k povrchu substrátu. Emisivita povrchu rostoucích tenkých vrstev kovů byla určena z rovnosti tepelného toku do rostoucí vrstvy a tepelného toku vyzářeného vrstvou.

V [52] je pomocí IR kamery (VarioTherm, Infratec, vlnové pásmo 8 až 14 μm) analyzováno plazmové čištění substrátu a jeho vliv na povrch substrátu a tím i na tenkou vrstvu vytvořenou magnetronovou depozicí. Do jedné z přírub vakuové komory byl umístěn průzor s oknem vyrobeným z germania propustného na vlnových délkách 2 až 25 μm . Okno bylo během depozice zastíněno klapkou a tím chráněno od nežádoucího zanesení naprašovaným materiálem. Emisivita substrátu byla stanovena ze snímku vzorku se známou teplotou změřenou kontaktním teploměrem při ohřevu na plošném tepelném zdroji.

V [20] je pomocí IR kamery (SC2000, FLIR, 7.5 až 13 μm , -20 až 2000°C, přesnost $\pm 2\%$) provedeno měření teploty spodní strany substrátu při magnetronové depozici vrstvy TiO_2 . Na měřenou spodní stranu substrátu byla nanесena vrstva barvy o vysoké emisivitě (ThermaSpray 500) a průzor do komory tvořilo germaniové okno. Propustnost okna $\tau_{Ge} = 0.95$ v oblasti vlnových délek detektorů kamery byla stanovena na základě měření zeslabení záření černého tělesa v rozmezí teplot 100 až 300°C.

V [48] byla měřena teplota terče v oblasti od 1227 do 2037°C dvoubarevným infračerveným pyrometrem se spektrální odezvou blízkou 0.9 μm při vypnutém zdroji plazmatu. V [53] byla při měření teploty v rozmezí od 400 do 1050°C použita optická pyrometrie s vlnovou délkou 1.6 μm skrze skleněné okénko. Termočlánek byl použit až do 700°C v [50]. Změna výbojového napětí během α - β fázové transformace titanu (882°C) byla použita pro vyhodnocení teploty v [54]. V [55] byla diskutována velmi odlišná teplota chlazeného a nechlazeného terče v závislosti na výkonu dodaném do výboje.

V již zmíněných pracích byla teplota určována pouze v jednom bodě (mimo [53]) a čase (kromě [50]) pro každé nastavení depozičních parametrů. Ve většině prací byla měřena teplota, která nepřesahovala 1000°C (kromě [48]), a byly použity různé materiály průzorů (ZnSe, Ge, sklo).

Shrnutí

Při bezkontaktním měření procesu PVD depozice termovizní kamerou byla autory výše uvedených prací měřena teplota substrátu, nikoli terče. Substrát nedosahuje tak vysokých teplot jako terč, který se v případě, že není chlazen, intenzivně ohřívá. Vysoká teplota terče a případná změna skupenství (lokální natavení terče) ovlivňuje parametry výbojového plazmatu: zvyšuje vodivost plazmatu, snižuje průměrné napětí v pulzu, zvyšuje depoziční rychlost až 1.5krát a zvyšuje účinnost využití elektrické energie na výrobu tenké vrstvy až 3krát [56]. Ovlivněny jsou i parametry vznikající tenké vrstvy.

Autoři výše uvedených prací [20, 51, 52] zohledňují emisivitu jako klíčový parametr bezkontaktního měření. Neprovádějí však detailní analýzu radiačních procesů, které ovlivňují přesnost stanovení povrchové teploty měřeného objektu. Mezi tyto procesy patří odraz záření, vlastní záření a pohlcování záření plazmatem, atmosférou uvnitř komory či průzorem.

Souvislost mezi dosaženými maximálními teplotami terče a parametry výboje (výbojové napětí a proud, tj. dodávaný výkon) je uvedena jen v [48], přičemž teplota terče byla stanovena nepřímo zpětnou extrapolací z teplot naměřených až po vypnutí plazmového výboje.

2.3.2. Spojování ocelového plechu s plechem hliníkové slitiny

Svařováním kovů a jejich slitin vznikají nerozebíratelná spojení pomocí soustředěného tepla nebo tlaku, případně obojím, s/bez použití přídavného materiálu stejného či odlišného chemického složení jako svařované materiály. Spojení nastane působením meziatomových sil, vazeb na teplem či tlakem aktivovaných plochách, které jsou v roztaveném nebo plastickém stavu [57].

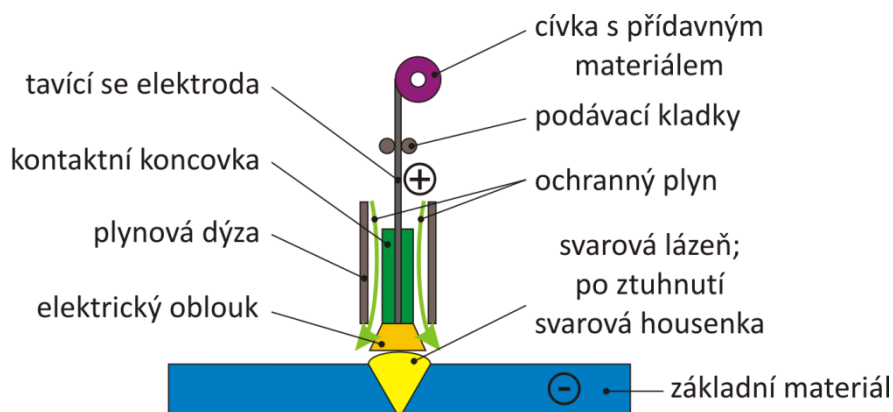
V současné době se jako nejvýznamnější jeví technologie tavného obloukového svařování. Ty jsou založeny na uvedení spojovaných základních materiálů a často i přídavných materiálů do kapalného stavu (liquidu). Na základě difúzních pochodů dojde následně k promísení materiálů a poté k jejich přechodu do stavu pevného (solidu). Vzniká tím svarový (tavný) spoj, jehož vlastnosti jsou určeny souhrnným vlivem fyzikálně-chemických reakcí.

Tavné obloukové svařování je z principu spojeno s degradací vlastností spojovaných materiálů. Její výskyt se neomezuje pouze na oblast svarového kovu, ale velmi zásadně ovlivňuje i přilehlé okolí spoje – tzv. teplem ovlivněnou oblast – TOO (HAZ – Heat Affected Zone) [58]. Míra degradace v TOO je u obloukových metod tavného svařování značně závislá na parametrech svařování, které vedou k výslednému tepelnému účinku technologie svařování na základní materiály. Je zřejmé, že znalost teplotních podmínek je klíčová pro utvoření logických vazeb mezi degradačními pochody a technologickými parametry. Analýzy tepelného účinku

technologie svařování nabývají ještě větší důležitosti při výzkumu svarů nestejnorodých materiálů, jejichž strukturní součásti nejsou mnohdy teplotně stabilní. Kvantifikace a cílené omezení materiálové degradace jsou významné a tvoří jeden z hlavních proudů současného výzkumu a vývoje v oblasti technologie svařování spojů různých materiálů.

Svařování metodou MIG – CMT

Technologie obloukového svařování MIG (Metal Inert Gas) je ve strojírenství jednou z nejpoužívanějších metod svařování. Kromě průmyslového využití rovněž poskytuje prostor pro další výzkum a vývoj, který je směřován do oblasti exaktního řízení technologických parametrů. Princip této technologie je schematicky znázorněn na Obr. 2.10.



Obr. 2.10 Schéma technologie obloukového svařování MIG.

Tavící se přídavný materiál v podobě drátové elektrody daného chemického složení a mechanických vlastností je kontinuálně posouván podávacími kladkami z cívky do svařovacího hořáku. Hořák může být optimalizován, jak pro ruční, tak robotizované procesy. Součástí hořáku je plynová dýza, která zajišťuje usměrnění ochranného plynu do místa svařování. Klíčovou součástí hořáku je rovněž kontaktní koncovka, která zajišťuje připojení kladného elektrického pólu na drátovou elektrodu. Elektrický oblouk během MIG svařování hoří mezi elektrodou a základním materiálem, který je připojen na záporný pól elektrického obvodu. Tím je dosaženo tavení přídavného materiálu a natavení základních materiálů v oblasti spoje.

Vznikající vysoce reaktivní svarová lázeň musí být chráněna inertním plynem. Použití argonu, helia a jejich směsí zajišťuje tuto ochranu na principu vytěsnění okolní atmosféry a tím je dosaženo významného omezení fyzikálně-chemických reakcí svarové lázně s okolní atmosférou. Svarový spoj vzniká následným ztuhnutím taveniny.

Nově vyvíjené metody svařování MIG jsou často založeny na omezování tepelného příkonu do tavné lázně a tím může být omezena i strukturní degradace spojovaných materiálů. Výzkum zmíněných metod otevře v budoucnu nové možnosti spočívající v užití spojů obtížně svařitelných materiálů shodných či odlišných vlastností.

Měření teplot při svařování

Měření teplot během procesu svařování může sloužit jako zpětná vazba pro nastavování technologických parametrů a zároveň jako kontrola kvality prováděného svaru nebo pro určení velikosti TOO, kde došlo k degradaci mechanických vlastností základního materiálu.

Termovizní měření teplot v technologii laserového svařování plastů je uvedeno v [59-62], v technologii obloukového svařování v [63-69], v technologii třecího svařování [70, 71] a hybridního svařování – laserové a MIG (Metal Inert Gas) [72], laserové a pulzní TIG (Tungsten Inert Gas) [73], laserové a TIG [74, 75]. Laserové svařování ocelí a hliníkových slitin je analyzováno v [76] a laserové pájení-svařování (laser braze welding) hliníkových a ocelových dílů v automobilové konstrukci je popsáno v [77].

Z hlediska měření teplot není typ svařovací technologie rozhodující, na druhou stranu však může znamenat různá omezení. Například při laserovém svařování je nutné zajistit, aby nedošlo k poškození detektorů kamery intenzivním laserovým paprskem (ať už přímo, nebo po odrazu), obzvláště spadá-li vlnová délka laseru do pracovní oblasti vlnových délek detektorů kamery, viz použití filtru v [59].

Při obloukovém svařování je v [63] měřena teplota kamerou založenou na CCD čipu nezávisle na hodnotě emisivity. V [64] byla na základě teplot měřených

termočlánkem stanovena emisivita plechu hořčíkové slitiny. Za oblast, v níž budou prováděny analýzy, je vybrána oblast až za místem prováděného svaru, protože v jeho blízkosti se vyskytují silné odrazy. V [66] je řízena kvalita svaru na základě jeho regulované teploty, která je snímána pomocí infračerveného snímače (širokopásmový pyrometr). Autoři uvádějí, že intenzita vyzařování povrchu je funkcí jak povrchové teploty, tak emisivity. Dále se však emisivitou nezabývají. V [67] byla použita infračervená pyrometrická kamera s HgCdTe senzorem (pracovní oblast vlnových délek 8 až 12 μm) chlazeným kapalným dusíkem. Emisivity povrchu kovových součástí byly zjištěny během offline srovnávacího měření s teplotami změřenými termočlánky. V [68] je popsáno použití bodového infračerveného snímacího systému obsahujícího tenkovrstvý termopilní detektor s germaniovým oknem. Systém byl vyvinut pro řízení hloubky svaru při různém nastavení sklonu plechu. Část měřeného povrchu byla opatřena vrstvou černé barvy, která má vysokou emisivitu a odolává teplotám až do 922 K. V části opatřené barvou byl výstupní signál senzoru téměř dvakrát větší než na okolním povrchu, který byl otryskán. V článku [69] autoři popisují automatické TIG svařování 9 mm tlustých plechů hliníkových slitin, jež tvoří plášť palivových nádrží pro vesmírné aplikace. IR kamerou je měřeno teplotní pole 150 mm za místem svaru, aby nedocházelo k saturaci detektoru díky vysoké teplotě hořáku a roztaveného materiálu v oblasti svaru. Emisivita povrchu není v článku zmíněna.

Autoři článku [77] se zabývají spojováním hliníkových a ocelových dílů v automobilové konstrukci. Spoje vytvářejí laserovým pájením-svařováním (laser braze welding), kdy se na rozhraní spojovaných materiálů vytvoří tenká vrstva křehkých sloučenin. Na základě povrchové teploty změřené pomocí IR termografie se autoři snaží zjistit teplotní pole uvnitř materiálu, na rozhraní oceli a hliníkové slitiny, kde teplota přímo ovlivňuje tloušťku vznikající křehké vrstvy sloučenin. Ta poté přímo ovlivňuje pevnost spoje. V [78] provádějí autoři svařování plechů technicky čistého hliníku a pozinkované oceli modifikovanou metodou MIG – CMT a podrobují svar mechanickým a materiálovým zkouškám. V [76] se autoři zabývají laserovým svařováním oceli a hliníkových slitin. Používají CO_2 laser (10.6 μm)

a k měření teploty kalibrovanou CCD kameru, před jejíž objektiv byl vložen šedý filtr pro odstínění záření plazmatu o vysoké intenzitě.

Úprava měřeného povrchu pro termografické měření (zvýšení emisivity) byla provedena v [65, 68, 70-72] a v [77] pro stanovení emisivity povrchu. V [64, 66] byla teplota měřena v určité vzdálenosti od svaru kvůli silným odrazům záření v oblasti o velikosti 10 x 6 mm (odraz samotného obloukového výboje a tavící se elektrody), resp. z důvodu spolehlivosti měření teploty v místě nižšího teplotního gradientu (přímo ve svaru má případná malá prostorová odchylka na hodnotu měřené teploty velký vliv).

Teplota svařovaných plechů při uspořádání spoje typu „T“ je měřena v [72] na protilehlé straně, aby měření nebylo ovlivněno nežádoucími interferencemi záření. Měřený povrch byl navíc pokryt vrstvou grafitu, jejíž emisivita byla změřena na regulovatelné topné desce. V [65] byla při obloukovém svařování snímána zadní část svařovaných plechů, jejichž povrch byl upraven grafitovou barvou s vysokou emisivitou. Hodnota emisivity byla při vyhodnocení nastavena tak, aby se teplota měřená kamerou shodovala s teplotami měřenými termočládky.

Shrnutí

V průmyslových aplikacích je pro vytvoření zpětné řídicí vazby vhodnější bezkontaktní měření jen v jednom bodě [66, 68]. Pro tyto účely jsou nejčastěji používány pyrometrické snímače, nikoli termovizní kamery.

Pro vědecké účely se provádějí bezkontaktní měření pomocí IR kamer, při kterých je výsledkem měření celé teplotní pole svařovaných částí. Jako nejzávažnější problém se ukazuje nízká (nebo neznámá) emisivita povrchů svařovaných materiálů (kovů), kterou většina autorů řeší úpravou povrchu – nanesení vrstvy barvy nebo jiného materiálu o známé emisivitě. Dalším problémem je ovlivnění měření samotným procesem vytvářejícím svar (obloukový výboj, laserový paprsek). Ten je možné řešit měřením zadní strany svařovaných materiálů, neboť zde již není měření ovlivněno, popřípadě lze provádět měření v určité vzdálenosti od svaru. Při

laserovém svařování však může nastat i jiný problém, pokud vlnová délka laseru spadá do pracovní oblasti detektorů kamery – v tom případě je nutné použít filtr.

Ve většině vědeckých prací je bezkontaktní termografické měření doplněno o kontaktní termočláňkové měření. Bývá to především z důvodu stanovení emisivity či pro ověření teplot vyhodnocených na základě termovizního měření s běžně užívanou kontaktní metodou měření teplot.

2.3.3. Laserové kalení nástrojové korozivzdorné oceli

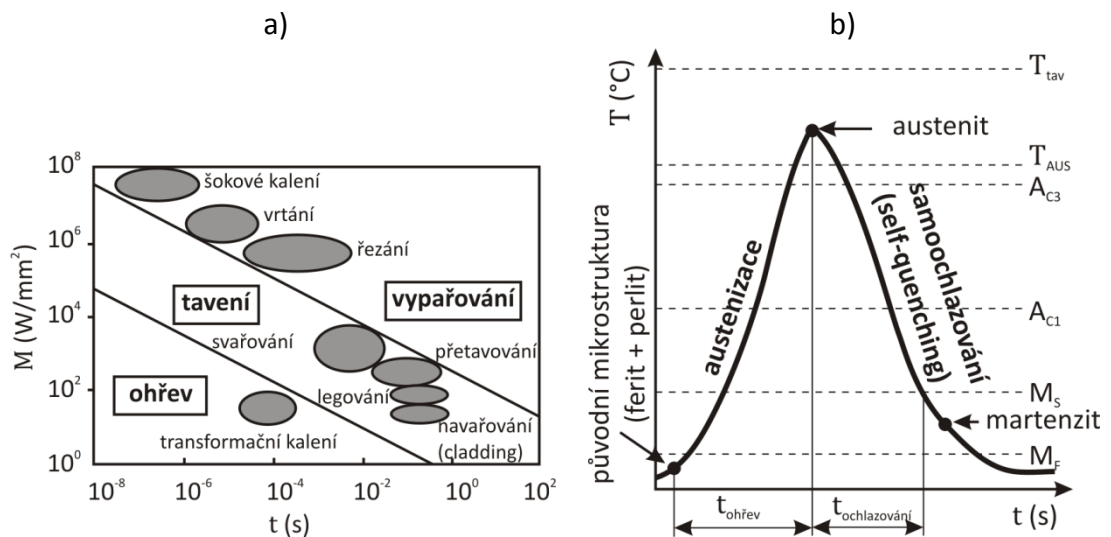
Kalení je způsob tepelného zpracování kvalitné oceli (obsah uhlíku min. 0.35 %, s legujícími prvky i méně), při kterém ocel mění své mechanické a fyzikální vlastnosti (dochází ke zvýšení tvrdosti a odolnosti proti opotřebení na úkor houževnatosti). Vysoké tvrdosti je dosaženo díky změně struktury při rychlém ochlazení z kalici teploty. Rozlišuje se několik druhů kalení – podle výsledné struktury (martenzitické, bainitické), objemové nebo povrchové, přerušované nebo nepřetržité.

Laserové kalení

Laserové kalení patří mezi moderní technologie zpracování materiálu, kterými lze modifikovat užité povrchové vlastnosti kovových materiálů. Pro proces laserového povrchového kalení je typický rychlý ohřev do teplot odpovídajících austenitické oblasti způsobený pohlcením laserového paprsku při pohybu přes zpracovávaný díl. Krátké časy laserového ohřevu způsobují, že absorbovaná energie je soustředěna pouze na povrchu zpracovávaného dílu, zatímco zbytek dílu zůstává chladný. Rychle dodané teplo má za následek vysoký teplotní gradient, který způsobí rychlé ochlazení vedením ($> 10^3 \text{ K}\cdot\text{s}^{-1}$) [79]. Důsledkem tohoto děje je transformace z austenitu na martenzit, tj. na vytvrzenou mikrostrukturu, která je požadována na povrchu zpracovávaného dílu. A to vše bez nutnosti vnějšího ochlazení.

Pro laserové kalení je možné používat lasery s dostatečně vysokým kontinuálním výkonem (dodávána jen CO_2 a Nd:YAG lasery), protože rychlého ohřevu povrchu by malým výkonem laseru nebylo možné dosáhnout. Typ laseru

(laserového zdroje) není rozhodující. Kromě již zmiňovaných typů lze použít jak diodové lasery (HPDD – High Power Direct Diode), tak i diskové nebo vláknové lasery. Rozhodující je intenzita dopadajícího záření, přesněji výkon absorbovaný zpracovávanou plochou, protože pohltivost povrchu je obecně závislá na vlnové délce. Stejně důležitou roli hraje také čas interakce laserového paprsku s povrchem materiálu. Časem interakce se rozumí doba, za kterou se tzv. spot, tj. laserem ozářená oblast, posune o délku rovnou svému průměru. Intenzita záření požadovaná pro laserové kalení leží přibližně mezi 10^1 a $10^{2.5}$ W.mm², viz [80]. V této publikaci je také detailně popsáno vytváření laserového paprsku diodami a kalení HPDD lasery.



Obr. 2.11 a) Působení laseru na materiál [80], b) princip laserového kalení [79].

Množství energie paprsku absorbované povrchem je závislé na jeho pohltivosti. Při zpracování CO₂ laserem (10.6 μm) se lesklým povrchem absorbuje pouze 2 až 3 % energie, austenitickou korozivzdornou ocelí 9 až 10 % energie dopadajícího záření [81]. Pro Nd:YAG laser (1.06 μm) se pohltivost povrchů ocelových slitin pohybuje mezi 28 a 30 % [81]. Pohltivost povrchu leštěné oceli u HPDD laserů (0.8, 0.94 μm) může dosáhnout 35 až 40 % [81]. Vyšších hodnot pohltivosti lze dosáhnout různými úpravami povrchu. Použití různých typů absorpčních povlaků bylo prezentováno v [82, 83] a modifikace stávajícího povrchu laserovým gravírováním v publikaci [III].

Měření teplot při laserovém kalení

Infračervená kamera ThermoCAM SC3000 byla použita v [84] pro měření teplotních polí během kalení otáčejícího se válce laserovým paprskem (CO₂ laser, 1.5 kW, 10.6 μm). Osa zorného úhlu objektivu kamery svírala s osou laserového paprsku úhel 30°. Emisivita byla nastavena na hodnotu emisivity povrchového nátěru ($\varepsilon = 0.88$), který byl použit na zlepšení absorpce laserového paprsku. Stejná kamera, ale pod úhlem 53° od osy laserového paprsku přímého diodového laseru (Nuvonix ISL-4000L, 4 kW, 805 nm), byla použita v [85]. Ke stanovení emisivity vzorku došlo během ohřevu propanovým hořákem, při jehož působení byla zjišťována teplotní závislost emisivity.

Měření teploty při laserovém kalení (2.5 kW, 980 nm, spot 1.8 x 5.9 mm) pomocí pyrometru (spot 1 x 1 mm) bylo prováděno v [86]. Povrch válcového vzorku byl pokryt vrstvou grafitu pro zvýšení pohltivosti záření. V [87] byla měřena teplota povrchu materiálu třemi různými kamerami – CCD kamerou v NIR oblasti (Si detektory, 0.4 až 0.9 μm), v MWIR oblasti (InSb detektor, 3 až 5 μm) a v LWIR oblasti (mikrobolometrický detektor VO_x, 8 až 15 μm) při pulzním působení Nd:YAG laseru (1.06 μm) a kontinuálním působení diodového laseru (807 nm).

Při termovizním měření zpracování povrchu laserovými technologiemi je důležité znát vlnovou délku působícího laseru a pracovní oblast vlnových délek detektorů kamery. V [59] se autoři věnují svařování plastových částí lékařského katetru CO₂ laserem pracujícím na vlnové délce 10.6 μm. Před objektiv použité infračervené kamery FLIR SC325, snímající svařování pod úhlem 45°, musel být vložen filtr propouštějící záření o vlnových délkách nižších než 9 μm, aby nemohlo dojít k poškození detektorů kamery citlivých na dlouhovlnné infračervené záření (LWIR) od 7 do 14 μm vysokou intenzitou záření CO₂ laseru.

Při laserovém svařování amorfních plastů v [60] je k monitorování působení laseru o vlnové délce 940 nm použita kamera FLIR ThermoCAM S40 se spektrálním rozsahem 7.5 až 13 μm. Vlnová délka laseru je mimo pracovní oblast kamery, a proto není nutné použít filtr. Podobně je tomu i v [88] a v [89], kde vlnová délka nespadá do pracovní oblasti použité kamery (Nd:YAG laser – 1064 nm, InSb detektor

– 3 až 5 μm , resp. polovodičová laserová dioda – 940 nm, HGH TVS100 kamera – 3.5 až 5 μm).

Shrnutí

Bezkontaktní měření teplot v laserových technologiích (především při laserovém kalení a svařování) má svůj význam ať už pro přímé řízení laserového zdroje (zpětná vazba, obvykle pyrometrická zařízení), nebo pro stanovení teplotního pole zpracovávaného povrchu.

Laserové povrchové kalení je proces, který bylo dříve možné provádět jen po úpravě povrchu především kvůli nízké pohltivosti laserového paprsku kovovými materiály. Při použití HPDD laserů působících na kratších vlnových délkách je možné provádět laserové kalení i bez této úpravy. Pokud by však k takové úpravě povrchu došlo (např. zvýšení jeho pohltivosti barvou), bylo by možné použít nižší výkon kalicího laseru. Při konstantním výkonu laseru by pak proměnná pohltivost povrchu ovlivňovala mechanické vlastnosti zpracovaného povrchu. Analýzu průběhu povrchových teplot a jejich dosažených maximálních hodnot lze dát do souvislosti s analyzovanými mechanickými vlastnostmi – povrchovou tvrdostí a hloubkou prokalení modifikované součásti.

3. Cíl disertační práce

Disertace se zabývá metodikou termovizních měření ve výzkumu plazmových a laserových technologií. Práce je zaměřena na tři různé technologie – vytváření tenkých titanových vrstev fyzikální depozicí (PVD) při vysokovýkonovém pulzním magnetronovém naprašování (HPPMS), svařování ocelového plechu a plechu z hliníkové slitiny modifikovanou metodou MIG – CMT a laserového kalení nástrojové korozivzdorné oceli, jejíž povrch byl upraven laserovým gravírováním. Cílem disertační práce je:

1. Návrh a realizace experimentů měření tepelných procesů ve zvolených technologiích za využití infračervené termografie.
2. Analýza vlivu procesů ovlivňujících měření a stanovení emisivity měřených povrchů.
3. Vyhodnocení zhotovených termogramů a analýza probíhajících tepelných procesů v měřených technologiích.
4. Zobecnění možností aplikace termografie ve výzkumu řešených technologií.

4. Aplikace termografie ve výzkumu PDV technologií

Použití infračervené termografie ve výzkumu plazmových technologií nanášení tenkých vrstev se týká experimentů s vysoce výkonným pulzním magnetronovým naprašováním a bezkontaktního měření teploty titanového terče při depozici. Cílem experimentů bylo stanovit časovou a prostorovou závislost povrchové teploty terče.

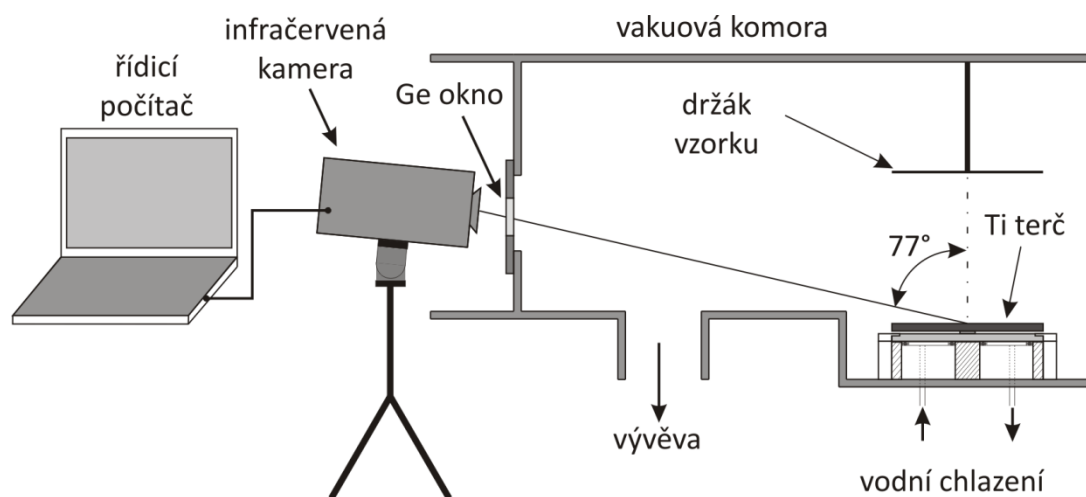
Teplotní pole terče se mění v závislosti na různých velikostech protékajícího výbojového proudu, na různých hodnotách opakovací frekvence pulzů elektrického zdroje a závisí také na skutečnosti, zda je, či není terč přímo chlazen. Součástí analýz bylo z termografického pohledu vyhodnocení emisivity povrchu terče, propustnosti a vlastního záření plazmatu, argonové atmosféry a okna komory.

Výsledky měření časového průběhu a prostorového rozložení teplotního pole povrchu terče byly využity k objasnění jevů probíhajících na povrchu terče, např. ke stanovení šířky roztavené oblasti v erozivní zóně a převládajícího způsobu šíření tepla (vedení, sálání a jiné tepelné ztráty).

4.1. Uspořádání experimentu

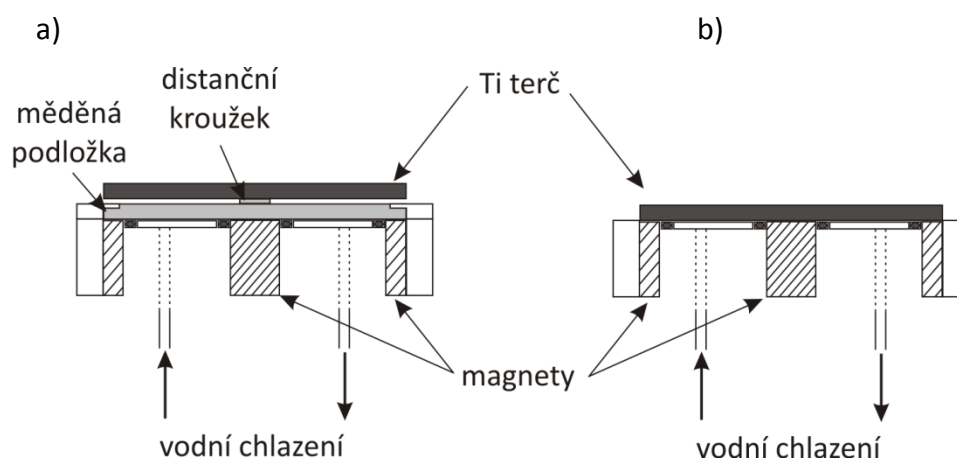
4.1.1. Měřená PVD technologie

Analyzovanou technologií je vysoce výkonné pulzní magnetronové naprašování (HPPMS). Experimenty byly provedeny za použití vysoce nevyváženého magnetronu s vodou chlazeným [90, 91] („studeným“) a nechlazeným („horkým“) titanovým (Ti) terčem. Uspořádání uvnitř vakuové komory je zobrazeno na Obr. 4.1.



Obr. 4.1 Schéma uspořádání depozičního systému pulzního magnetronového naprašování a měřicího systému.

Oba použité terče diskového tvaru měly průměr 100 mm a tloušťku 6 mm. V případě chlazeného terče (Obr. 4.2 b) byl zadní povrch terče přímo v kontaktu s chladicí tekutinou. V případě nechlazeného terče (Obr. 4.2 a) byla pod terč vložena měděná podložka, jejíž spodní strana byla chlazena vodou. Uprostřed horní strany podložky byl umístěn distanční kroužek s výškou 2 mm a průměrem 10 mm, skrze který byl šroubem terč uchycen k podložce. Kontakt podložky s terčem byl tedy pouze tímto středovým distančním kroužkem, kterým probíhal přenos tepla vedením. Ve zbývajících částech se mezi terčem a podložkou vytvořila mezera, tj. docházelo k přenosu tepla sáláním.



Obr. 4.2 Schéma uchycení diskových terčů: a) nechlazený („horký“) terč, b) chlazený („studený“) terč.

Experimenty byly provedeny v argonové atmosféře o tlaku 0.5 Pa. Analýze bylo podrobena celkem 34 experimentů s různými parametry procesu naprašování (chlazený/nechlazený terč, frekvence pulzů elektrického zdroje $f_r = 1$ nebo 10 kHz, různé hodnoty výbojového proudu I_{da}) rozdělených do následujících skupin:

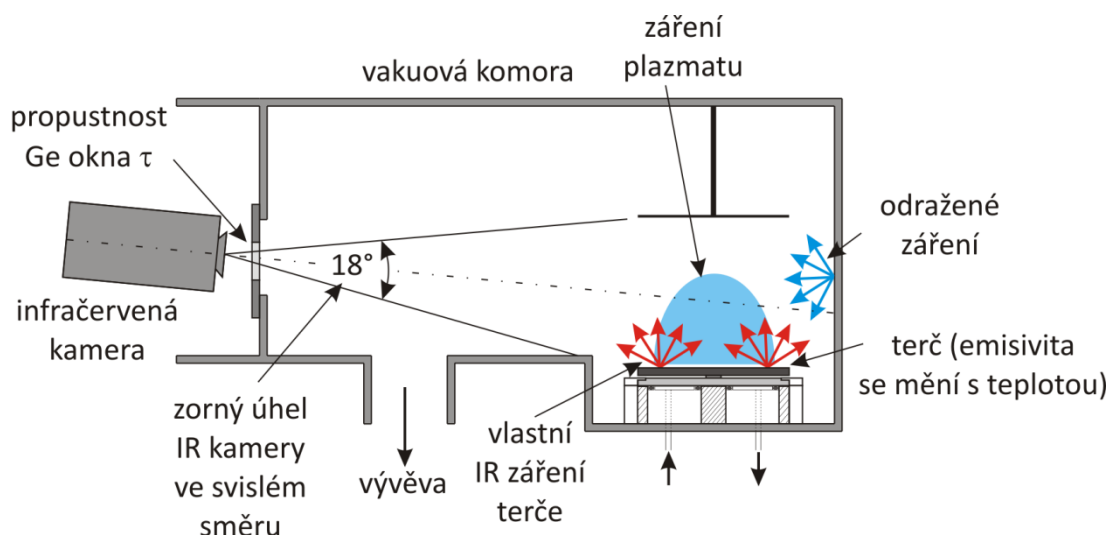
- 1. série – nechlazený terč
 - $f_r = 1$ kHz – $I_{da} = 2.5$ A, 5 A, 10 A, 15 A, 20 A, 25 A, 30 A, 35 A a 37.5 A,
 - $f_r = 10$ kHz – $I_{da} = 2.5$ A, 5 A, 7.5 A, 10 A, 15 A, 20 A, 22.5 A a 25.5 A,
- 2. série – chlazený terč
 - $f_r = 1$ kHz – $I_{da} = 2.5$ A, 5 A, 10 A, 15 A, 20 A, 25 A, 30 A, 35 A a 37.5 A,
 - $f_r = 10$ kHz – $I_{da} = 2.5$ A, 5 A, 7.5 A, 10 A, 15 A, 20 A, 22.5 A a 25.5 A.

Hodnoty výbojových proudů pro frekvenci pulzů $f_r = 1$ kHz jsou shodné pro chlazený i nechlazený terč. Stejně je tomu i pro frekvenci pulzů $f_r = 10$ kHz. Střída byla ve všech případech 0.2, tj. délka trvání pulzu byla 20 % doby periody.

4.1.2. Měřicí systém a procesy ovlivňující vyhodnocení

K bezkontaktnímu měření teplotního pole byla použita termovizní kamera FLIR ThermoCAM SC2000 (viz Příloha 1) s pracovní oblastí mikrobolometrických detektorů 7.5 až 13 μm . Uchycení kamery na stativ a jeho umístění před vakuovou komorou bylo provedeno tak, že kamera snímala terč pod úhlem 77° (Obr. 4.1) a její vzdálenost od středu terče byla cca 75 cm. Do zorného pole standardního objektivu kamery (zorný úhel 24° x 18°, 18° ve svislém směru) spadá i držák vzorku umístěný 100 mm nad terčem a zadní stěna vakuové komory, viz Obr. 4.3. Průzor do vakuové komory tvořilo germaniové okno s antireflexní vrstvou.

Při měření nechlazeného terče byl zvolen nejvyšší teplotní rozsah kamery – 350 až 2000°C, při měření chlazeného terče byly používány teplotní rozsahy -40 až 120°C a 80 až 500°C. U obou měření byla použita vzorkovací frekvence záznamu obrazu 4 Hz.



Obr. 4.3 Schéma procesů ovlivňujících měření a vyhodnocení povrchové teploty terče.

Procesy ovlivňující měření a vyhodnocení povrchové teploty terče jsou ukázány na Obr. 4.3. Jedná se o:

- 1) propustnost prostředí mezi terčem a kamerou,
- 2) emisivitu terče,
- 3) odraz okolí terče.

1) Propustnost prostředí

Měřené IR záření emitované z povrchu terče prochází cestou do kamery postupně plazmatem v prostoru nad terčem, nízkotlakou argonovou atmosférou ve vakuové komoře a germaniovým oknem, které tvoří průzor do komory.

Plazma vyskytující se přímo nad terčem může zvyšovat nebo snižovat intenzitu záření pocházející z povrchu terče podle toho, zda převládá emise záření plazmatem nebo absorpce záření terče. V případě rovnováhy by pro popis bylo dostačující znát teplotu a propustnost plazmatu. Charakter vlivu plazmatu by mohl také ovlivňovat jeho prostorové rozložení a časový vývoj. Prostorové rozložení plazmatu nad celým terčem není homogenní ať už z hlediska tloušťky, tak z hlediska rozložení teplot. V průběhu depozice se plazma vyvíjí – na počátku startuje výboj

a ustalují se jeho parametry, poté probíhá samotná depozice s konstantními parametry a po ukončení depozice výboj zhasíná. Měl by tak být uvažován časový vývoj plazmatu, případně by z časového vývoje plazmatu mohl být prokázán jeho vliv na stanovení povrchové teploty terče. Po vypnutí výboje se předpokládá mnohem rychlejší zánik plazmatu než tepelné procesy chladnutí terče. Pokud by se v křivce časové závislosti teploty objevila skoková změna, bude tak ukazovat na příspěvek plazmatu, pokud se však skoková změna neobjeví, záření plazmatu není významné.

Nízkotlaká argonová atmosféra představuje nejdelší úsek optické cesty mezi terčem a termovizní kamerou. Vzhledem k předpokládané nízké teplotě (oproti terči i plazmatu nad ním) by argonová atmosféra mohla snižovat intenzitu procházejícího záření absorpcí na atomech argonu.

Germaniové okno představuje pro IR záření polopropustný prvek s absorpcí záření danou materiálovými vlastnostmi a tloušťkou okna. Vliv na radiační tok dopadající na detektory kamery má také vlastní záření okna. Teplota a propustnost vlastního germania by měla být pořád stejná, ale vlivem depozice může docházet ke změně teploty okna a k vytváření vrstvy na jeho vnitřním povrchu a tím i k postupnému zmenšování celkové propustnosti.

2) Emisivita terče

Konstantou úměrnosti intenzity záření emitovaného povrchem terče je emisivita, jejíž hodnota tak přímo ovlivňuje množství emitovaného záření detekovaného termovizní kamerou. Emisivita je optická vlastnost povrchu materiálu obecně závislá na vlnové délce záření, teplotě povrchu a úhlu měření. Může být proměnlivá v čase i prostoru a obvykle bývá závislá na skupenství materiálu.

Závislost emisivity na vlnové délce se v tomto případě redukuje na emisivitu v pracovní oblasti detektorů termovizní kamery – tedy 7.5 až 13 μm . Závislost na úhlu snímání kamerou a teplotě terče lze stanovit na základě známé teploty fázové přeměny v pevném stavu titanu a platnost pro pevný stav potvrdit při změně skupenství z pevné látky na kapalnou, tj. shodou s teplotou tavení v místech, v nichž

k natavení povrchu terče dochází (erozivní zóna). Takto zjištěnou emisivitu lze následně použít pro vyhodnocení teplotního pole terče v pevném stavu, nikoli však pro vyhodnocení teploty jiných objektů v zorném poli kamery.

3) Odrazy okolí terče

Záření přicházející z okolí terče a odrážející se směrem ke kameře by mohlo ovlivňovat vyhodnocení povrchových teplot terče, protože z pohledu detektoru nelze rozlišit vlastní záření měřeného povrchu a záření jiného předmětu, které se od měřeného povrchu odráží. Od povrchu terče by se mohlo odrážet záření držáku vzorku a záření jednotlivých stěn vakuové komory.

Výrazné ovlivnění vyhodnocované teploty by mohlo nastat v případech, kdy se v okolí měřeného povrchu vyskytuje jiný objekt o vysoké teplotě nebo jiný zdroj záření. Ovlivnění je tím vyšší, čím nižší je emisivita povrchu měřeného objektu, tj. čím větší je podíl odraženého záření v celkovém množství záření dopadajícího na detektor kamery.

4.2. Analýza radiačních procesů ovlivňujících měření

4.2.1. Objasnění vlivu emise a absorpce IR záření plazmatem

Plazma, které se nachází mezi terčem a kamerou, ovlivňuje proces bezkontaktního měření teploty svou propustností v oblasti vlnových délek detektoru kamery. Vliv propustnosti se skládá z pohlcování záření terče a z vlastní emise plazmatu.

Pokud by plazma, které se vyskytuje nad samotným terčem, emitovalo IR záření v oblasti vlnových délek detektorů kamery, znamenalo by to, že není měřen přímo povrch terče, ale zčásti i plazma. Vyhodnocená teplota by tedy dosahovala vyšších hodnot, než je skutečná teplota povrchu terče.

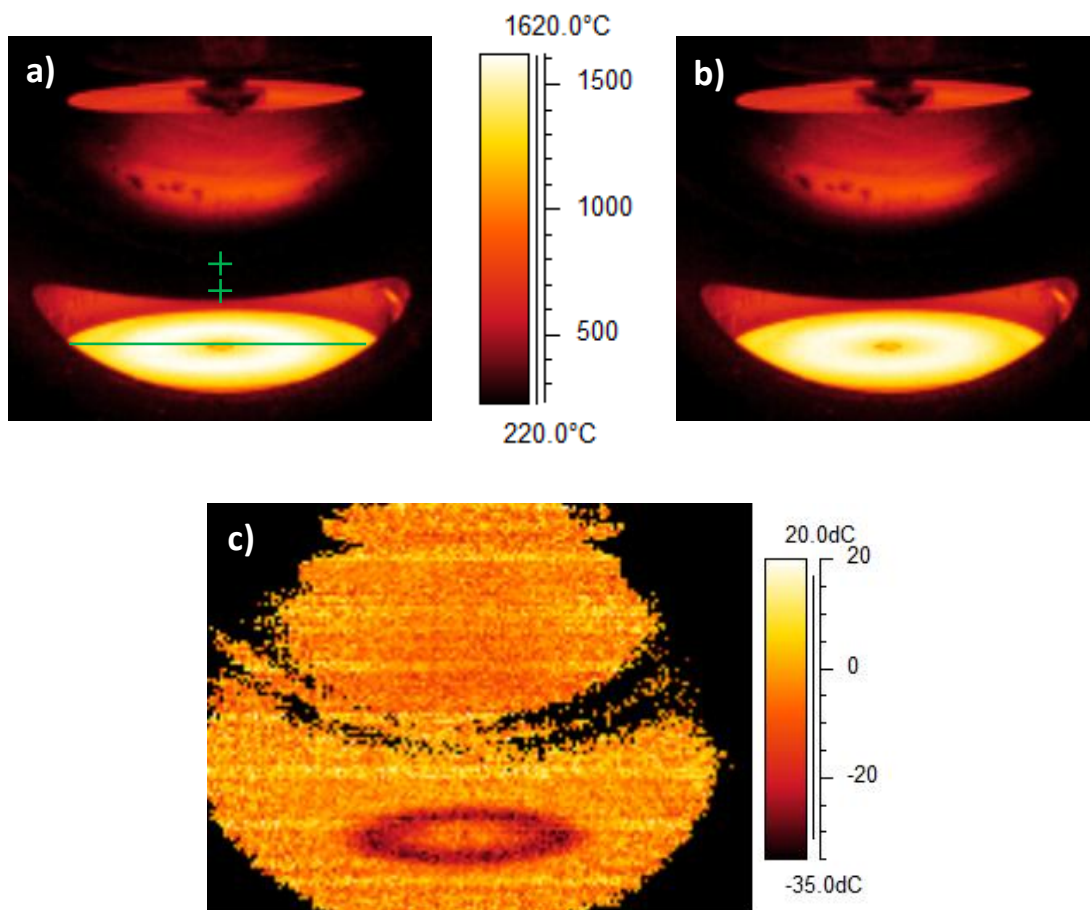
Pokud by plazma absorbovalo IR záření, byl by termovizní kamerou měřen neúplný radiační tok vycházející z povrchu terče a teplota terče by tak byla podhodnocována. V obou případech by obraz povrchu terče byl zdánlivě rozmázan, „zamlžen“ přítomností různé tloušťky plazmatu.

Na fotografii horkého terče (Obr. 4.4) je možno vidět záření plazmatu (středová část a nad terčem) ve viditelném spektru. Patrné je také viditelné záření horkého terče po jeho obvodu (oranžová barva dokumentuje vysokou teplotu povrchu) a uprostřed terče (bílá barva odpovídá ještě vyšší teplotě povrchu).



Obr. 4.4 Fotografie horkého terče během pulzní magnetronové depozice.

Vliv plazmatu lze objasnit analýzou IR snímků těsně před a těsně po vypnutí elektrického zdroje, tj. na rozhraní hoření a zhasnutí výboje v plazmatu. Na Obr. 4.5 jsou ukázány termogramy (IR snímky) na tomto rozhraní, jejichž časový rozdíl je 240 ms. Doplněn je rozdílový termogram vytvořený vzájemným odečtením obou teplotních polí, ze kterého vyplývá, že k největšímu poklesu teploty došlo v erozivní zóně terče (mezikruží, kde během depozice dochází k největšímu úbytku materiálu terče).



Obr. 4.5 IR snímky terče: a) těsně před, b) těsně po vypnutí elektrického zdroje, c) rozdílový termogram, tj. vzájemné odečtení teplotních polí snímků b) – a).

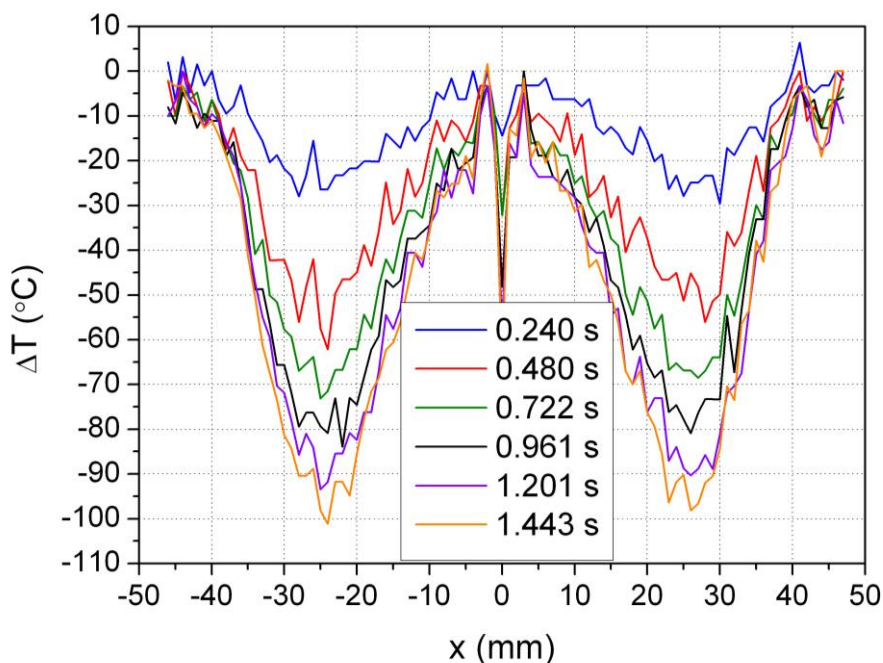
V IR spektru (Obr. 4.5 a), b) je patrné pouze záření povrchu terče bez rušení. Na rozdílovém snímku Obr. 4.5 c) je dobře vidět teplotní rozdíl v erozivní zóně terče odpovídající chladnutí povrchu za dobu 240 ms. V místech, v nichž byla teplota dle stupnice termogramu před vypnutím zdroje nad minimální měřitelnou teplotou, tj. vyšší než 220°C, se po odečtení od termogramu po vypnutí zdroje zobrazují teplotní rozdíly na úrovni šumu kamery (v rozmezí $\pm 10^\circ\text{C}$). Černě zbarvená plocha se zobrazuje na místech, kde je teplota pod rozsahem měření kamery. Skoková změna teploty odpovídající absorpci nebo emisi plazmatu není z rozdílového termogramu patrná.

Pro podrobnější analýzu vlivu působení plazmatu byly nad terč umístěny dva body, v nichž lze sledovat časový průběh teploty (viz Obr. 4.5 a). Body se nacházejí

již v oblasti zadní stěny vakuové komory a postihují tak vliv horní části plazmatu. Z časového průběhu teplot v těchto bodech však nebyla patrna žádná skoková změna teploty po zhasnutí plazmového výboje.

Pro analýzu vlivu působení plazmatu na vyhodnocení teplotního pole terče byla napříč terče vložena čárová analýza, viz Obr. 4.5 a), na které lze měřit teplotní profil. Na Obr. 4.6 je znázorněna radiální závislost teploty na čase těsně po vypnutí elektrického zdroje. Graf byl vytvořen jako rozdíl teplotních profilů na čáře procházející středem terče oproti profilu s maximální teplotou (tomu je přiřazen čas $t = 0$ s).

Z časového průběhu teplot je patrné, že k největšímu poklesu teplot během sledovaných téměř 1.5 s dochází v oblasti erozivní zóny (oblast mezi 20 a 30 mm od středu oběma směry). Na časovém průběhu rozdílového teplotního profilu těsně po vypnutí elektrického zdroje (čas 0.240 s) je možno vidět, že oproti profilu ještě za působení elektrického zdroje není žádný teplotní posun o konstantní hodnotu ve všech bodech profilu ani v jeho části, který by vypovídal o vlivu plazmatu.



Obr. 4.6 Radiální rozložení povrchové teploty terče po vypnutí elektrického zdroje.

V případě vlivu plazmatu na měření pomocí termovizní kamery by těsně po zhasnutí výboje v plazmatu měla následovat skoková změna teploty odpovídající absorpci nebo emisi záření plazmatem. Výše uvedené analýzy – analýza snímku těsně před a těsně po zhasnutí výboje, analýza časového průběhu teplot nad terčem v horní části plazmatu ani analýza radiálních profilů teploty neprokázaly, že by v okamžiku těsně po zhasnutí výboje plazmatu došlo k teplotnímu posunu. Pokud k nějaké teplotní změně došlo, byla maximálně velikosti šumu měření.

Vliv absorpce záření plazmatem a vyzařování samotného plazmatu proto není nutné uvažovat.

4.2.2. Objasnění vlivu vlastního záření a propustnosti argonové atmosféry

Emise a absorpce záření argonovou atmosférou by se z hlediska bezkontaktního měření teploty IR kamerou projevovala stejným způsobem, jako by se projevovala emise a absorpce záření plazmatem, tj. zkreslením hodnoty měřené teploty.

Výrazná emise IR záření argonovou atmosférou je však mnohem méně pravděpodobná, protože teplota atomů Ar je ve srovnání s teplotou plazmatu a povrchu terče velmi nízká. Větší pravděpodobnost na ovlivnění vyhodnocované teploty terče by tak mohla mít absorpce záření atmosférou. Tlak v komoře je udržován na hodnotě 0.5 Pa, větší vzdálenosti mezi atomy tak nahrávají vysoké propustnosti záření.

Podle emisních a absorpčních čar Ar uvedených v databázi NIST [92] dochází k absorpci záření na vlnových délkách 7.90, 8.99 a 12.43 μm . Jedná se však o čáry vícenásobně ionizovaných atomů (Ar^{2+} , Ar^{4+} a Ar^{6+}), které se v komoře mimo plazmový výboj téměř jistě nikde nevyskytují. Navíc jde o zakázané stavy iontů, tedy uvažované přechody elektronů mají velmi nízkou pravděpodobnost. Absorpce záření, která by byla uskutečněna těmito čarami, je proto v porovnání s množstvím záření na ostatních vlnových délkách v rozmezí 7.5 až 13 μm zanedbatelná.

Vliv emise ani absorpce záření argonovou atmosférou není nutné uvažovat.

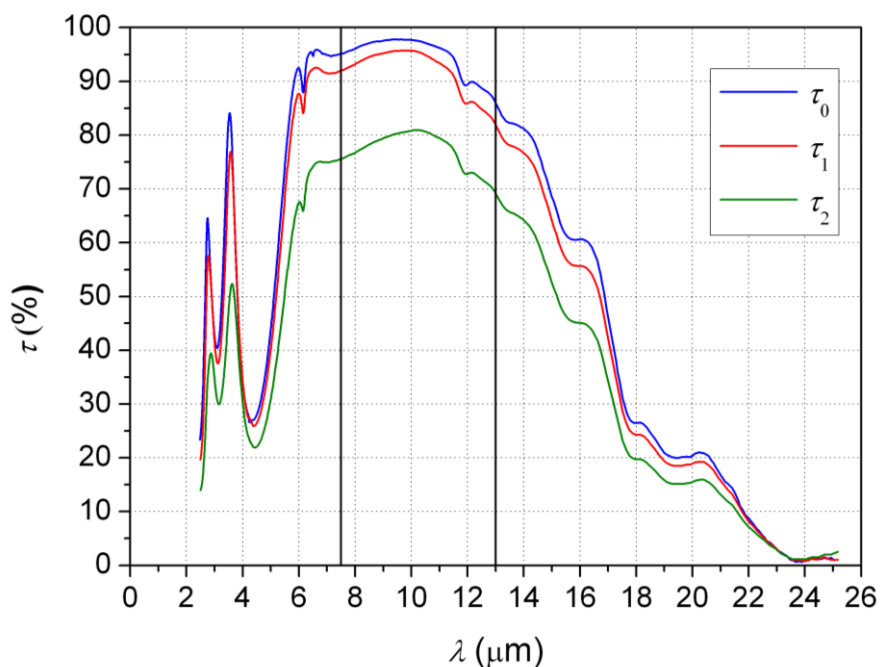
4.2.3. Objasnění vlivu okna

Polopropustné germaniové okno umístěné do stěny komory jako průzor pro kameru ovlivňuje radiační tok směřující od terče k detektorům nejen absorpcí záření, ale i vyzařením určitého množství energie z okna.

Propustnost Ge okna s antireflexní vrstvou byla změřena přímou metodou pomocí FTIR spektrometru (Nicolet 6700). Princip přímého měření propustnosti materiálu v závislosti na vlnové délce spočívá v měření intenzity záření radiačního zdroje $M_{zdroj}(\lambda)$ bez překážky a intenzity záření radiačního zdroje prošlého měřeným materiálem $M_{Ge}(\lambda)$. Poměrem těchto intenzit (signálů) je potom propustnost na dané vlnové délce

$$\tau(\lambda) = \frac{M_{Ge}(\lambda)}{M_{zdroj}(\lambda)}. \quad (4.1)$$

Vynesením hodnot do grafu vzniká spektrální propustnost (propustnost závislá na vlnové délce).



Obr. 4.7 Spektrální propustnost Ge okna před první sérií měření (τ_0), po první sérii (τ_1) a po druhé sérii měření (τ_2).

Propustnost Ge okna byla měřena před a po první sérii měření (nechlazený terč) a po druhé sérii měření (chlazený terč) v rozmezí vlnových délek radiačního zdroje 2.5 až 25 μm . Propustnost okna během experimentů klesala díky vytváření tenké vrstvy titanu na jeho vnitřní straně. Průměrná hodnota propustnosti τ v pásmu vlnových délek kamery klesá z počátečních 95.5 % (τ_0) na 92.8 % (τ_1) po první sérii měření a na konečných 77.7 % (τ_2) po druhé sérii měření, viz Obr. 4.7, na němž je taktéž vyznačena citlivá oblast vlnových délek detektorů kamery 7.5 – 13 μm .

Při vyhodnocení IR snímků byla pro výpočet aktuální propustnosti použita lineární aproximace dle počáteční a koncové propustnosti v rámci série v závislosti na pořadí daného měření (první série s nechlazeným terčem obsahovala 9 měření při $f_r = 1$ kHz a 8 měření při $f_r = 10$ kHz, druhá série s chlazeným terčem obsahovala 9 měření při $f_r = 1$ kHz a 8 měření při $f_r = 10$ kHz). Při první sérii se tedy propustnost Ge okna téměř nemění, při druhé sérii však jeho propustnost již klesá výrazněji.

Vliv na radiační tok dopadající na detektory kamery má také vlastní záření okna, pro jehož stanovení je nutné znát teplotu a emisivitu okna. Okno není přímo ohříváno žádným tepelným zdrojem, z vnitřní části je v kontaktu s komorou, se kterou může probíhat tepelná výměna vedením. Teplota okna se proto během měření nemění a zůstává na konstantní hodnotě 20°C. Emisivita okna je softwarem dopočítána jako doplněk k propustnosti, tedy $\varepsilon_{Ge} = 1 - \tau$, tj. odrazivost okna není uvažována. Odrazivost povrchu okna je díky antireflexní vrstvě minimální.

Propustnost a teplota externí optiky jsou zadávány do vyhodnocovacího softwaru jako jedny z parametrů, které přímo ovlivňují hodnotu vyhodnocované teploty. Software na základě zadaných hodnot stanoví radiační tok prošlý externí optikou a při určování povrchové teploty měřeného objektu zohlední také vlastní radiační tok externí optiky.

4.2.4. Stanovení emisivity terče

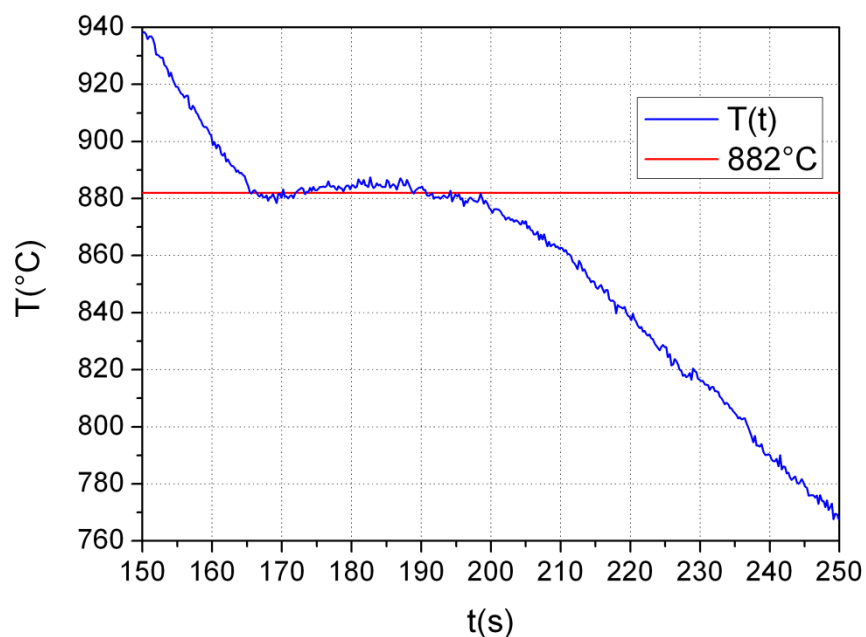
Emisivita je optická vlastnost, která zásadní měrou ovlivňuje radiační tok vycházející z povrchu terče.

Emisivita terče byla určena během analýzy měření IR kamerou využitím přítomnosti fázové změny v pevném stavu během procesu chladnutí terče. Titan jako prvek se v pevném skupenství vyskytuje ve dvou fázích – modifikacích krystalové mřížky:

- α -Ti – hexagonální mřížka, výskyt do teploty 882°C,
- β -Ti – kubická plošně centrovaná mřížka, výskyt nad teplotou 882°C.

V časovém průběhu chladnutí je fázová přeměna patrná teplotní prodlevou během jejího trvání, viz Obr. 4.8. V první fázi přeměny dochází k podchlazení, tj. teplota je nižší než teplota fázové přeměny, následuje nárůst na teplotu fázové přeměny a postupný pokles teploty.

Fázovou přeměnu z β -Ti na α -Ti bylo možné pozorovat jen při měření horkého Ti terče, během něhož bylo dosahováno vysokých povrchových teplot v erozivní zóně terče. V případě chlazeného terče nebylo dosaženo teploty vyšší než 300°C, tedy hluboko pod teplotou fázové přeměny.

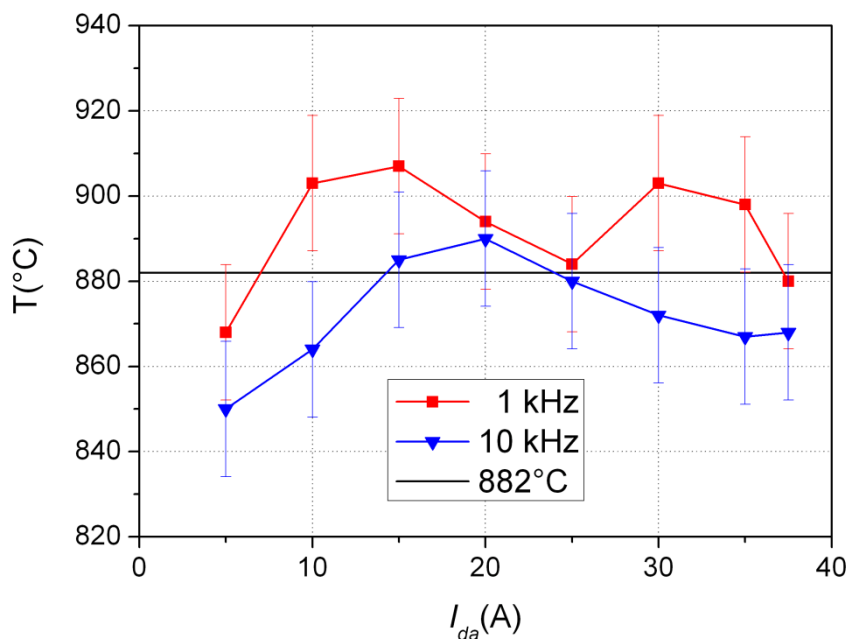


Obr. 4.8 Časová prodleva během chladnutí terče odpovídající fázové přeměně titanu z β -Ti na α -Ti při 882°C.

K fázové přeměně dochází i během ohřevu (α -Ti na β -Ti), časová prodleva je však díky vysoké energii dodávané do terče v porovnání k prodlevě během chladnutí mnohem kratší. Emisivita tak byla stanovena pouze z přeměny během chladnutí.

Jestliže je známa povrchová teplota terče z jiného zdroje (zde z teploty fázové přeměny titanu $\beta \rightarrow \alpha$ při 882°C [93]), lze emisivitu určit softwarovou funkcí *emissivity calculation*. Software vypočte emisivitu tak, aby se získaná měřená teplota při použití vypočítané emisivity rovnala hodnotě známé teploty, tj. teploty fázové přeměny.

Měřená povrchová teplota terče byla získána z kruhových oblastí umístěných v oblasti erozivní zóny. Teploty terče byly stanoveny pro všechny experimenty prováděné s nechlazeným terčem, kde byly měněny parametry elektrického zdroje – opakovací frekvence f_r a proud I_{da} , celkem 16 měření (Obr. 4.9). Výjimkou je experiment s parametry $f_r = 1$ kHz a $I_{da} = 2.5$ A, kde teplota nepřesáhla 800°C.

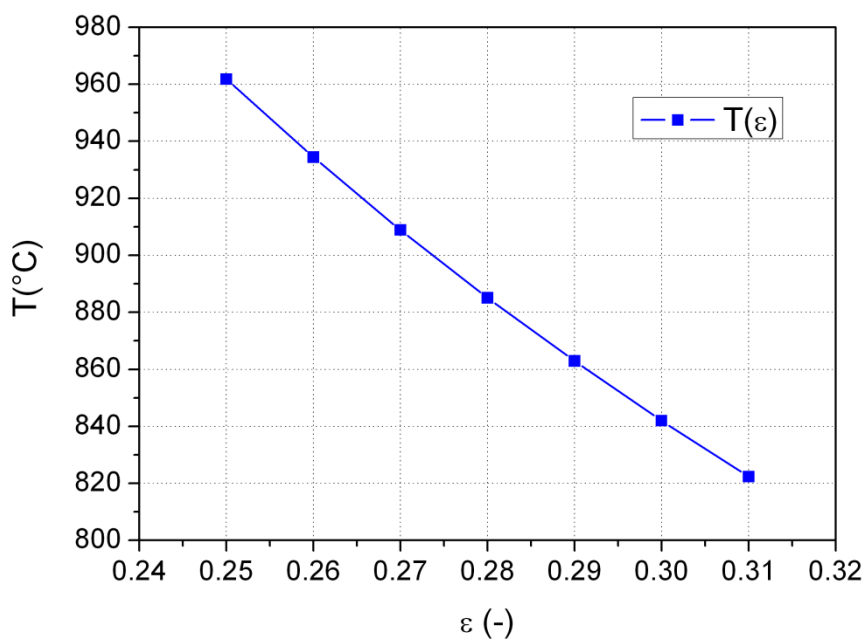


Obr. 4.9 Teploty fázové přeměny β -Ti na α -Ti vyhodnocené z časových průběhů chladnutí za použití emisivity $\varepsilon = 0.280$.

Výsledná emisivita by měla mít takovou hodnotu, pro kterou mají vyhodnocené teploty získané analýzou časového průběhu nejlepší shodu s teplotou fázové přeměny. Nejlepší shody teplot bylo dosaženo s emisivitou 0.280, této

hodnotě odpovídá průměrná hodnota vyhodnocených teplot 882.1°C se směrodatnou odchylkou $\pm 15.9^{\circ}\text{C}$.

Analýza citlivosti vyhodnocené teploty na emisivitě byla provedena pro měření s nejlepší shodou vyhodnocené teploty s tabulkovou hodnotou fázové přeměny β -Ti na α -Ti (Obr. 4.10).



Obr. 4.10 Závislost vyhodnocené teploty na zadané emisivitě.

Nejlepší shody teplot ($882.1 \pm 15.9^{\circ}\text{C}$) s teplotou fázové přeměny (882°C) bylo dosaženo s hodnotou emisivity 0.280 a jí odpovídající směrodatnou odchylkou ± 0.007 . Hodnota emisivity postihuje jak její úhlovou závislost (snímání Ti terče pod úhlem 77°), tak i stav povrchu terče.

Výše stanovená hodnota emisivity byla použita při vyhodnocení všech měření, a to tím způsobem, že ve vyhodnocovacím softwaru byla nastavena vždy celému obrazu všech snímků sekvence. Vypovídající hodnotu (korektně stanovenou teplotu a barvu odpovídající teplotní stupnici) má tak obraz pouze v oblasti terče, tj. tam, kde souhlasí nastavená emisivita s reálnou emisivitou měřeného povrchu.

4.2.5. Vliv odrazů z okolí terče

Výrazné ovlivnění vyhodnocované povrchové teploty terče by mohlo nastat v případě, že by se v okolí měřeného povrchu vyskytoval jiný objekt o vysoké teplotě nebo jiný zdroj záření. V okolí terče se nacházejí pouze stěny vakuové komory a substrát uchycený na držáku, který je zakryt otočným stínítkem. Žádný z těchto objektů není výrazným zdrojem záření a ani nemá vysokou teplotu. Stěny komory mají pokojovou teplotu, tj. cca 20°C, a substrát ani otočné stínítko také nejsou vyhřívány. K jejich ohřevu může docházet jen v důsledku vlastní depozice, působení plazmatu a radiačního ohřevu od zahřátého terče.

V okolí terče se nenachází žádný objekt, který by svým zářením mohl výrazně ovlivňovat proces vyhodnocení povrchové teploty terče.

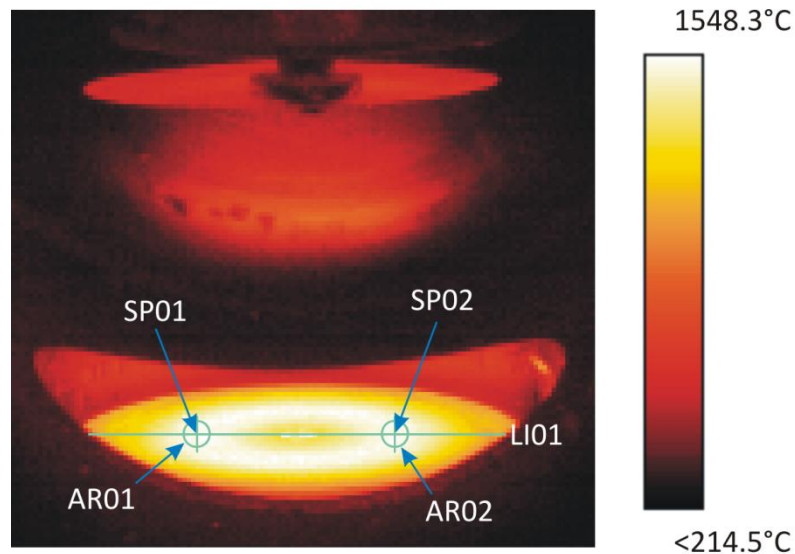
4.3. Analýza tepelných procesů v technologii

Z analýzy radiačních procesů (kap. 4.2) vyplývá, že lze zanedbat vlastní radiaci a absorpci záření jak u plazmatu, tak i u argonové atmosféry. Dále byl objasněn vliv germaniového okna – měřením na spektrometru byla stanovena jeho propustnost a diskutován byl také vliv vlastního záření okna. Za využití časové prodlevy během fázové přeměny pak byla stanovena i emisivita povrchu terče.

Intenzita IR záření vycházející z povrchu terče je úměrná jeho teplotě, a tak může být za předpokladu znalosti výše uvedených poznatků měřena povrchová teplota IR detektorem nebo termovizní kamerou.

4.3.1. Zvolené analýzy termogramu

Na Obr. 4.11 je ukázán termogram měřené technologie s uvažovanými analýzami. V horní části termogramu je naproti horkému terči patrné otočné stínítko, které zakrývá substrát. Červená oblast mezi terčem a stínítkem je odraz IR záření terče od zadní stěny vakuové komory. Vlastní záření stěn vakuové komory není z obrázku příliš patrné, protože stěny komory zůstávají na pokojové teplotě.



Obr. 4.11 Termogram horkého terče s teplotními analýzami.

Před samotným vyhodnocením bylo stanoveno měřítko obrazu, tedy poměr mezi jedním pixelem na obraze a milimetrem ve skutečnosti. Toho lze dosáhnout porovnáním rozměrů známého objektu s jeho velikostí na obraze. Nejvhodnějším objektem se v tomto případě jeví samotný terč, jehož velikost je známa.

Snímek pořízený IR kamerou nezachycuje celý povrch terče o průměru 100 mm, protože vpředu a ze stran je terč částečně zakryt hranou komory. Viditelných je tedy jen 90 mm, protože na obou krajích je přibližně 5 mm zastíněno oblou hranou vakuové komory (vakuová komora má válcovitý tvar).

Vodorovně vložená čárová analýza procházející středem terče proto nezahrnuje celý průměr terče, ale jen jeho viditelnou část. Délka čáry v softwaru je 89 pixelů (délka, na níž se neprojevuje vliv teploty komory na okraji čáry).

Z toho vyplývá, že čára délky 89 pixelů v softwaru má délku 90 mm, lze tedy uvažovat přepočít 1 pixel \approx 1 mm.

Ve vyhodnocovacím softwaru byly na IR obraz terče umístěny následující teplotní analyzované oblasti – čárová analyzovaná oblast, dvě kruhové analyzované oblasti a dvě bodové analyzované oblasti, viz Obr. 4.11.

Vodorovně středem terče prochází čárová analýza LI01, jejíž teploty přímo udávají radiální rozdělení teplot na terči (teplotní profil na průměru terče).

Pro teplotní analýzy v erozivní zóně byly ve vzdálenosti 22 mm od středu umístěny dvě kruhové oblasti AR01 a AR02 o průměru 7 mm. Průměrné teploty z těchto oblastí jsou používány pro další vyhodnocení a byly již použity při stanovování emisivity terče – Obr. 4.8 až 4.10.

Dále byly vloženy dvě bodové analyzované oblasti SP01 a SP02 do středů kruhových oblastí ($x_{SP01} = -22$ mm, $x_{SP02} = 22$ mm). Vložené body jsou používány pro teplotní analýzy týkající se natavení terče, protože v těchto bodech se nacházejí maxima teplotního profilu.

4.3.2. Časový průběh teploty a rozdělení teploty v prostoru

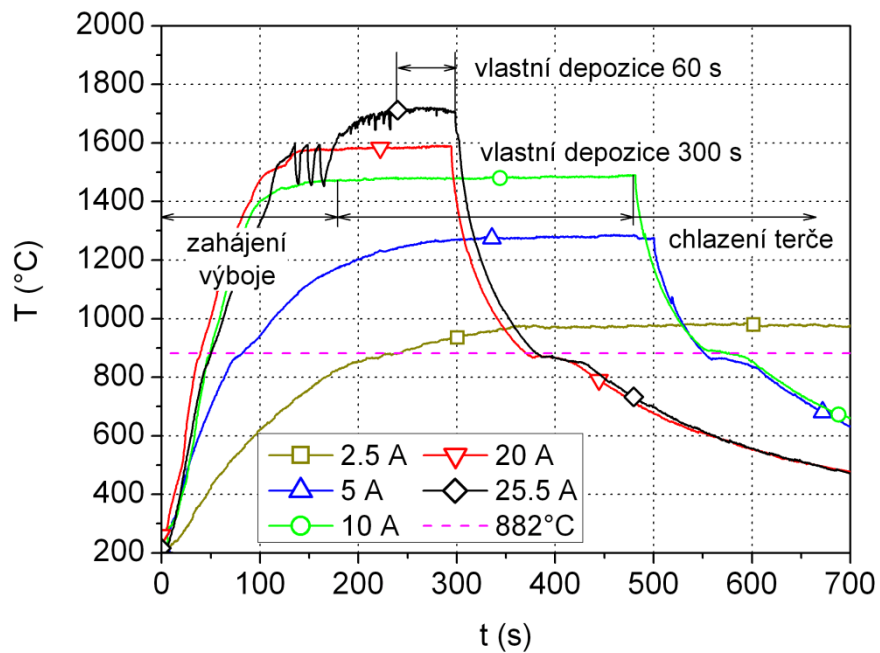
Měřený depoziční proces se skládá ze tří částí – (i) startování výboje (nastavení výbojových parametrů), (ii) vlastní depozice a (iii) chladnutí terče po depozici. Délka trvání jednotlivých úseků se liší dle velikosti výbojového proudu v pulzu.

Během první části procesu se stabilizuje výboj a terč je ohříván výbojem na stabilní teplotu. Během této doby je vzorek zakryt stínítkem, aby nedocházelo k depozici. Poté následuje depozice prováděná za kvazi konstantní teploty terče. Proces depozice je ukončen vypnutím elektrického zdroje, po němž dojde k uhasnutí výboje a k postupnému ochlazení terče.

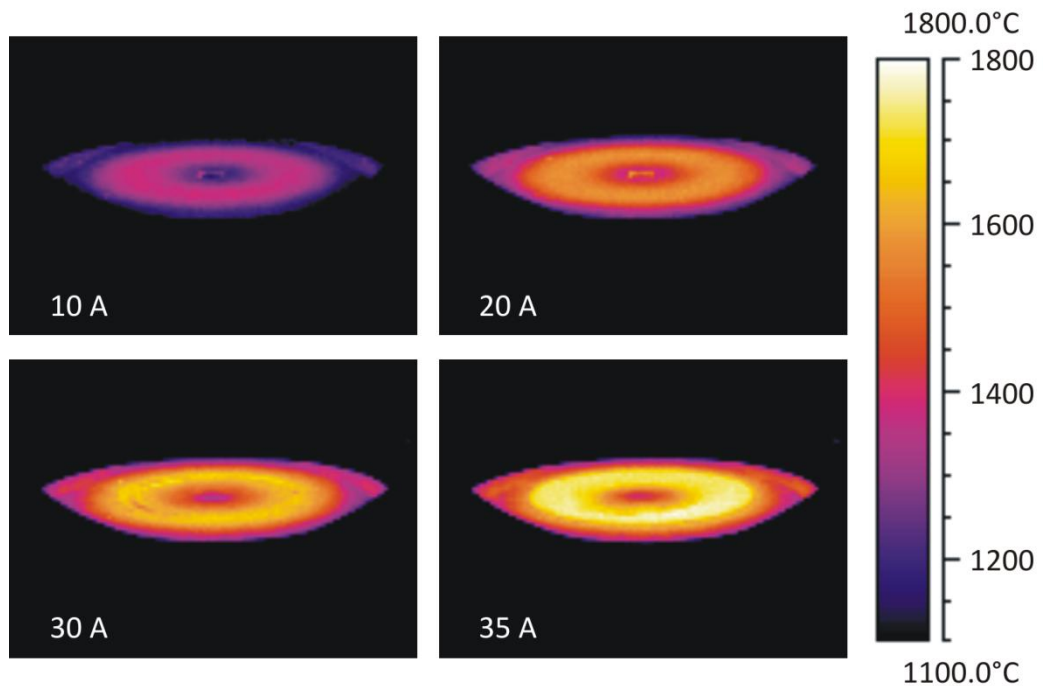
Vybrané časové průběhy teplot v erozivní zóně pro opakovací frekvenci pulzů $f_r = 10$ kHz jsou ukázány na Obr. 4.12. Křivky představují průběh průměrné teploty vybrané oblasti (AR01) v erozivní zóně při různých průměrných proudech v pulzu I_{da} . Teplotní oscilace během ohřívací fáze pro nejvyšší průměrný výbojový proud v pulzu $I_{da} = 25.5$ A jsou způsobeny řídicím obvodem, který velmi rychle mění napětí, aby zabránil obloukovým výbojům, a tím řídí kvalitu deponovaného filmu (tenké vrstvy) na substrátu.

Teplotní rozdělení na povrchu horkého terče na konci depozice ($f_r = 1$ kHz) jsou ukázány na Obr. 4.13. Na snímcích jsou dobře viditelné jen povrchy terčů, které dosahují teplot v rozmezí zvolené teplotní stupnice (1100 – 1800°C), ostatní body

IR snímků jsou pod minimální hodnotou teplotní stupnice a jsou proto zobrazeny černou barvou.



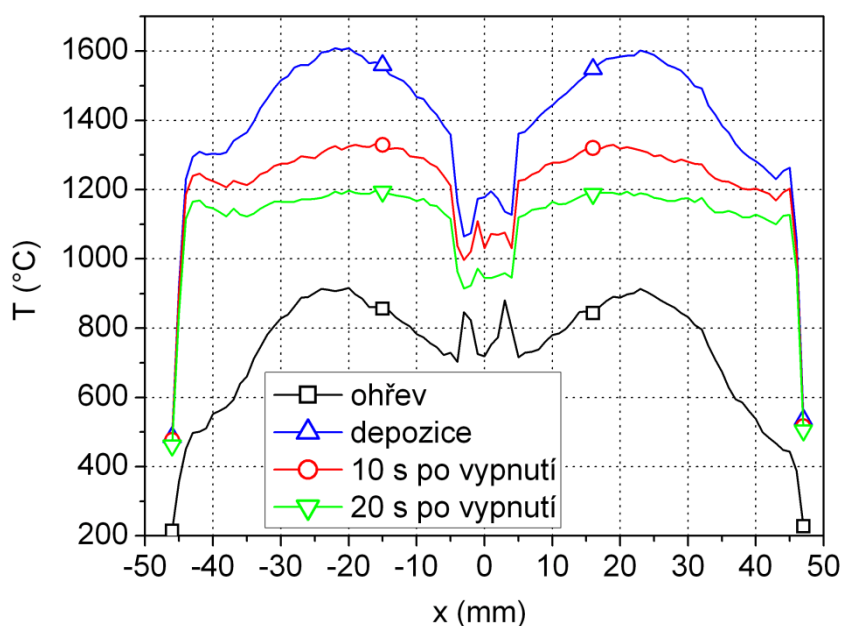
Obr. 4.12 Průběhy povrchové teploty během celého depozičního procesu pro případ horkého terče a opakovací frekvenci pulzů $f_r = 10$ kHz.



Obr. 4.13 Termogramy horkého terče na konci depozice pro I_{da} od 10 do 35 A a $f_r = 1$ kHz.

Typické čárové profily zobrazující radiální rozdělení teploty povrchu terče (teplotní profily po čáře LI01) v různých částech depozičního procesu jsou ukázány na Obr. 4.14. Teplotní rozložení je osově symetrické, jak bylo předpokládáno. Na obrázku jsou ukázány teplotní profily v průběhu ohřevu terče před depozicí (v čase 30 s), během vlastní depozice a 10 s, resp. 20 s po ukončení depozice.

Během depozice je nejvyšší teplota v erozivní zóně, teplotní rozdíl mezi hranou terče a erozivní zónou je okolo 300°C. Po vypnutí výboje se teplota velmi rychle stane téměř homogenní s rozdílem menším než 100°C po 20 s. Nepravidelnosti uprostřed čárového teplotního profilu způsobuje šroub, který uchycuje terč k měděné podložce a má oproti povrchu terče značně odlišnou emisivitu. Na kulaté hlavě šroubu (nejvýhodnější z pohledu výboje a rozložení potenciálu – ostré hrany by napomáhaly z hlediska kvality deponované vrstvy nežádoucím obloukovým výbojům) nemá emisivita konstantní hodnotu, projevuje se zde především úhlová závislost emisivity na kulové ploše.

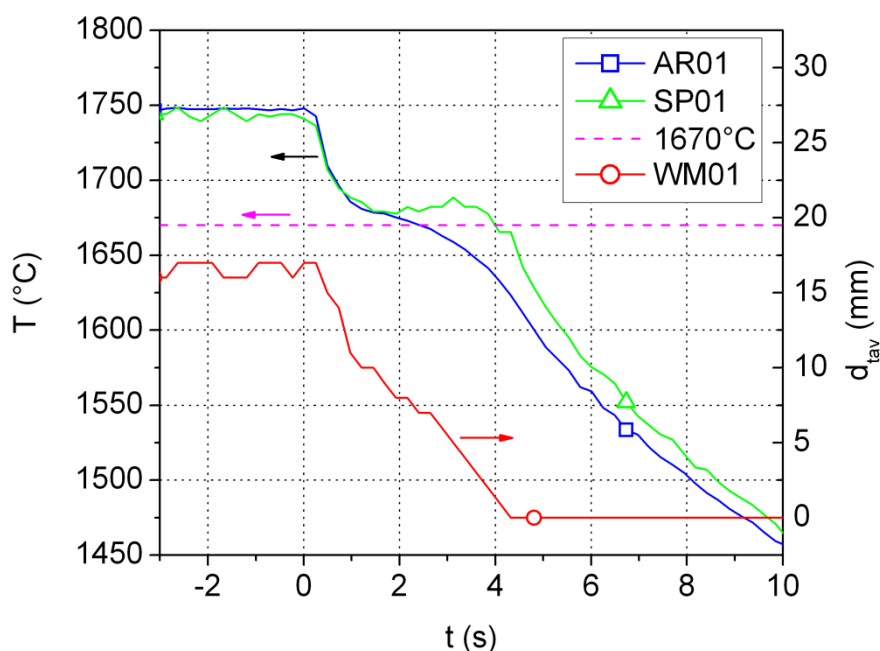


Obr. 4.14 Radiální rozdělení povrchové teploty horkého terče ($f_r = 1$ kHz, $I_{da} = 25$ A).

4.3.3. Pozorování tavení

V případě použití vysokých průměrných výbojových proudů v pulzu I_{da} bylo pozorováno tavení terče. Lokální teplotní časový průběh (Obr. 4.15) a radiální teplotní profily (Obr. 4.16) před a po ukončení depozice vykazují znaky existence kapalné fáze během depozice. Oba obrázky odhalují časovou prodlevu tuhnutí na konstantní teplotě ve fázi chladnutí po skončení depozice.

Na Obr. 4.15 jsou zobrazeny teplotní průběhy odvozené z průměrné teploty kruhové oblasti AR01 a z bodu SP01, který se nachází uprostřed této oblasti. Teplotní průběh z bodu SP01 má typický tvar pro fázovou přeměnu (podchlazení a časová prodleva na konstantní teplotě). Křivka průměrné teploty plochy AR01 začíná se stejným tvarem a hodnotou, ale pokles po tuhnutí začíná dříve. Pokles průměrné teploty je způsoben dřívějším tuhnutím na okrajích erozivní zóny, kde je menší tloušťka kapalné vrstvy. Měření provedené z plochy (např. pyrometrem nebo průměrná teplota z plochy určená pomocí termovize) má nižší úroveň šumu v porovnání s měřením v bodě, ale může mít matoucí tvar a hodnotu.

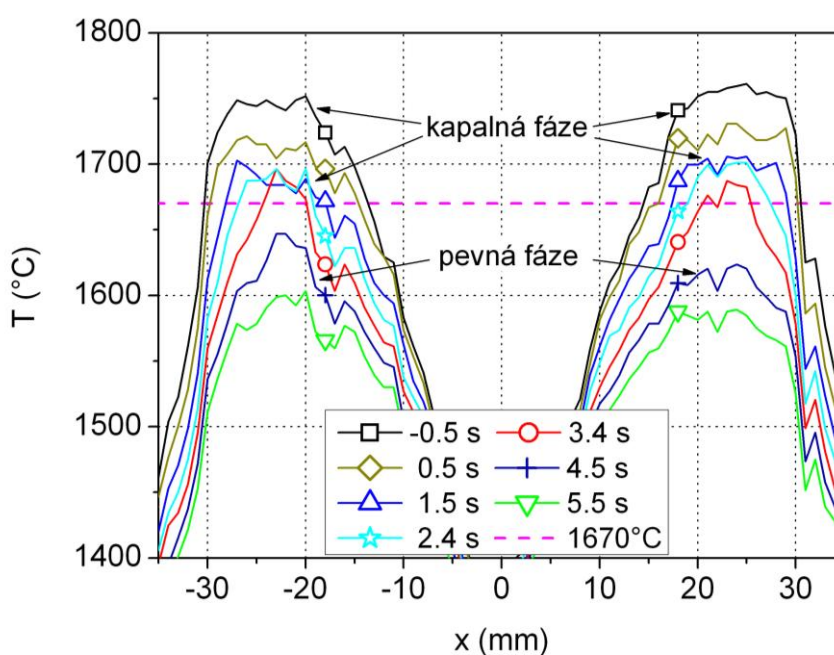


Obr. 4.15 Teplotní průběhy v čase po ukončení depozice (0 s) při použití horkého terče ($f_r = 1$ kHz, $I_{da} = 35$ A).

Hodnoty teplot blízko tabulkové hodnotě tuhnutí titanu 1670°C potvrzují správnost hodnoty emisivity ($\varepsilon = 0.280$) určené z fázové přeměny během ochlazování (přeměna z β -Ti na α -Ti při 882°C).

Z radiálního rozdělení teploty (Obr. 4.16) je možné určit šířku roztavené oblasti d_{tav} v erozivní zóně. Pro rozlišení kapalná a pevná fáze byla jako hranice použita teplota tavení titanu 1670°C [93]. Křivky překračující tuto hodnotu dokazují existenci kapalná fáze během depozice. Vypočítaná šířka roztavené oblasti v levé straně terče je ukázána na Obr. 4.15 (WM01) pro případ $f_r = 1$ kHz a $I_{da} = 35$ A.

Šířka roztavené oblasti klesá téměř lineárně v čase s rozdíly v první polovině poklesu. Na konci depozice byla šířka roztavené oblasti 17 mm, 2 s po konci depozice byla 8 mm a po 4 s se již nevyskytuje žádná tavenina. Tyto šířky souhlasí s rozdílem křivky AR01 od křivky SP01. Rozdíl začíná asi na 2 s po ukončení depozice, kde je šířka taveniny (8 mm) porovnatelná s průměrem kruhové oblasti vybrané pro průměrování teploty (AR01, průměr 7 mm).

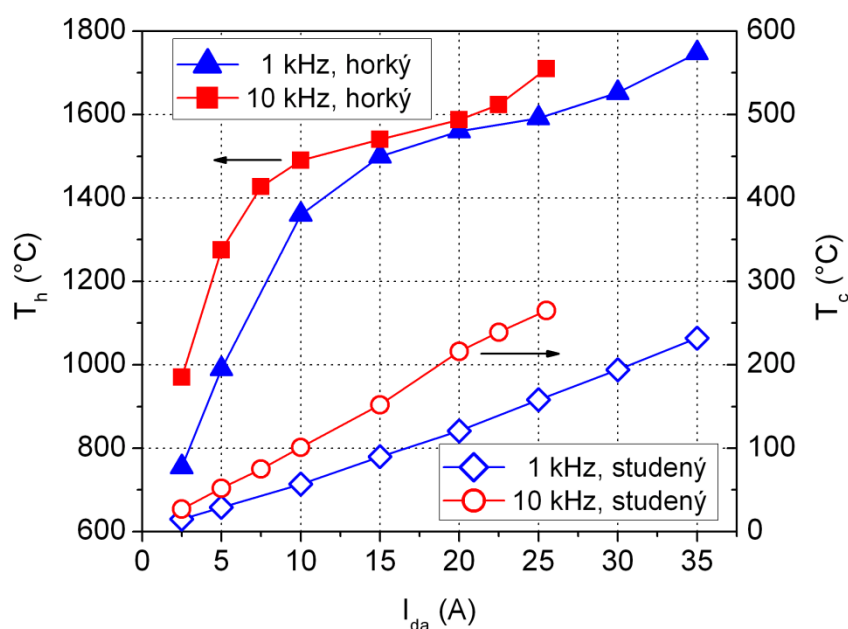


Obr. 4.16 Radiální rozdělení povrchové teploty horkého terče pro vysoké průměrné výbojové proudy v pulzu ($f_r = 1$ kHz, $I_{da} = 35$ A) v různých časech před a po konci depozice (0 s).

Pro frekvenci $f_r = 10$ kHz ($I_{da} = 25.5$ A) byla pozorována téměř stejná šířka roztavené oblasti d_{tav} jako pro frekvenci $f_r = 1$ kHz ($I_{da} = 25.5$ A). Z původní šířky 18 mm na konci depozice poklesla na 0 mm za 4.5 s, přičemž v čase 2 s byla šířka roztavené oblasti 9 mm.

4.3.4. Teploty během depozice a tomu odpovídající procesy

Maximální hodnoty teplot na povrchu terče dosažené na konci depozice byly sledovány v závislosti na průměrném výbojovém proudu v pulzu I_{da} (Obr. 4.17).



Obr. 4.17 Maximální teploty v erozivní zóně studeného (T_c) a horkého (T_h) terče v závislosti na výbojovém proudu I_{da} .

Pro studený terč (teplota T_c , pravá osa y) byla nalezena lineární závislost na výbojovém proudu s různou směrnici pro opakovací frekvenci pulzů $f_r = 1$ kHz a 10 kHz. Pro $f_r = 10$ kHz je potřeba k udržení výboje vyšší výbojové napětí U_{da} , takže sklon je strmější.

Pro horký terč (T_h , levá osa y) roste teplota s nárůstem výbojového proudu I_{da} mnohem rychleji. Nejdříve narůstá rychle (do $I_{da} = 10$ A), následně však rychlost klesá v oblasti teplot 1400 až 1650°C a poté rychlost zvyšování teploty opět narůstá.

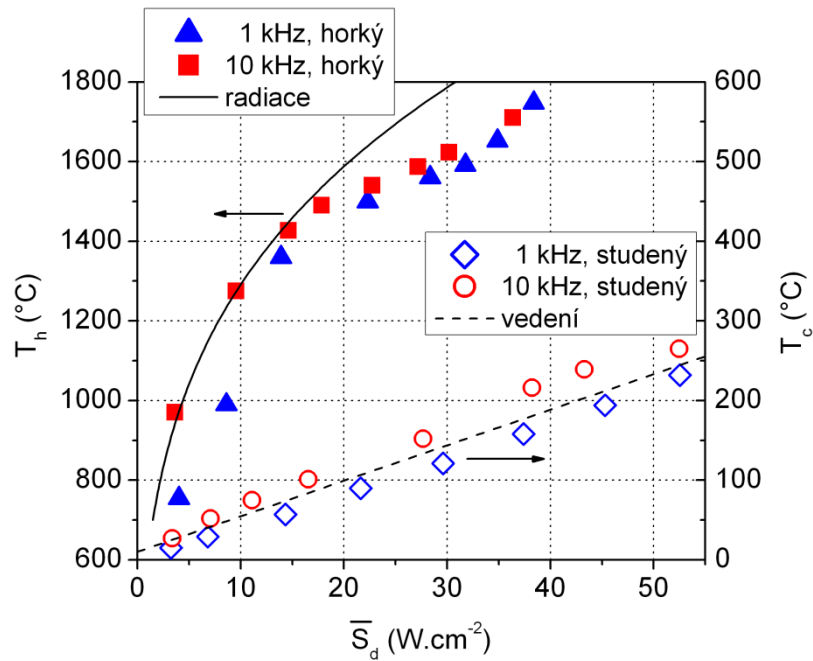
Část, kde se rychlost růstu zmenšuje, je způsobena poklesem průměrného výbojového napětí v pulzu U_{da} s nárůstem I_{da} (na rozdíl od studeného terče, kde U_{da} roste s nárůstem I_{da}). Pokles U_{da} znamená nižší výkonovou hustotu dodanou do terče v porovnání se studeným terčem. Pokles U_{da} je způsoben nárůstem elektrické vodivosti plazmatu, zatímco I_{da} zůstává konstantní. Plazma je více elektricky vodivé, protože při vyšších teplotách terče se v plazmatu nachází více atomů titanu, které jsou silně ionizovány, a významnou se stává termoemise elektronů [X].

Teplota tavení titanu je 1670°C. Pro nejvyšší proudy I_{da} je povrch uprostřed erozivní zóny kompletně v kapalném stavu. To bylo ověřeno přítomností krátké časové prodlevy na konstantní teplotě po vypnutí výboje (Obr. 4.16). Pro nižší hodnoty I_{da} se prodleva nevyskytuje, přestože jsou v oblasti klesající rychlosti růstu teploty.

Oddělení vlivu měnícího se napětí U_{da} s proudem I_{da} (nebo teplotou terče) a s opakovací frekvencí f_r od ostatních efektů, je uvedeno na Obr. 4.18. Na něm jsou zobrazeny maximální teploty vzhledem k průměrné výkonové hustotě dodávané do terče \bar{S}_d dané průměrem součinu proudové hustoty výboje a napětí během celé periody výboje.

Je možné vidět, že závislost maximální teploty na \bar{S}_d je velmi podobná pro opakovací frekvenci $f_r = 1$ kHz a 10 kHz. Tudíž rozdíl teploty v závislosti na proudu I_{da} mezi opakovacími frekvencemi v Obr. 4.17 je způsoben rozdíly v dodaném výkonu (pro studený i horký terč).

Neobjasněna však stále zůstává oblast nižšího nárůstu teploty horkého terče v oblasti teplot 1400 až 1650°C. Pro vysvětlení efektů rozdílných tepelných ztrát byly do Obr. 4.18 přidány křivky trendů preferenčních tepelných ztrát – vedení a záření. V těchto křivkách byla spočítána hustota výkonu ztráty tepla (osa x) z dosažené maximální teploty (osa y).



Obr. 4.18 Maximální teploty v erozivní zóně studeného (T_c) a horkého (T_h) terče v závislosti na průměrné výkonové hustotě dodávané do terče \bar{S}_d .

Pro studený terč se většina tepelných ztrát odehrává vedením přes tloušťku terče k chladící vodě. Vedení je lineárně závislé na teplotním rozdílu ($W_{cond} \approx k \frac{\Delta T}{l}$), takže výsledná křivka je lineární.

Pro horký terč byly tepelné ztráty vedením minimalizovány (oddělení chlazené podložky distančním kroužkem), tudíž lze předpokládat, že největší tepelné ztráty budou způsobeny zářením (radiací). Radiační ztráty jsou závislé na čtvrté mocnině teploty ($W_{rad} \approx \varepsilon \sigma T^4$) a preferenční radiační křivka je vypočítána s emisivitou 0.280. Křivka je nelineární a vysvětluje měřené hodnoty maximální teploty až do výkonové hustoty dodané do terče přibližně 20 W.cm⁻².

Při výkonové hustotě vyšší než 20 W.cm⁻² jsou tepelné ztráty větší než ztráty předpokládané radiací. To znamená, že při teplotách vyšších než 1500°C se objevují další procesy na povrchu terče ještě před kompletním tavením povrchu ($T < 1670^\circ\text{C}$). Mezi tyto procesy patří zvýšené rozprašování, tepelně a iontově indukovaná sublimace nebo termoemise elektronů, jak bylo předpovídáno v [X], nebo vypařování z lokálně natavených míst v okolí dopadajících iontů. To odpovídá

dosažené vyšší erozi a depozičním rychlostem na průměrnou výkonovou hustotu na terč pro tyto vysoké teploty [X].

4.3.5. Pokles teploty mezi pulzy výboje

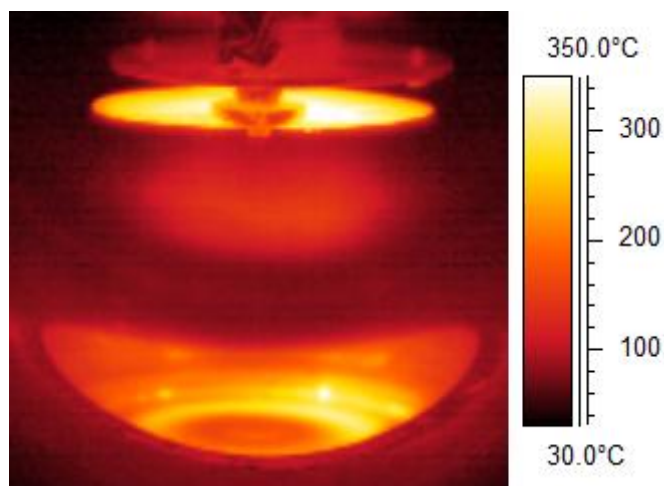
Termovizní měření byla provedena s vzorkovací frekvencí kamery 4 Hz, tj. s periodou 250 ms. Tato frekvence je nízká v porovnání s opakovací frekvencí pulzů výboje $f_r = 1$ kHz a 10 kHz (periody 1 ms a 0.1 ms). Každý termogram představuje průměr teploty přes několik stovek pulzů a nemůže být použit k popisu teplotních změn během jedné periody výboje.

Teplotní pokles po ukončení depozice je přibližně 75 K za první sekundu (Obr. 4.6 a 4.16). To není závažná změna teploty a v periodě výboje trvající 1 ms by změna byla pouze 0.075 K (při uvažování lineárního poklesu teploty). Pokles teploty je ve skutečnosti exponenciální (nejrychlejší na počátku), přesto nemůže během 1 ms dojít k poklesu teploty vyšší než 1 K. Teplota klesá takto pomalu, protože terč je na vysoké teplotě jako celek. Proto nelze očekávat velké teplotní změny během periody výboje na měřítku větším než 1 mm (tj. 1 pixel), ačkoli na atomovém měřítku je významné dodání energie každého iontu.

4.3.6. Analýza teplotního pole chlazeného terče

Stejné experimentální uspořádání, jaké bylo použito pro měření nechlazeného terče, bylo použito i pro měření chlazeného terče.

Umístění chlazeného terče je však pro snímání kamerou méně výhodné, protože se terč nachází níž než terč nechlazený (o tloušťku měděné podložky a distančního kroužku), a je tak více zastíněn oblou hranou vakuové komory – Obr. 4.19. Zřetelná je tak oproti nechlazenému terči, kdy je vidět téměř celý povrch terče, pouze jeho horní část včetně erozivní zóny. Na zobrazení chlazeného terče připadá mnohem menší část zachyceného obrazu (nechlazený terč – 96 x 25 pixelů, chlazený terč – 80 x 17 pixelů). Stanovení obrysu terče v jeho horní části komplikuje výrazný odraz ohřáté erozivní zóny na stěně komory těsně za terčem.



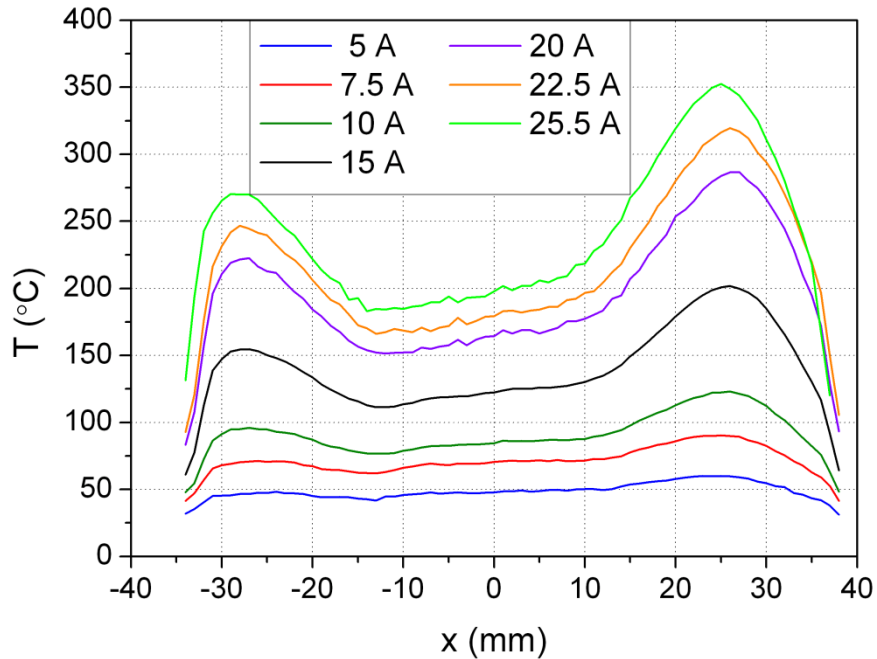
Obr. 4.19 IR snímek chlazeného terče ($f_r = 10$ kHz, $I_{da} = 25.5$ A).

V zorném poli objektivu se nachází také otočné stínítko zakrývající substrát a výrazný odraz IR záření od zadní stěny vakuové komory.

Z časového průběhu teplot není možné stanovit, tudíž ani potvrdit, emisivitu terče, která byla zjištěna v případě nechlazeného terče. Během ohřevu ani během chlazení se totiž nevyskytuje fázová přeměna, díky níž by bylo možné emisivitu určit. Předpokládá se, že nižší pozice terče nemá příliš velký vliv na hodnotu emisivity (minimální vliv na úhel mezi kamerou a terčem). Teplotní závislost emisivity terče během měření nechlazeného terče nebyla prokázána (tj. $\varepsilon \neq \varepsilon(T)$), protože teplota tavení vyhodnocená pomocí emisivity stanovené z fázové přeměny titanu $\beta \rightarrow \alpha$ odpovídá hodnotě teploty tavení uváděné v [93]. Při vyhodnocování chlazeného terče je tak používána stejná emisivita jako u terče nechlazeného.

Umístění analyzovaných oblastí na snímek je díky značnému zastínění terče hranou komory obtížné. Ne zcela zřetelná je levá část erozivní zóny terče právě kvůli hraně komory, naopak pravá část erozivní zóny je viditelná celá. Celý terč tak nepokrývá ani čárová analýza procházející středem terče, ze které lze zjistit radiální teplotní profil.

Na Obr. 4.20 je zobrazen teplotní čárový profil pro různé hodnoty výbojového proudu při opakovací frekvenci zdroje $f_r = 10$ kHz. Z obrázku je patrná nehomogenita mezi levou a pravou částí terče.

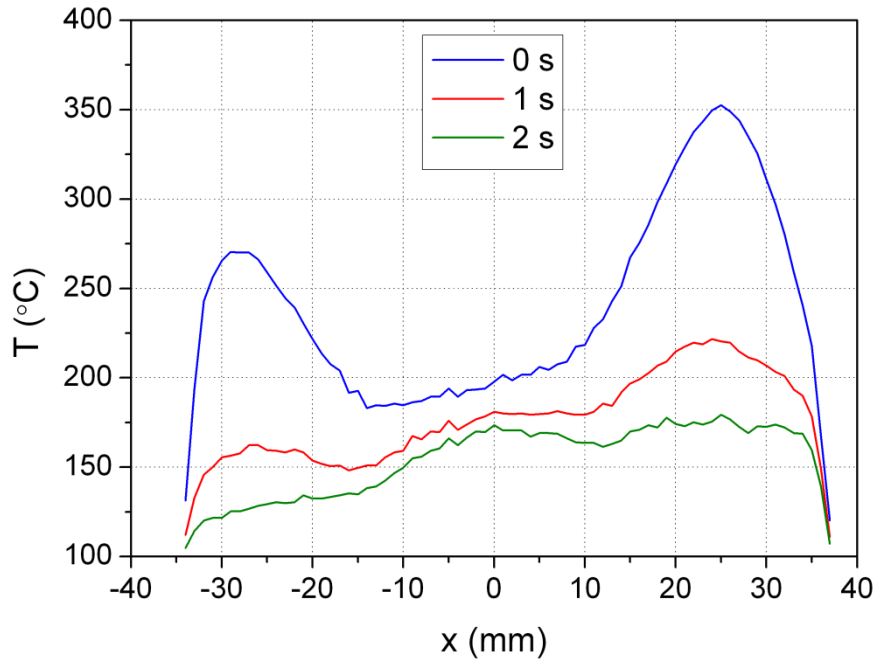


Obr. 4.20 Čárové teplotní profily chlazeného terče při frekvenci zdroje $f_r = 10$ kHz.

Rozdíl mezi levou a pravou částí čárového teplotního profilu lze vysvětlit tím, že strany jsou nestejně ochlazovány vodním chlazením. V levé části terče se nachází vtok vodního chlazení – studené vody a na pravé straně se nachází odtok ohřáté vody. V levé části se tak terč ochladí více než v části pravé.

K teplotním analýzám byla použita pouze levá část čárového profilu a jeho maximální hodnota teploty. A to z toho důvodu, že chladicí voda vstupující do chladicího systému má přibližně konstantní teplotu a tím neovlivňuje teplotní rozdíl chladicího média a terče. Do pravé části terče se dostává voda již částečně ohřátá, a tak není zajištěn nezávislý tepelný tok z pravé části terče.

Na Obr. 4.21 je zobrazen rychlý pokles teplot terče po vypnutí výboje díky intenzivnímu ochlazování spodní části terče kapalinou. Křivka v čase $t = 0$ s odpovídá stavu těsně před vypnutím výboje, následující křivky ukazují velmi rychlou homogenizaci teplot. Po uplynutí 2 s již z teplotního profilu není patrná erozivní oblast terče, kde se během depozice nacházela teplotní maxima.



Obr. 4.21 Pokles teploty povrchu chlazeného terče po vypnutí výboje ($f_r = 10$ kHz, $I_{da} = 25.5$ A).

Měření teplotního pole chlazeného terče se ukázalo jako problematické, zejména kvůli nižší poloze terče a tudíž horší dostupnosti na jeho povrch.

4.4. Závěry a zobecnění

4.4.1. Shrnutí výsledků měřené PVD technologie

Bylo provedeno měření a vyhodnocení povrchových teplot titanového terče během procesu pulzní magnetronové depozice (HPPMS). Studie byla zaměřena na měření teploty během procesu naprašování při použití horkého terče (příznivější poloha terče, možnost aplikace stanovení emisivity na základě známé teploty fázové přeměny), který při vysokých výbojových proudech dosáhl na povrchu kapalná fáze.

Měřicí systém tvořila termovizní kamera, která zachycovala IR záření vycházející z povrchu terče nacházejícího se v depoziční komoře. Byl analyzován vliv možné radiace a absorpce záření plazmatem a argonovou atmosférou. Diskutována byla také absorpce a vlastní radiace germaniového okna, které sloužilo jako průzor

do depoziční komory. Emisivita povrchu terče byla stanovena na základě časové prodlevy teplotního průběhu během chladnutí. Tato prodleva přísluší fázové přeměně β -Ti na α -Ti odehrávající se na známé teplotě 882°C. Z rovnosti teplot byla vyhodnocena emisivita terče $\varepsilon = 0.280$.

Pro analýzu tepelných procesů byly na obraz povrchu terče umístěny analyzované oblasti umožňující provést vyhodnocení radiálního teplotního profilu (čárová analýza), průměrných teplot v erozivní zóně (kruhové analyzované oblasti) a teplotu uprostřed erozivní zóny (bodové analýzy). V těchto analyzovaných oblastech byly vyhodnoceny časové průběhy teplot. Bylo změřeno prostorové a časové rozložení teploty během depozice a ochlazování v závislosti na velikosti protékajícího výbojového proudu.

Existence kapalně fáze byla prokázána přítomností časové prodlevy při tuhnutí během ochlazování. Tato prodleva se objevila při vysokých průměrných proudech v pulzu ($I_{da} = 35$ A pro $f_r = 1$ kHz a $I_{da} = 25.5$ A pro $f_r = 10$ kHz). Na konci depozice byla v obou případech z čárového teplotního profilu určena téměř stejná šířka roztavené oblasti – 17 mm, resp. 18 mm. Po vypnutí výboje klesala šířka roztavené oblasti téměř lineárně k nule, po 4 s pak již byl celý povrch v pevném skupenství.

Bylo ukázáno, jaký vliv může mít volba velikosti měřené a vyhodnocované oblasti na vyhodnocený časový průběh teploty. Použití malých měřicích bodů dává korektní časový průběh, ovšem na úkor vyššího šumu. Naopak využití plošné analýzy (průměrná teplota z kruhové oblasti) potlačuje velikost šumu, ale neumožňuje např. detailní analýzu natavení povrchu – v oblasti mohou být současně jak natavené, tak nenatavené části, jejichž teploty se průměrují.

Dále byly ukázány závislosti maximální dosažené teploty na průměrném výbojovém proudu v pulzu. Pro chlazený terč byla nalezena lineární závislost. V případě nechlazeného terče se rychlý nárůst teploty v oblasti nízkých proudů pro střední proudy snižuje (I_{da} od 15 do 30 A pro $f_r = 1$ kHz, I_{da} od 10 do 22 A pro $f_r = 10$ kHz) a opět narůstá pro vysoké proudy. Závislosti maximálních teplot na průměrné výkonové hustotě dodávané do terče objasňují nesoulad maximálních

teplot pro frekvence 1 a 10 kHz v závislosti na výbojovém proudu, který se více projevuje u chlazeného terče.

Křivky trendů preferenčních tepelných ztrát nechlazeného terče odhalují existenci jiných tepelných ztrát než zářením (může se jednat např. o zvýšené naprašování, ionty indukovanou sublimaci, elektronovou emisi a vypařování) při teplotách vyšších než 1500°C, které souhlasí s vyššími erozivními a depozičními rychlostmi.

Větší pozornost byla věnována nechlazenému terči z důvodů příznivějšího umístění – lepší viditelnosti na povrch terče. U chlazeného terče bylo ukázáno nerovnoměrné rozložení teplot v radiálním směru, které je pravděpodobně způsobeno polohou vstupního chladicího otvoru v levé části terče a výstupního otvoru chladicího zařízení v pravé části. Z této skutečnosti plyne intenzivnější ochlazování v levé části terče.

4.4.2. Zobecnění aplikace termografie v PVD technologiích

Na základě provedeného experimentu lze shrnout poznatky, které usnadní provedení podobného experimentu na jiném zařízení. Lze však také říci, jaké jevy komplikují přesnost měření a vyhodnocení a je potřeba je před provedením experimentu analyzovat a během vyhodnocení brát v úvahu. Základními poznatky, které je možné přenést na jiné experimenty, jsou: stanovení emisivity terče, propustnosti okna, vliv absorpce a záření plazmatu nad terčem a atmosféry ve vakuové komoře a odrazy záření od stěn komory.

Stanovení emisivity

Stanovit povrchovou emisivitu je možné na základě časového průběhu povrchové teploty měřeného objektu. Lze to za předpokladu, že dochází k fázové přeměně, které odpovídá časová prodleva na konstantní teplotě. Tímto způsobem lze poměrně přesně stanovit emisivitu měřeného povrchu, není potřeba brát v úvahu její spektrální ani úhlovou závislost. Předpokládá se, že takto stanovená emisivita

není teplotně závislá v oblasti měřených teplot, v případě další fázové nebo skupenské přeměny vyskytující se během měřeného procesu lze ověřit shodu s teplotou této přeměny.

Propustnost okna

Měření ve vakuové komoře probíhá přes propustné okno. Pro vlnové pásmo detektorů použité termovizní kamery (7.5 až 13 μm) je vhodné germaniové okno. Jeho propustnost pro danou vlnovou oblast se změří na optickém spektrometru. Odraz záření od vnější strany okna není nutné uvažovat (při použití okna s antireflexní vrstvou). Propustnost a teplota vnější strany okna se poté při vyhodnocování teplot zadávají do termovizního softwaru.

Absorpce a záření plazmatu

Vliv vlastního záření plazmatu nebo pohlcení záření plazmatem by byl významný v případě, že by plazma zářilo a absorbovalo záření v pracovní oblasti detektorů kamery a přispívalo tak k nesprávně určené teplotě. Vliv záření plazmatu by se projevil poklesem teplot povrchu měřeného objektu těsně po vypnutí zdroje mnohem větším než v případě, kdy plazma v pracovní oblasti IR detektorů nezáří. V případě, že by plazma záření měřeného povrchu pohlcovalo, následoval by po vypnutí zdroje naopak skokový nárůst teploty nebo výrazně pomalejší ochlazování měřeného objektu těsně po vypnutí zdroje.

Odrazy záření od stěn vakuové komory

V případě, že by stěny vakuové komory nebo jiné objekty uvnitř komory byly zahřáté na vyšší teplotu, je potřeba uvažovat jejich záření odražené od měřeného povrchu směrem k IR kameře. Čím nižší je teplota terče, tím významnější tento jev může být. Odraz lze zohlednit v softwaru zadáním teploty okolního prostředí, která je v softwaru označována jako „předmětem odražená teplota“ (object reflected temperature).

5. Aplikace termografie ve výzkumu technologie spojování hliníkové slitiny s ocelí

Použití infračervené termografie ve výzkumu technologie svařování se týká experimentů spojování plechů hliníkové slitiny s ocelí a měření teploty na površích těchto plechů. Systém robotizovaného MIG svařování umožnil na základě řízení hlavních elektrických parametrů technologie, tj. napětí a proudu, odtavovat drátovou elektrodu různou rychlostí při současném zachování postupové rychlosti hořáku. Tímto způsobem byl u jednotlivých zkušebních vzorků zajištěn odlišný tepelný příkon způsobující různá teplotní zatížení, která mají vliv na míru degradace spojovaných materiálů.

Cílem experimentů bylo stanovení teplotního pole obou spojovaných plechů na horní i dolní straně (při horním i dolním pohledu IR kamery) a jejich časový průběh. Na základě znalosti teplotního pole a provedení zkoušek mechanických vlastností vytvořených spojů lze stanovit šířku oblasti, ve které došlo k degradaci materiálu. Analýzou teplot měřených pod svarem a extrapolací teplot naměřených na horních stranách plechů lze odhadnout orientační hodnotu teploty svaru.

5.1. Uspořádání experimentu měření teploty při spojování

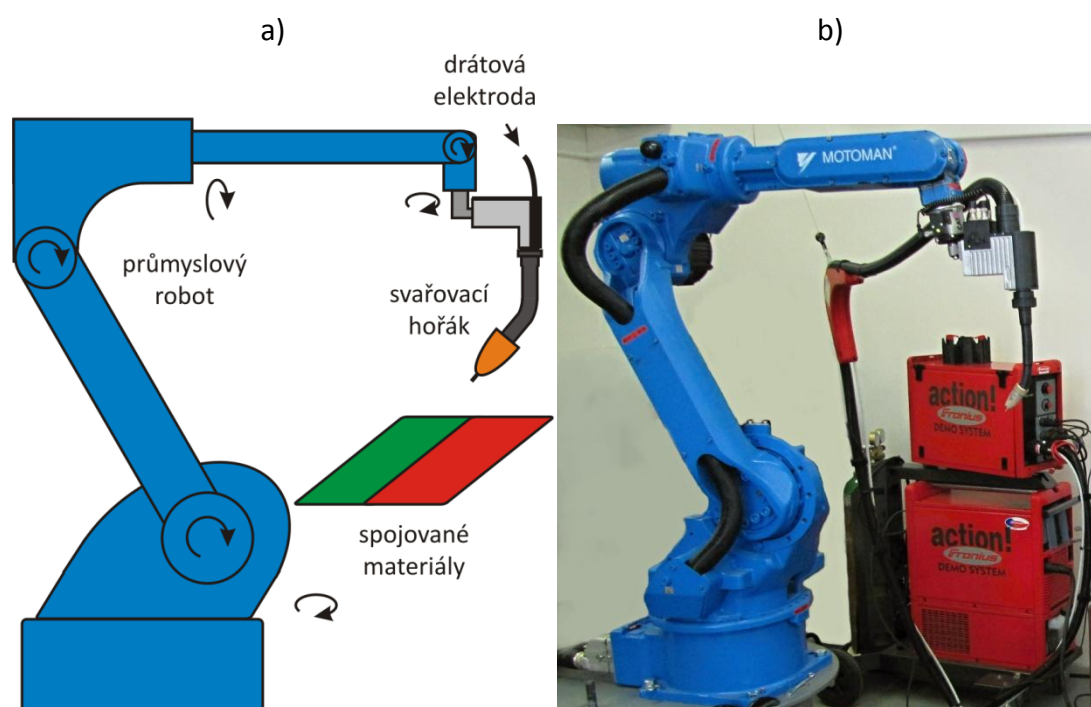
5.1.1. Měřená technologie svařování

Pro experiment byla vybrána modifikace obloukového svařování tavící se elektrodou v ochranném plynu MIG – CMT (Metal Inert Gas – Cold Metal Transfer), která se oproti ostatním metodám obloukového svařování vyznačuje nízkým teplem dodaným do svaru.

Metoda využívá oscilačního (vratného) pohybu drátové elektrody, která je spolu se základním materiálem tavena a přestupuje řízeně do tavné lázně. Při aplikaci této technologie pro tvorbu spojů oceli s hliníkem umožňuje svařovací systém zajistit speciální typ spoje, který je tvořen svarem mezi přídavným materiálem a základním materiálem hliníkové slitiny a pájeným spojem k oceli.

Tento spoj je nadále nazýván svarem, ačkoli se nejedná o klasický svar, a proces vytváření takového spoje je dále nazýván svařováním.

Svařovací systém Transpuls synergic 5000 CMT (Fronius) se skládá z hořáku, podavače drátové elektrody, elektrického (svařovacího) zdroje a řídicí jednotky. Svařovací hořák je umístěn na průmyslovém šestiosém robotu Motoman HP6, viz Obr. 5.1. Tento systém byl, na rozdíl od ručního svařování, preferován s ohledem na přesné zajištění procesní rychlosti. Tím bylo dosaženo i reprodukovatelnosti celého experimentu [94].



Obr. 5.1 Uspořádání svařovacího systému: a) schéma, b) fotografie.

Pro experimenty svařování s termografickou analýzou byly zvoleny následující technologické parametry – konstantní procesní rychlost (rychlost pohybu hořáku vůči svařovaným plechům) $v = 10 \text{ mm.s}^{-1}$ a odlišná rychlost posuvu drátové elektrody ($wfs = \text{wire feed speed}$), podle níž může systém určit střední svařovací (elektrické) proudy (I) a napětí (U). Měřeno bylo zpracování tří dvojic plechů v konfiguraci přeplátovaného spoje:

- vzorek 1 - $wfs_1 = 3 \text{ m.min}^{-1}$ (tj. 50 mm.s^{-1}), $I = 49.5 \text{ A}$, $U = 12.0 \text{ V}$,
- vzorek 2 - $wfs_2 = 3.5 \text{ m.min}^{-1}$ (tj. 58.3 mm.s^{-1}), $I = 60.5 \text{ A}$, $U = 12.4 \text{ V}$,

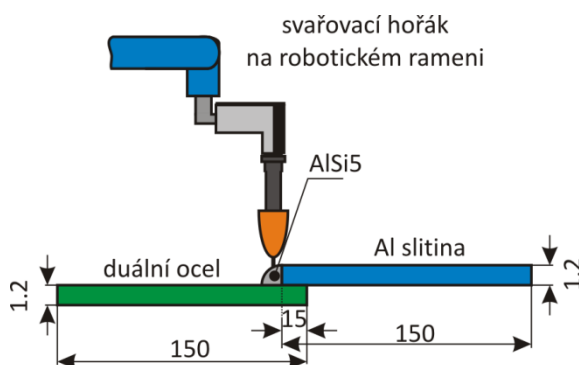
- vzorek 3 - $wfS_3 = 4 \text{ m} \cdot \text{min}^{-1}$ (tj. $66.7 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$), $I = 74.2 \text{ A}$, $U = 12.3 \text{ V}$.

Z technologických parametrů je patrné, že jednotlivé varianty spojů se lišily celkovým vneseným teplem na jednotku délky spoje. Teplo vnesené do spojovaných plechů mělo rostoucí tendenci.

5.1.2. Měřené vzorky

Proces spojování probíhal na dvou rovinných vzorcích (dva obdélníkové plechy) v konfiguraci přeplátovaného spoje (viz Obr. 5.2). První spojovaný plech byl z hliníkové slitiny na bázi prvků Al-Mg-Si, dle označení ČSN EN 573-1: EN AW-6082. Tepelným zpracováním tohoto materiálu bylo dosaženo vytvrzeného stavu. Druhým spojovacím materiálem byla duální (dvoufázová) feriticko-martenzitická ocel. Jedná se o pokrokovou vysokopevnou ocel. Přídavným materiálem byla zvolena drátová elektroda kruhového průřezu z hliníkové slitiny báze AlSi5 o průměru 1.2 mm.

Spojované plechy byly připraveny pro potřeby experimentu v rozměrech: 150 x 227 x 1.2 mm – ocelový plech a 150 x 208.5 x 1.2 mm – plech z hliníkové slitiny. Přeplátování plechů bylo stanoveno na 15 mm.

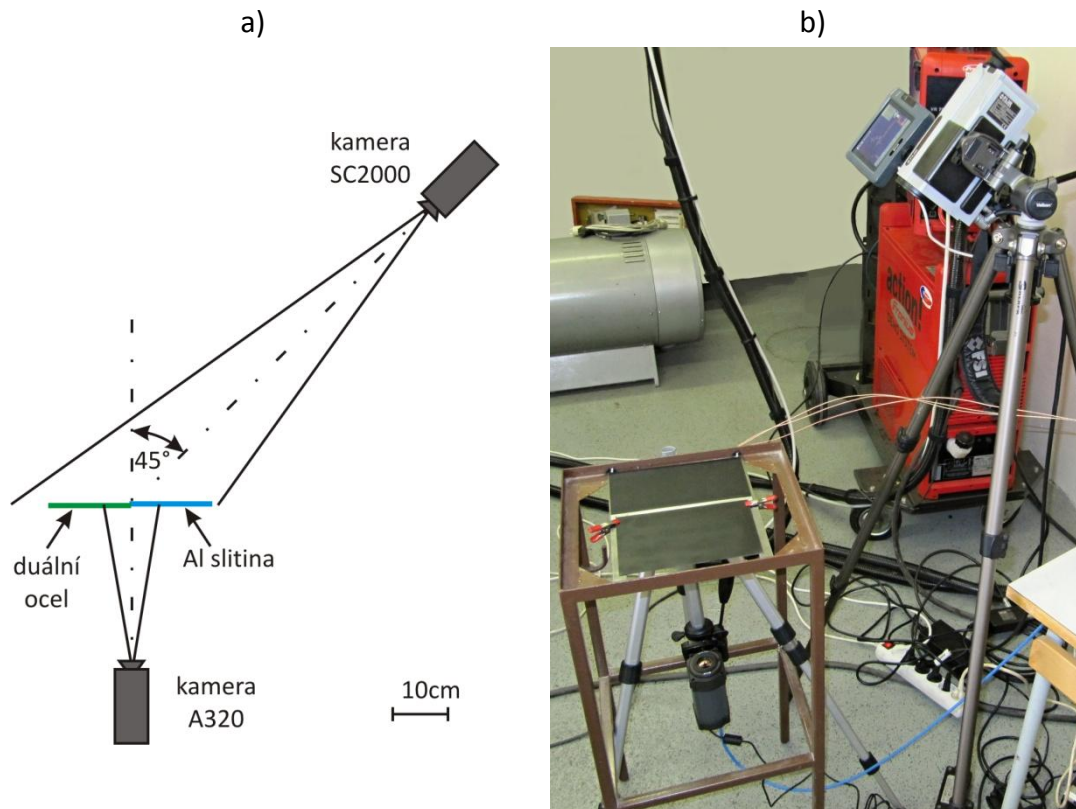


Obr. 5.2 Schéma uspořádání svařovaných plechů a svařovacího hořáku na robotickém rameni.

5.1.3. Měřicí systém

Měřicí systém tvoří kombinace bezkontaktní a kontaktní metody měření teploty. Použity jsou dvě infračervené kamery, FLIR SC2000 a FLIR A320 (viz Příloha 1),

s rozlišením 320 x 240 pixelů a schopností zaznamenat objekty o povrchové teplotě až 2000°C, resp. 1200°C s frekvencí snímání obrazu 4 Hz, resp. 9 Hz. Kamery byly umístěny do pozice pro snímání procesu spojování shora, resp. zdola, viz Obr. 5.3.



Obr. 5.3 Umístění kamer při měření svařování plechů: a) schéma, b) fotografie.

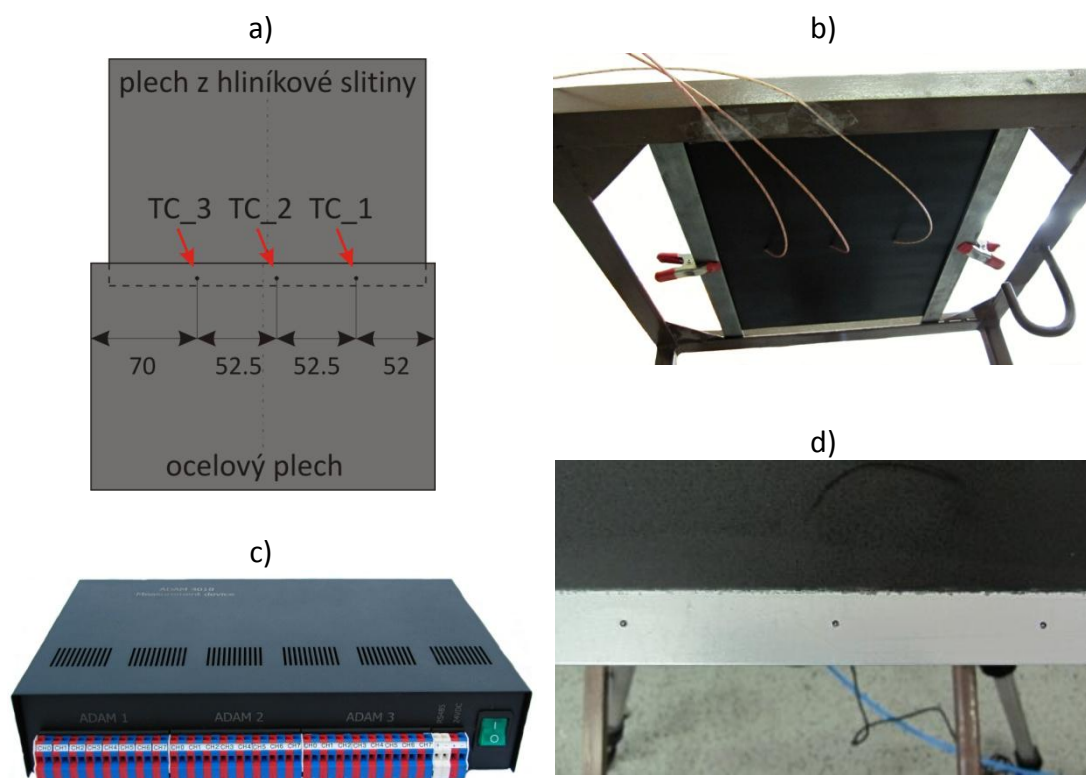
IR kamera SC2000 (dále jen horní kamera) byla umístěna na stativu nad spojovanými plechy a snímala oba celé plechy pod úhlem přibližně 45°, přičemž se hořák v obraze zachyceném kamerou pohybuje horizontálně zprava doleva. Vzdálenost mezi kamerou a spojovanými plechy byla 0.75 m.

Před experimentem byl zvolen teplotní rozsah kamery 80 až 500°C, tj. s ohledem na očekávané teploty na površích plechů a nikoliv na elektrický oblouk a taveninu.

IR kamera A320 (dále jen dolní kamera) byla umístěna na stativu přímo pod spojovanými plechy a pořizovala snímky teplotního pole zdola, přičemž bylo zachováno, aby se hořák na obraze zachyceném kamerou pohyboval zprava doleva. Vzdálenost mezi kamerou a spojovanými plechy byla cca 0.35 m.

Aby bylo možné zachytit maximální teploty pod prováděným svarem, byl před experimentem zvolen teplotní rozsah kamery 200 až 1200°C. Zorný úhel standardního objektivu dolní kamery 25° x 18.8° nepokrývá celou plochu plechů, ale pouze její část. Termogram tak nezachytil kompletní plochu obou plechů (ani délku ani šířku), ale pouze 160 mm přibližně uprostřed délky plechů a 60 mm šířky plechů od hrany spodního (ocelového) plechu oběma směry. Provedený spoj se tak nenachází uprostřed obrazu, ale v jeho dolní polovině.

Pro kontaktní měření teplot se využívá měřicí ústředna s moduly ADAM 4018 (Advantech). Použita jsou termočláňková čidla typu K v neplášťovaném provedení s rozsahem měřených teplot -200 až 1250°C. Měřicí konce termočláňků jsou umístěny do vyvrtaných otvorů o průměru 1.5 mm v ocelovém plechu. Poloha čidel při pohledu zdola je zobrazena na Obr. 5.4. Teplota je tak měřena ve třech místech ve vzdálenosti 10 mm od hrany plechu a 52.5 mm od sebe s vzorkovací frekvencí 5 Hz.



Obr. 5.4 a) Schéma umístění měřících konců termočláňků, b) fotografie svařovaných plechů z dolní strany, c) termočláňková měřicí ústředna s moduly ADAM, d) detail ocelového plechu s měřícími konci termočláňků.

5.2. Analýza procesů ovlivňujících měření

Mezi procesy ovlivňující termografické měření a vyhodnocení teploty povrchu během procesu svařování patří:

- emisivita měřeného povrchu,
- záření vycházející z obloukového výboje,
- odraz záření od objektů v okolí.

Termočláňkové měření může být ovlivněno elektrickým napětím mezi svařovacím hořákem a plechy a výbojovým proudem, který protéká mezi elektrodou a svařovanými plechy, s nimiž jsou termočláňky v přímém kontaktu.

Měření teplotního pole plechů pomocí dvou kamer a termočláňků doprovázejí další technické aspekty, které je nutné vyřešit. Jedná se především o časovou a prostorovou synchronizaci, tj. o sjednocení časů a souřadnicového systému pořízených záznamů.

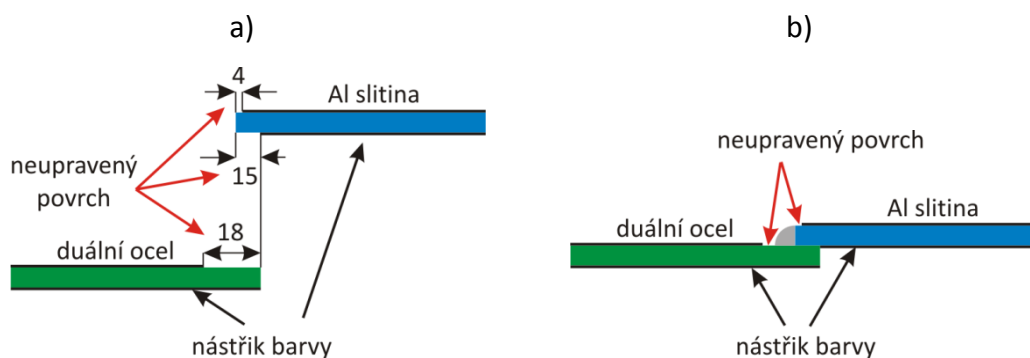
5.2.1. Řešení vlivu emisivity měřeného povrchu

Emisivita měřeného povrchu patří mezi vlastnosti, které nejvíce ovlivňují měření a vyhodnocení při bezkontaktním měření teploty. Ocelový i hliníkový plech mají velmi vysokou odrazivost a nízkou emisivitu (jak ve viditelném, tak v IR spektru).

Řešením je úprava povrchu barvou tam, kde to nenaruší proces svařování a stanovení optických vlastností použité barvy. Z důvodu zvýšení emisivity byly měřené plechy opatřeny vrstvou černé barvy ThermaSpray 800 Black. Jedná se o barvu určenou pro termovizní měření (distribuovanou dodavatelem termovizní techniky) s udávanou hodnotou emisivity 0.96. Barva je aplikována na měřený povrch ze spreje.

Plechby byly opatřeny nástřikem černé barvy z horní i dolní strany – pouze u hran plechů, kde dojde ke spoji, je nenastříkaný pruh. Barva není nastříkána na pás široký 18 mm na horní straně ocelového plechu (15 mm na překlátování plechů + 3 mm na spoj), na plechu z Al slitiny zůstává pruh lesklého povrchu široký 15 mm

na dolní straně (přeplátování) a 4 mm na horní straně (viz Obr. 5.5 a). Tyto pruhy neupravených povrchů materiálů zajišťují zachování původní stability hoření elektrického oblouku, kterou by vrstva barvy narušovala, a v konečném důsledku by zabránila spojení obou materiálů.



Obr. 5.5 Schéma úpravy plechů barvou s vysokou emisivitou: a) barvou neupravené oblasti povrchů, b) upravené povrchy při pohledu horní a dolní kamery.

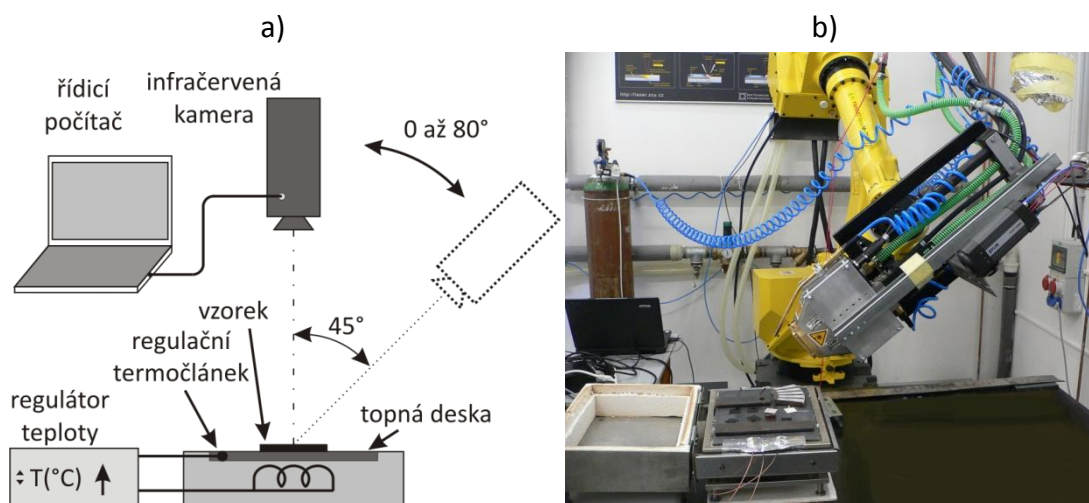
Při pohledu horní kamery je známa emisivita na téměř celém povrchu obou plechů s výjimkou cca 7 až 8 mm širokého pruhu na rozhraní plechů, tj. v oblasti svaru. Z pohledu dolní kamery je známa emisivita v celém jejím zorném poli, protože ocelový plech je z dolní strany celý pokryt nástříkem a plech z hliníkové slitiny není z dolní strany opatřen nástříkem jen v oblasti přeplátování s dolním ocelovým plechem (viz Obr. 5.5 b).

V oblasti spoje, kde z horní strany není aplikován nástřík, není emisivita známa. Její hodnota je nízká, projevují se tak na ní vlivy okolního prostředí mnohem výrazněji (odrazy záření z okolí) než na površích s vysokou emisivitou. Během svařování se bude hodnota emisivity v této oblasti měnit s rostoucí teplotou. Při vytváření svaru se změní na emisivitu přídavného materiálu AlSi5, který je v kapalně fázi (z tavné elektrody odkapávají kapky roztaveného materiálu). Poté svarová lázeň ztuhne v housenku a povrch změní emisivitu na emisivitu pevné fáze.

Korektně lze z těchto důvodů vyhodnotit teplotu pouze na površích opatřených nástříkem s vysokou emisivitou.

5.2.2. Měření emisivity použité barvy

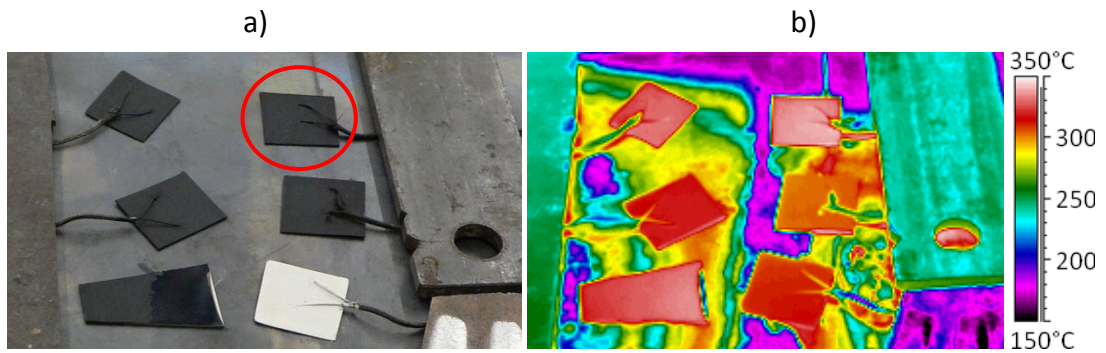
Teplotní a úhlová závislost efektivní emisivity použité barvy byla změřena metodou známé teploty při ohřevu na plošném tepelném zdroji (topné desce). Uspořádání tohoto experimentu je zobrazeno na Obr. 5.6.



Obr. 5.6 Uspořádání experimentu při měření teplotní a úhlové závislosti barvy s vysokou emisivitou: a) schéma, b) foto.

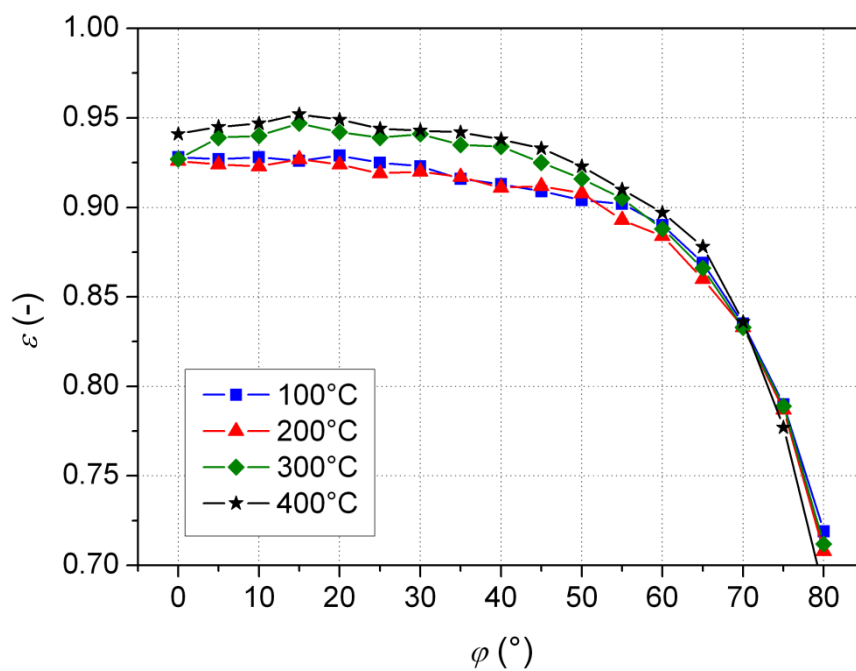
Na horní stranu vzorku (tenkého měděného plechu o velikosti 15 x 15 mm) byly před samotným měřením přivařeny měřicí konce neplášťovaného termočláneku, kterým je možné měřit povrchovou teplotu vzorku. Poté byl vzorek opatřen rovnoměrnou vrstvou barvy a umístěn na topnou desku. Na robotické rameno byla připevněna IR kamera FLIR A320 a byl naprogramován pohyb ramena po kružnici tak, aby kamera snímala topnou desku pod úhlem 0 až 80° s krokem 5°.

Regulátorem byl postupně měněn výkon topné desky tak, aby bylo dosahováno teplot 50 až 400°C s krokem 50°C. Po ustálení na dané teplotě je vždy provedeno měření pod jednotlivými úhly, viz Obr. 5.7 (měřený vzorek se nachází vpravo nahoře).



Obr. 5.7 Měření emisivity vzorku s povrchem upraveným povlakem barvy při teplotě 350°C a úhlu 45°: a) fotografie vzorku, b) termogram.

Na základě znalosti povrchové teploty změřené termočlánkem byla využitím funkce *Emissivity calculation* [P1] v softwaru ThermoCAM Researcher vyhodnocena teplotní a úhlová závislost emisivity použité barvy, viz Obr. 5.8.



Obr. 5.8 Teplotní a úhlová závislost emisivity povrchu vzorku opatřeného nástřikem barvy ThermoSpray 800.

Emisivita povrchu se s rostoucí teplotou při zachování úhlu snímání téměř nemění a až do úhlu 45° ji lze považovat za konstantní, viz Obr. 5.8. Tímto způsobem

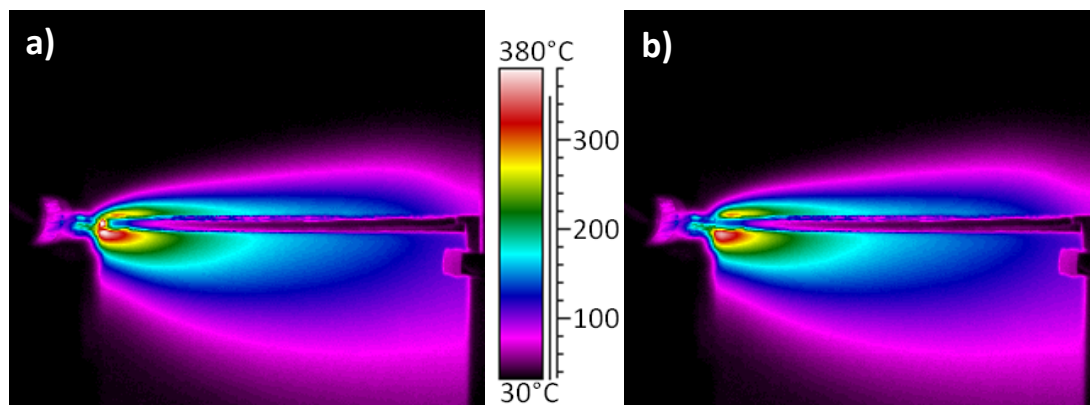
byla zjištěna efektivní emisivita v pracovní oblasti vlnových délek detektorů obou kamer. Průměrná hodnota emisivity v teplotním rozsahu 50 až 400°C pro úhly 0 až 45° byla $\varepsilon = 0.929 \pm 0.012$. Tato hodnota emisivity je tak používána pro analýzu všech sekvencí IR snímků prováděného experimentu.

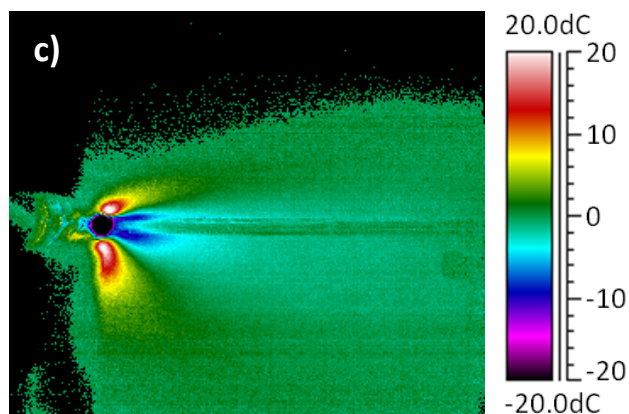
5.2.3. Objasnění vlivu radiačních procesů

Dalším z radiačních procesů, který by mohl negativně ovlivnit termovizní měření, je záření obloukového výboje.

Vliv záření vycházejícího z obloukového výboje se týká pouze horní kamery, protože dolní kamera nemůže být zářením od elektrického oblouku přímo zasažena. Záření vycházející od elektrického oblouku by mohlo mít vliv zejména na měření teploty svařovací (tavné) lázně a jejího nejbližšího okolí, tj. tam, kde není aplikována barva s vysokou emisivitou. Tato barvou neupravená oblast však není měřena právě z důvodu neznámé emisivity, měřeno je teplotní pole té části plechů, na kterou byla aplikována barva s vysokou emisivitou.

Vliv záření výboje byl analyzován pomocí porovnání termogramů pořízených těsně před a po ukončení svařování (vypnutí výboje). Na Obr. 5.9 je ukázáno teplotní pole svařovaných plechů snímané horní kamerou těsně před (a) a těsně po (b) ukončení svařování a rozdílový termogram (c) vytvořený odečtením těchto teplotních polí. V horní části obrazu se nachází ocelový plech, v dolní plech z hliníkové slitiny a v levé části svařovací hořák.





Obr. 5.9 IR snímky svařovaných plechů: a) těsně před, b) těsně po ukončení svařování, c) rozdílový termogram (vzájemné odečtení teplotních polí snímků b – a).

Z termogramů pořízených před a po ukončení svařování je patrné pouze záření ohřátých plechů, nikoli od obloukového výboje. Na Obr. 5.9 c), který zobrazuje rozdílové teplotní pole dvou po sobě jdoucích snímků ($\Delta t = 0.282$ s), je velká část povrchu obou plechů téměř bez změny teploty (zelená barva odpovídající nule na teplotní stupnici). Pouze v těsném okolí svařovacího hořáku lze pozorovat výraznou změnu teploty oproti předchozímu snímku. Velký teplotní pokles je především v oblasti svaru, kde není aplikován nástřik o vysoké emisivitě, zachycující ztuhnutí a následné ochlazování svarového materiálu. V oblasti za pohybujícím se hořákem je znatelný pokles teplot, naopak v kolmém směru k pohybu hořáku je patrný nárůst teplot spojený s pohybem hořáku na konci svařovaných plechů.

Po ukončení svařování se neobjevil žádný teplotní skok, který by prokazoval ovlivnění detektorů kamery zářením od elektrického oblouku. Ovlivnění měření a vyhodnocení teploty zářením obloukového výboje tak nebylo prokázáno.

5.2.4. Objasnění vlivu odrazu záření okolí

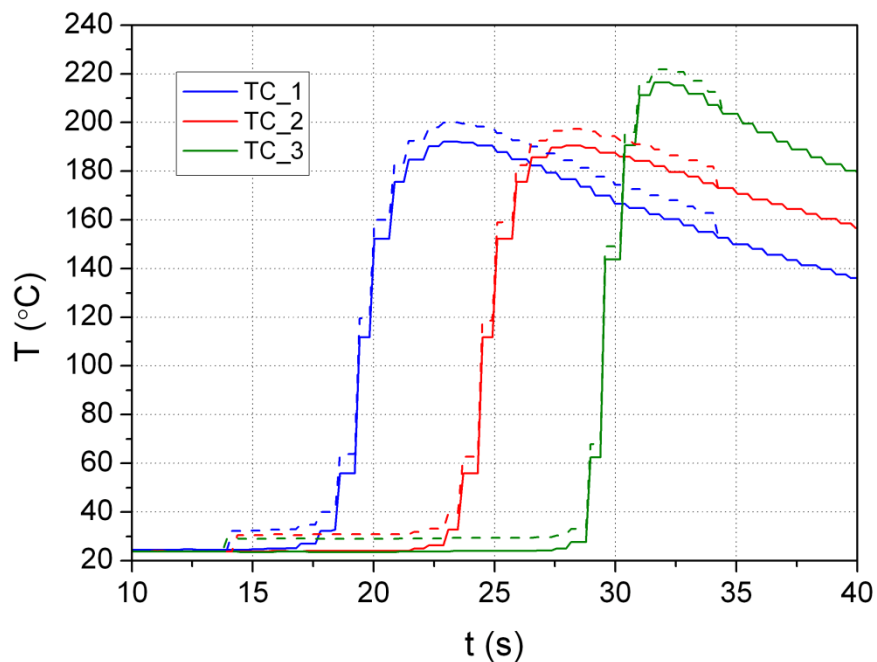
Odraz záření přicházejícího z okolí má výrazný vliv, pokud má měřený povrch nízkou emisivitu a/nebo se jedná o záření o vysoké intenzitě (laserové záření) či od objektu o vysoké teplotě. Při vyhodnocení teploty plechů nehraje záření přicházející z okolí významnou roli, protože je analyzováno teplotní pole na povrchu plechů s vysokou

emisivitou ($\varepsilon = 0.929$). Navíc se v okolí měřeného objektu nenachází žádný radiální zdroj o vysoké teplotě kromě obloukového výboje. Z analýzy teplotního pole během svařování nebylo prokázáno, že by docházelo k odrazu záření pocházejícího z elektrického oblouku od měřené plochy. Na snímcích teplotního pole ani na rozdílových snímcích nebyl patrný žádný odraz ani teplotní skok.

5.2.5. Objasnění vlivu procesu svařování na kontaktní měření teplot

Termočláňkové měření může být ovlivňováno svařovacím procesem, protože principem snímání teploty termočláňkem je detekce termoelektrického napětí. Napětí, jehož velikost se pohybuje v řádu několika $\mu\text{V}\cdot\text{K}^{-1}$, se vytvoří díky teplotnímu gradientu mezi měřicím a studeným koncem termočláňku, který je představován spojením dvou různých kovů. Přítomnost výbojového proudu a napětí tak může ovlivňovat měřené hodnoty napětí, tudíž i teploty naměřené pomocí termočláňku.

Termočláňkové měření probíhalo před, během i po svařování. Na časovém průběhu teplot je možné pozorovat vliv elektrického oblouku na teplotní průběh, viz Obr. 5.10.



Obr. 5.10 Časový průběh teplot měřených termočláňky během svařování vzorku 1 (nekorigované teploty jsou znázorněny čárkovanou a korigované plnou čarou).

V okamžiku zahájení svařování (v čase $t = 13.9$ s) se projevila nárůst teploty všech tří termočlánků (TC_1, TC_2 i TC_3), který nemůže být způsoben skutečnou změnou teploty. V okamžiku ukončení svařování ($t = 34.3$ s) se naopak projevila náhlý pokles teploty, který neodpovídá přirozenému ochlazení materiálu plechů. Oba tyto teplotní skoky měly u jednotlivých termočlánků stejnou hodnotu a časová prodleva mezi nimi ($\Delta t = 20.4$ s) odpovídá době svařování, tj. délce svaru 20.4 cm (rychlosti pohybu svařovacího hořáku $v = 10 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$). Protože je rozdílová teplota při zahájení i ukončení svařování stejná, lze toto rušení měření teploty odstranit odečtením tzv. offsetové teploty. Offsetová teplota se u jednotlivých termočlánků liší – u termočlánku TC_1 činí teplotní offset 7.8°C , u TC_2 6.8°C a u TC_3 pak 5.4°C .

5.2.6. Řešení technických aspektů měření

K měření procesu svařování byly použity tři nezávislé měřicí systémy. Pro porovnání jejich výsledků je nutné provést jejich časovou a prostorovou synchronizaci.

Časovou synchronizaci (sjednocení časů) je nutno provést, protože všechna měřicí zařízení nebyla napojena na jeden řídicí počítač, a tudíž nejsou všechny záznamy pořízeny s jednotným časovým údajem. Při měření byly použity 2 řídicí počítače – na první z nich byla připojena dolní kamera (kamera FLIR A320) a termočlávková ústředna ADAM a na druhý byla připojena horní kamera (kamera FLIR SC2000). Nejdříve bylo vždy spuštěno termočlávkové měření, poté s mírným časovým odstupem byla zahájena termovizní měření stiskem kláves ve stejný okamžik (reakční doba měřicích systémů však může být odlišná).

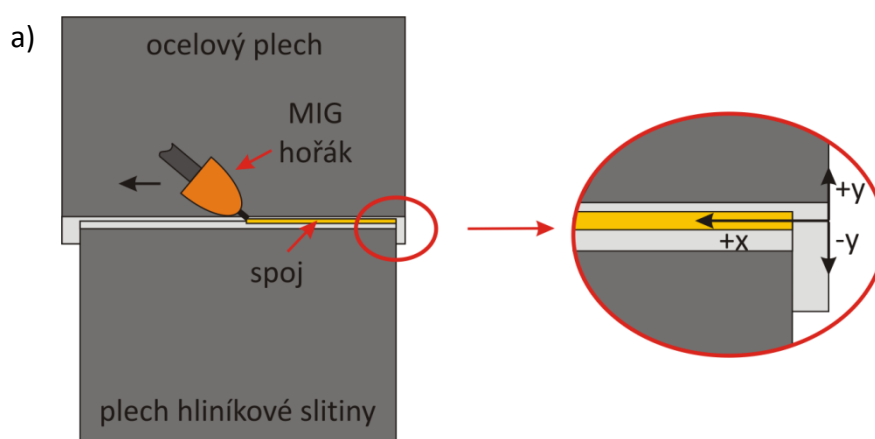
Časová synchronizace měření dolní kamerou a termočlávkovou ústřednou je zajištěna absolutní časovou hodnotou prvního záznamu obou měření (absolutní čas prvního pořízeného termogramu a prvního záznamu teploty). Spuštění termočlávkového měření je přiřazen čas $t_0 = 0$ s. Časová synchronizace se poté provede tak, že se k času záznamu dolní kamery přičte časový rozdíl mezi spuštěním termovizního a termočlávkového měření jako časový offset (termovizní měření byla spuštěna zhruba o 5 až 10 s později než termočlávková).

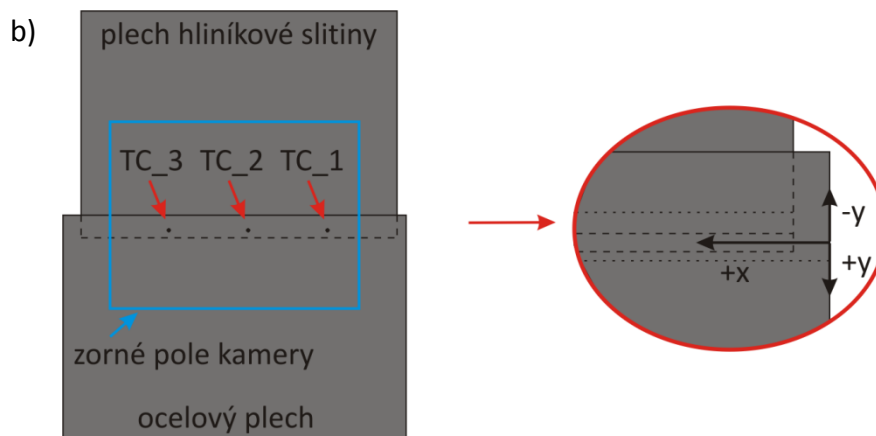
Časová synchronizace měření horní kamerou s termočláňkovým měřením, jehož počátku byl přiřazen čas $t_0 = 0$ s, byla provedena na základě stanovení časů začátku a konce svařování z termovizního záznamu pořízeného horní kamerou a z časového průběhu teplot měřených pomocí termočláňků. V obou těchto měřeních je patrný začátek a konec svařování, lze tedy provést sjednocení časů. Hodnoty časových offsetů pro termovizní měření vůči termočláňkovému měření jsou uvedeny v Tab. 5.1, ze které vyplývá, že reakční doba měřicího systému s horní kamerou je přibližně o 0.8 s delší než reakční doba systému s dolní kamerou.

Tab. 5.1 Časové offsety termovizních měření vzorků vůči termočláňkovým měřením.

kamera/vzorek	vzorek 1	vzorek 2	vzorek 3
dolní kamera	7.1 s	4.8 s	9.7 s
horní kamera	7.9 s	5.6 s	10.4 s

Prostorová synchronizace při pohledu horní a dolní kamery byla provedena na základě změření rozměrů plechů a zvolení souřadného systému. Počátkem souřadného systému bylo vybráno místo na hraně ocelového plechu v linii prováděného svaru. Za kladný směr osy x pak byl zvolen směr pohybu svařovacího hořáku, kladný směr osy y směrem do ocelového plechu a záporný směrem do plechu hliníkové slitiny, viz Obr. 5.11 a) při pohledu shora a b) při pohledu zdola.





Obr. 5.11 Schéma uspořádání svařovaných plechů a definování souřadného systému: a) při pohledu shora, b) při pohledu zdola, zobrazení zorného pole kamery.

Po definování souřadného systému je nutné popsat vzájemnou korelaci mezi souřadným systémem a termogramem pořízeným jak horní, tak dolní kamerou. Prvním krokem, jak k tomu dospět, je stanovit přepočít mezi 1 pixelem na obraze a 1 mm ve skutečnosti. V obrazech jak z horní, tak i dolní kamery lze odměřit vzdálenost v pixelech pro známou vzdálenost ve skutečnosti.

V termogramu pořízeném horní kamerou byla odměřena délka ocelového plechu 235 pixelů, což při skutečné délce plechu 227 mm udává přepočít 1.0352 pix/mm (0.996 mm/pix). Lze tedy říci, že 1 pixel na obraze odpovídá přibližně 1 mm ve skutečnosti.

V termogramu pořízeném dolní kamerou byla odměřena vzdálenost mezi měřicími konci termočlánků TC_1 a TC_3 204 pixelů, což při skutečné vzdálenosti mezi termočlánky 105 mm udává přepočít 1.9429 pix/mm (0.5147 mm/pix). Lze tedy říci, že 2 pixely na obraze odpovídají přibližně 1 mm ve skutečnosti.

Díky známému přepočtu mezi 1 pixelem a 1 mm ve skutečnosti pro snímky z dolní kamery lze v Obr. 5.11 b) znázornit zorné pole kamery. Jeho poloha je určena využitím známé pozice měřících konců termočlánků jak ve skutečnosti, tak i na obraze.

Na základě stanovení přepočtu mezi obrazy (termogramy) a skutečností a definování souřadného systému lze každý bod svařovaných plechů jednoznačně popsat souřadnicemi (x, y) v milimetrech.

5.3. Analýza tepelných procesů v technologii

Snímání procesu svařování vzorků při třech různých parametrech svařování (tři různé rychlosti posunu svařovacího drátu wfs) dvěma termovizními kamerami bylo zaznamenáno do šesti samostatných obrazových sekvencí (pro každé svařování sekvence z horní a dolní kamery). Každá z těchto sekvencí byla vyhodnocena samostatně v softwaru ThermaCAM Researcher. Celým snímkům byla vždy nastavena emisivita analyzovaného povrchu, tedy emisivita aplikovaného nástřiku $\varepsilon = 0.929$. Teplota atmosféry a odražená teplota byly nastaveny na 20°C.

5.3.1. Zvolené analýzy termogramu

Analýzy prováděné při vyhodnocení měření svařování lze rozdělit na dvě skupiny – analýza časového teplotního průběhu a prostorová analýza teplotního pole. Za těmito účely byly zvoleny i analyzované oblasti vkládané na horní a dolní stranu plechů.

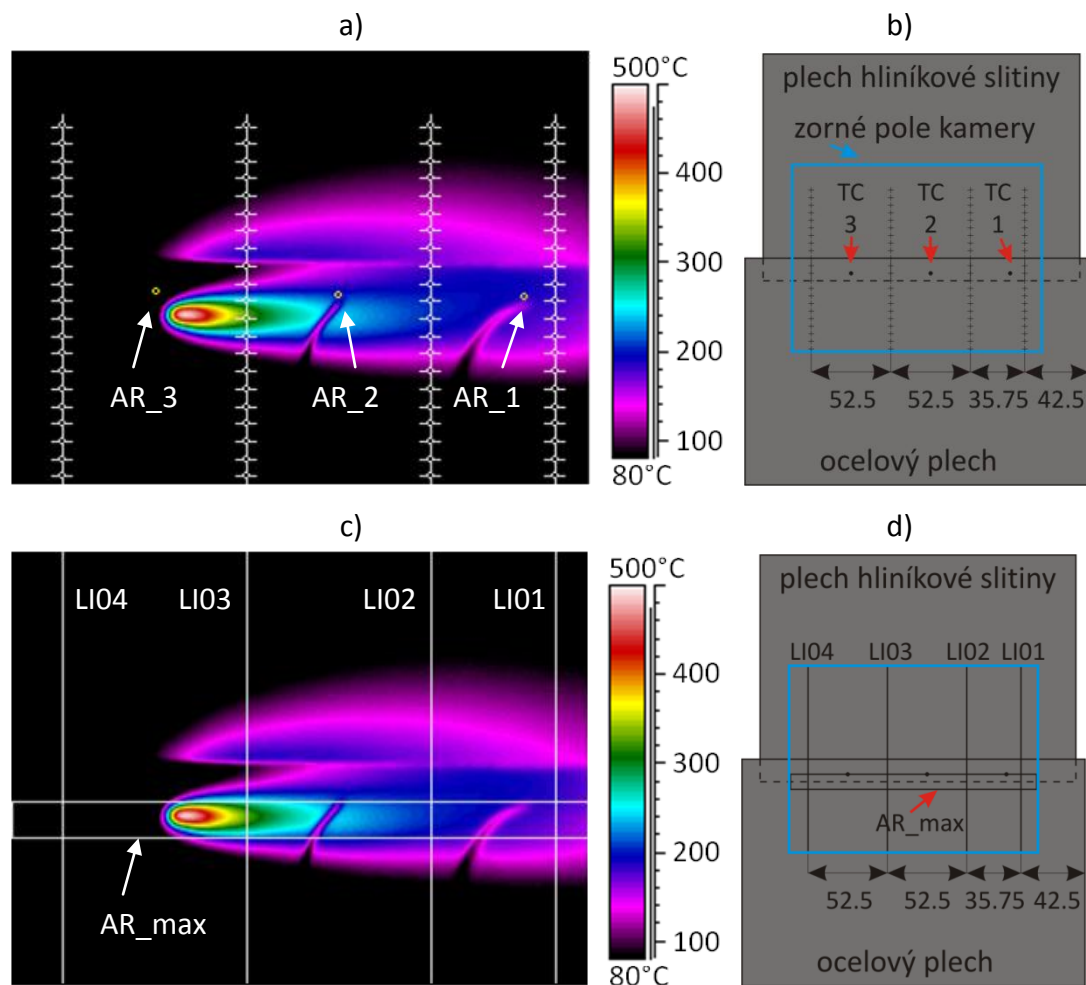
Analýzované oblasti na dolních stranách plechů

Pro analýzu časového teplotního průběhu byly na termogram umístěny body ve čtyřech řadách, viz Obr. 5.12 a). V každé řadě se nachází 21 bodů s vzájemnými rozestupy 5 mm, $y \in \langle -60, 45 \rangle$ mm. Polohy jednotlivých řad jsou $x_1 = 42.5$ mm, $x_2 = 78.25$ mm, $x_3 = 130.75$ mm a $x_4 = 183.25$ mm. Umístění řad bodů bylo zvoleno tak, aby termočláňková vedení pokud možno nezasahovala do řad analyzovaných bodů (tj. umístění uprostřed mezi termočláňky). Při konstantním rozestupu mezi řadami 52.5 mm by však první řada byla již mimo termogram, z toho důvodu byla tato vzdálenost oproti druhé řadě bodů snížena na 35.75 mm (Obr. 5.12 b).

V těsné blízkosti měřicích míst termočlánků TC_1, TC_2 a TC_3 byly pro analýzu teploty umístěny tři kruhové oblasti AR_1, AR_2 a AR_3, viz Obr. 5.12 a). Časové průběhy teplot z těchto oblastí lze porovnat s časovými průběhy teplot změřenými termočlánky.

Pro analýzu časového průběhu teploty svaru byla na termogram umístěna obdélníková oblast šířky 10 mm tak, aby se nacházela přímo pod svarem, tj. pro $y \in \langle -5, 5 \rangle$ mm, viz Obr. 5.12 c). Ze záznamu časového průběhu maximální teploty této oblasti AR_max je možné odhadnout teplotu svaru.

Pro analýzu prostorového rozložení teplotního pole byly na termogram umístěny čtyři čárové analyzované oblasti LI01 až LI04 kolmo k provedenému svaru. Rozmístění čárových oblastí bylo zvoleno ve stejných pozicích osy x jako řady analyzovaných bodů, viz Obr. 5.12 c).

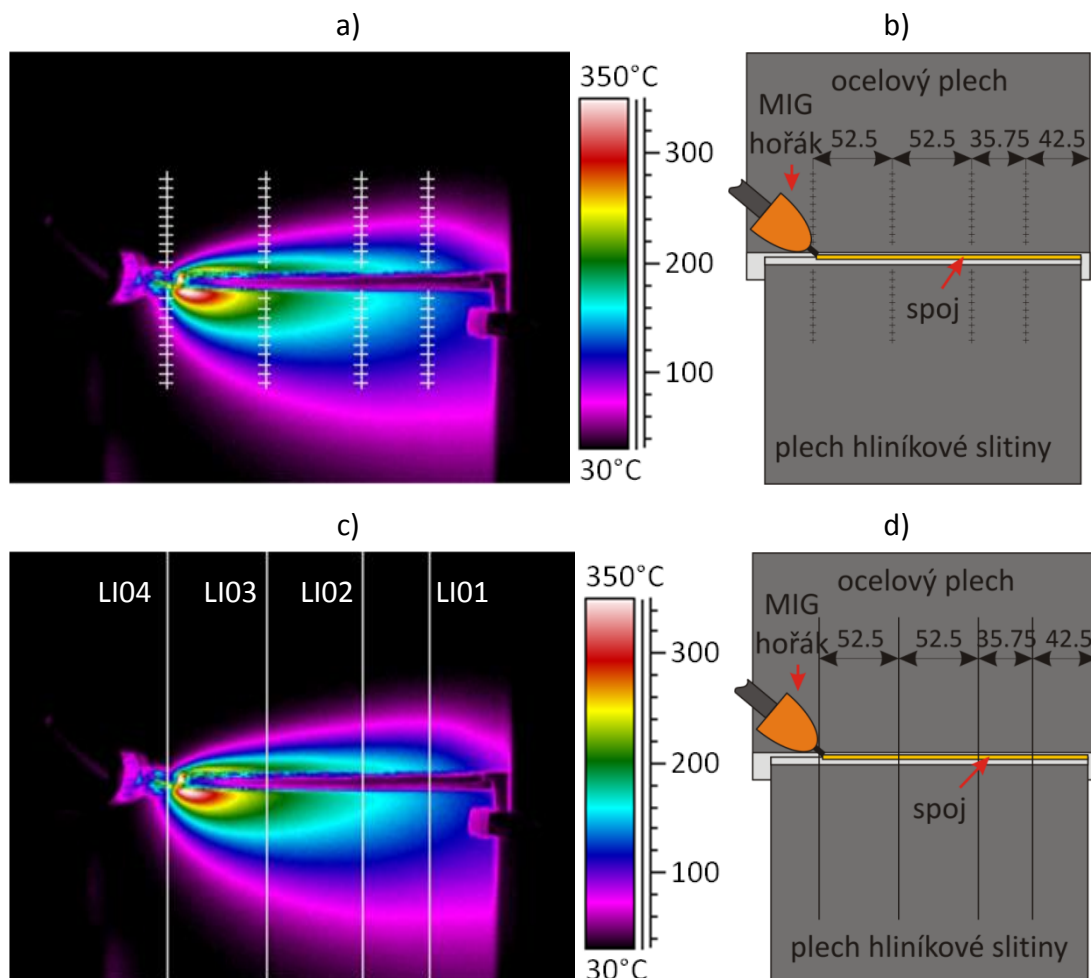


Obr. 5.12 Rozmístění analyzovaných oblastí: a), c) termogramy a b), d) schémata s bodovými, čárovými a plošnými analyzovanými oblastmi při pohledu zdola.

Analyzované oblasti na horních stranách plechů

Pro analýzu časového teplotního průběhu byly na termogram umístěny body ve čtyřech řadách ve stejných pozicích osy x jako čárové analyzované oblasti a řady analyzovaných bodů na dolní straně plechů, viz Obr. 5.13 a). Ve směru osy y byly analyzované body rozmístěny opět s rozestupy 5 mm, a to na souřadnice $y \in \langle -10, -55 \rangle$ mm na plech z Al slitiny (10 bodů) a na souřadnice $y \in \langle 10, 55 \rangle$ mm na ocelový plech – celkem tedy 20 analyzovaných bodů. Všechny body se nacházejí na povrchu upraveném barvou se známou emisivitou, tedy mimo oblast svaru.

Pro analýzu prostorového rozložení teplotního pole byly na termogram umístěny čtyři čárové analyzované oblasti LI01 až LI04 kolmo k provedenému svaru ve stejných pozicích osy x jako řady analyzovaných bodů a analyzované oblasti umístěné na dolních stranách plechů, viz Obr. 5.13 c).



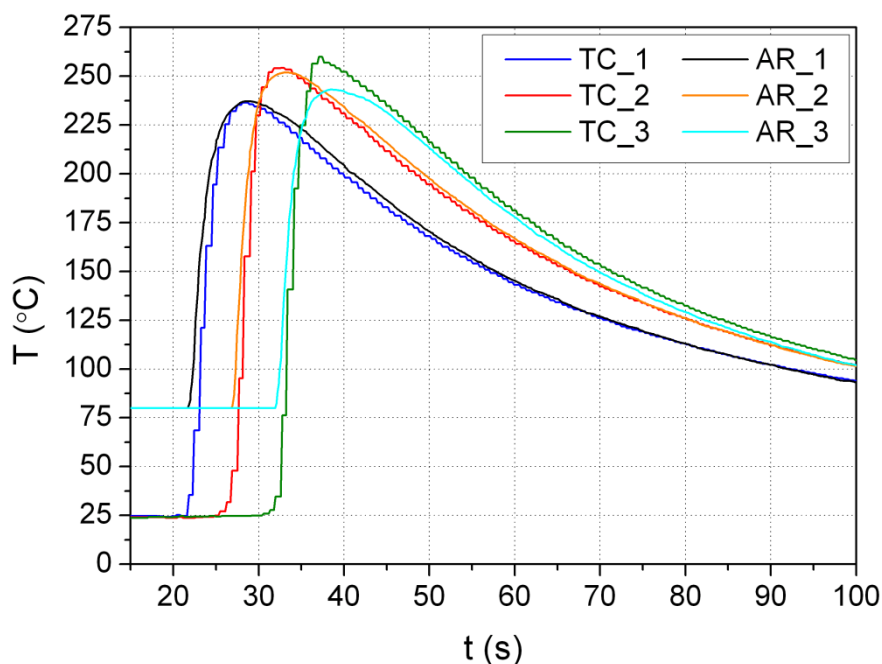
Obr. 5.13 Rozmístění analyzovaných oblastí: a), c) termogramy a b), d) schémata s bodovými a čárovými analyzovanými oblastmi při pohledu shora.

Bodové analýzy uspořádané do řad a čárové analýzy jsou na svařované plechy umístěny z obou stran na vzájemně se shodující pozice (s výjimkou bodů ve svarové oblasti shora a mimo zorné pole kamery zdola).

5.3.2. Porovnání časových průběhů teplot kontaktního a bezkontaktního měření

Kontaktní měření teplot pomocí sady termočlánků se standardně používá při výzkumu technologie svařování. Při těchto experimentech bylo zachováno především z důvodu porovnání s bezkontaktním měřením teplot.

Porovnání teplotního průběhu z termovizního měření na spodní straně plechů (AR_1 až AR_3 – viz Obr. 5.12 a) a teplotního průběhu naměřeného pomocí termočlánků na vzorku 3 je zobrazeno na Obr. 5.14.



Obr. 5.14 Porovnání časových průběhů analyzovaných oblastí AR_1 až AR_3 a termočlánků TC_1 až TC_3, vzorek 3.

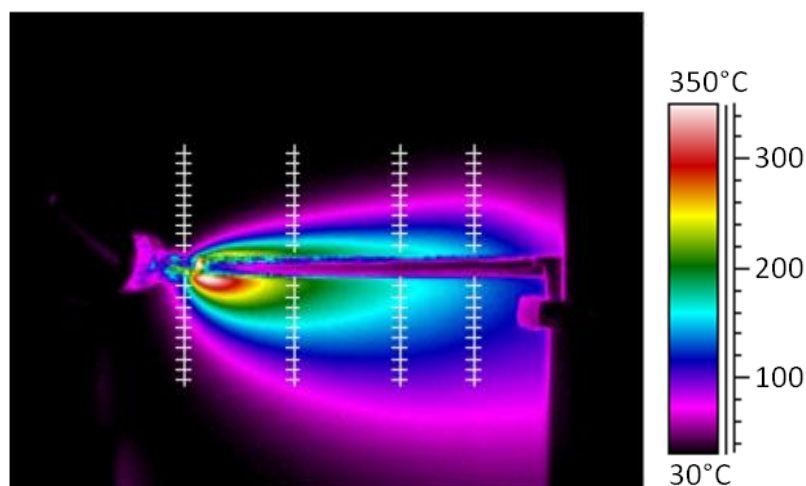
Minimální teplota měřitelná dolní IR kamerou při zvoleném teplotním rozsahu 200 až 1200°C je 80°C. Teploty nižší než 80°C tak nelze porovnávat.

Na teplotních křivkách příslušejících termočládkovým měřením je patrné rušení elektromagnetickým polem, které se projevuje stupňovitým průběhem jak během nárůstu, tak i během poklesu teploty.

Celkově lze konstatovat dobrou shodu mezi termočládkovým a termovizním měřením. Vzájemné odchylky teplot mohou být také způsobeny umístěním analyzovaných oblastí AR_1 až AR_3 v těsném okolí měřicích míst termočládků, nikoli na stejném místě. Stejně dobré shody mezi teplotami měřenými IR kamerou a termočládky je dosaženo i na vzorcích 1 a 2.

5.3.3. Analýza časových průběhů teplot

Teplotní pole během svařování vzorku 1 je ukázáno na Obr. 5.15.



Obr. 5.15 Teplotní pole povrchů spojovaných plechů, vzorek 1 ($wfs_1 = 3 \text{ m} \cdot \text{min}^{-1}$).

Termogram (Obr. 5.15) zachycuje teplotní pole svařování ocelového plechu (v horní polovině) a plechu hliníkové slitiny (v dolní polovině). Procesní hořák je zachycen v levé části termogramu, kde se nachází i oblast s nejvyšší teplotou. Naopak je patrný pouze minimální efekt předeřevu spojovaných materiálů od zdroje tepla. Uprostřed výšky termogramu je dobře viditelná oblast spoje plechů bez aplikovaného povlaku barvy s vysokou emisivitou.

Spojované materiály se velmi liší svými tepelnými vlastnostmi, především tepelnou vodivostí k a tepelnou kapacitou c_p , viz. Tab. 5.2. Tyto rozdíly lze nejlépe

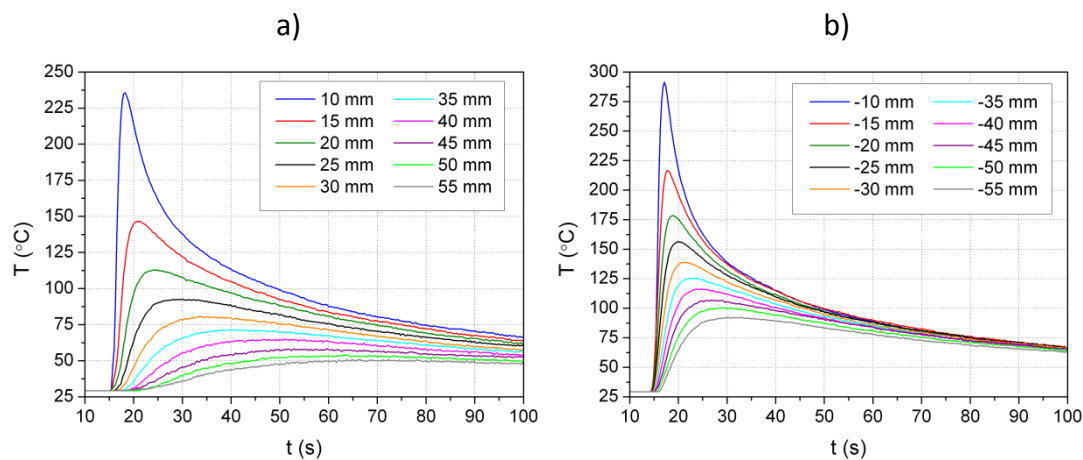
popsat pomocí tepelné difuzivity, která charakterizuje rychlost šíření tepla materiálem. Tepelná difuzivita α je definována vztahem $\alpha = \frac{k}{\rho \cdot c_p}$, kde jednotlivé členy představují tepelnou vodivost k , hustotu ρ a měrnou tepelnou kapacitu c_p . V návaznosti na takto rozdílné tepelné vlastnosti spojovaných materiálů lze očekávat i zvýšená vnitřní napětí v oblasti spoje.

Nestejněměrná rychlost šíření tepla do svařovaných plechů je patrná na Obr. 5.15. Rychlejší prostup tepla je do plechu hliníkové slitiny (vyšší teplota v analyzovaných bodech ve stejné vzdálenosti od prováděného spoje), tedy do materiálu s vyšší tepelnou difuzivitou.

Tab. 5.2 Tepelné vlastnosti ocelového plechu a plechu z hliníkové slitiny.

materiál/vlastnost	k (W.m ⁻¹ K ⁻¹)	ρ (kg.m ⁻³)	c_p (J.kg ⁻¹ K ⁻¹)	α (mm ² .s ⁻¹)
ocelový plech	43.8	7860	478	11.7
Al slitina	175	2700	900	72.0

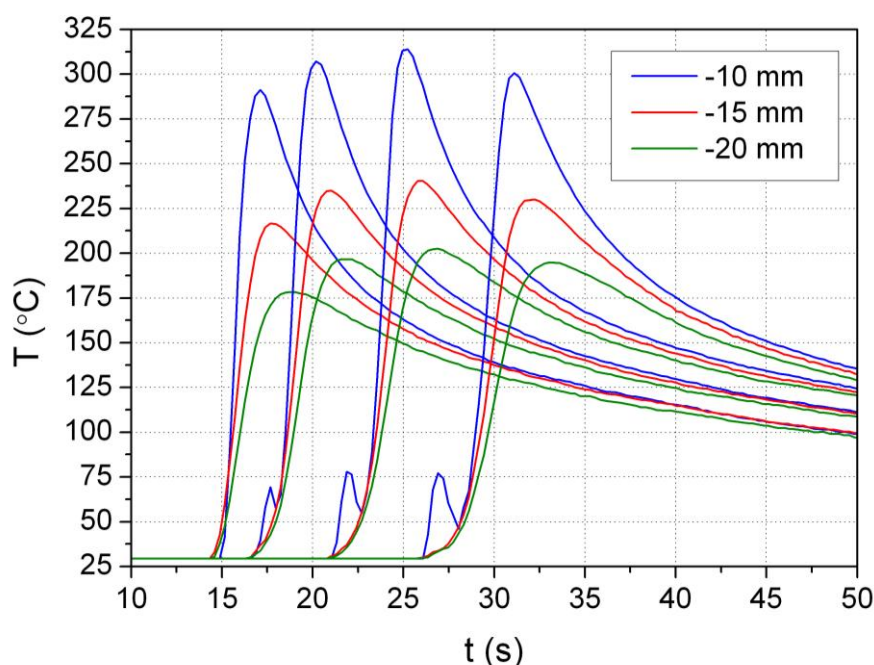
Časové průběhy teplot v analyzovaných bodech umístěných v první řadě (body nejvíce vpravo na Obr. 5.15, tj. s $x_1 = 42.5$ mm) se vzrůstající vzdáleností od prováděného spoje jsou znázorněny na Obr. 5.16. Kladné souřadnice přísluší bodům na ocelovém plechu (Obr. 5.16 a) a záporné souřadnice bodům na plechu z hliníkové slitiny (Obr. 5.16 b).



Obr. 5.16 Teplotní průběhy analyzovaných bodů: a) na ocelovém plechu, b) na plechu z hliníkové slitiny, vzorek 1.

V analyzovaných bodech umístěných nejbližší spoji (10 a -10 mm) byly naměřeny nejvyšší teploty – na ocelovém plechu 235.7°C a na plechu hliníkové slitiny 291.4°C. Maximální teploty dosažené v jednotlivých analyzovaných bodech se se vzdáleností od středu snižují a posouvají v čase. Časový úsek do přibližně $t = 15$ s, kdy začíná nárůst teplot, je interval od okamžiku spuštění záznamu t_0 po okamžik, kdy se tepelný účinek procesního hořáku projeví v analyzovaných bodech.

Pro analýzu teplotní homogenity podél celé délky svaru byly vybrány teplotní průběhy tří bodů na plechu hliníkové slitiny, které jsou v každé řadě prováděnému spoji nejbližší, tedy body o souřadnicích -10, -15 a -20 mm, viz Obr. 5.17.

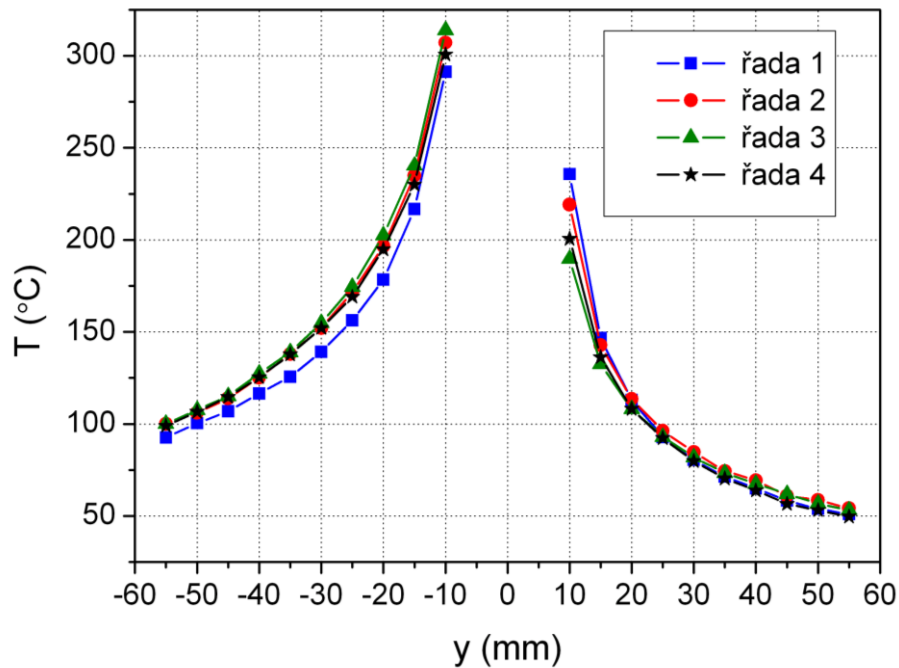


Obr. 5.17 Teplotní průběhy bodů umístěných nejbližší prováděnému spoji, plech z hliníkové slitiny, vzorek 1.

Před vlastním nárůstem teplot na maximální hodnotu (na Obr. 5.17) je u bodů o souřadnicích -10 mm patrný mírný teplotní zákmit, který byl způsoben přejezdem hořáku mezi kamerou a měřeným povrchem. Po tuto krátkou dobu tak není snímán povrch svařovaných plechů, ale povrch hořáku. Patrná je dobrá shoda mezi teplotami dosaženými v jednotlivých fázích svařování, tj. v jednotlivých řadách analyzovaných bodů pro konstantní vzdálenost od spoje. Maximální teploty, ačkoli

byly dosaženy v různé časy, lze průměrovat a stanovit tak maximální teplotu daného bodu souřadnice y pro jednotlivé vzorky.

Analýza homogenity maximálních teplot byla prováděna na všech analyzovaných bodech. Maximální teploty dosažené v jednotlivých bodech jak na ocelovém plechu, tak na plechu z hliníkové slitiny v řadách 1 až 4 jsou znázorněny na Obr. 5.18.

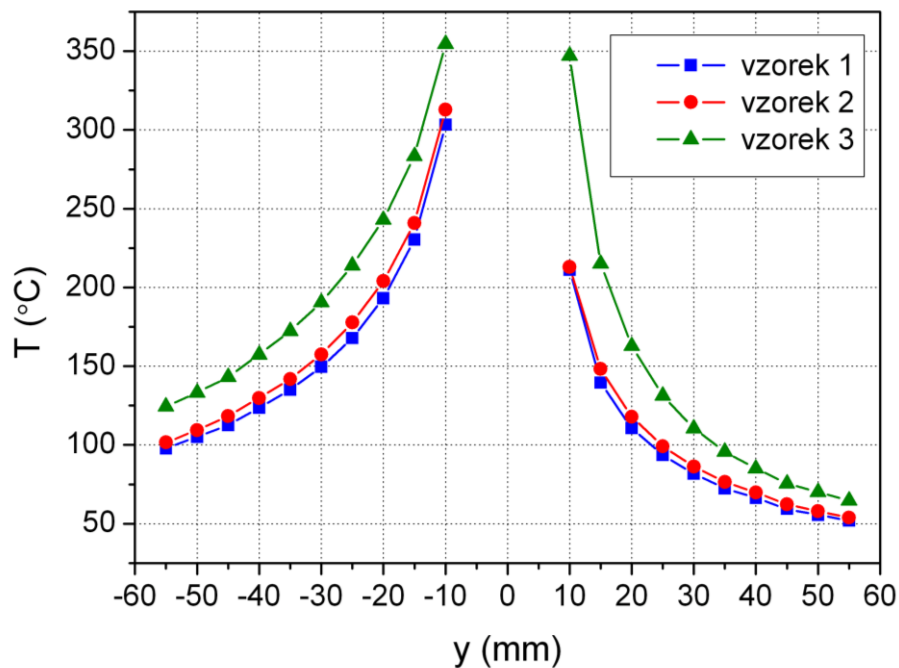


Obr. 5.18 Maximální teploty dosažené v jednotlivých analyzovaných bodech v řadách 1 až 4, vzorek 1.

Pro jednotlivé analyzované body (souřadnice y) je dosaženo dobré shody teplot pro všechny 4 řady a je tak potvrzena možnost průměrování maximálních teplot za účelem získání jedné hodnoty maximální teploty dané souřadnice y pro jednotlivé vzorky.

Porovnání teplot dosažených při různých parametrech svařování zobrazuje Obr. 5.19. Svařování vzorků bylo prováděno s různými rychlostmi posunu přídavné elektrody wfs , jejíž narůstající hodnota znamená zároveň větší množství tepla vneseného do spoje. Hodnoty pro jednotlivé vzorky byly vypočteny jako aritmetický

průměr maximálních teplot dosažených v analyzovaných bodech o stejné vzdálenosti od spoje ve všech čtyřech řadách.



Obr. 5.19 Maximální teploty dosažené v jednotlivých analyzovaných bodech při různých parametrech svařování (porovnání vzorků 1, 2 a 3).

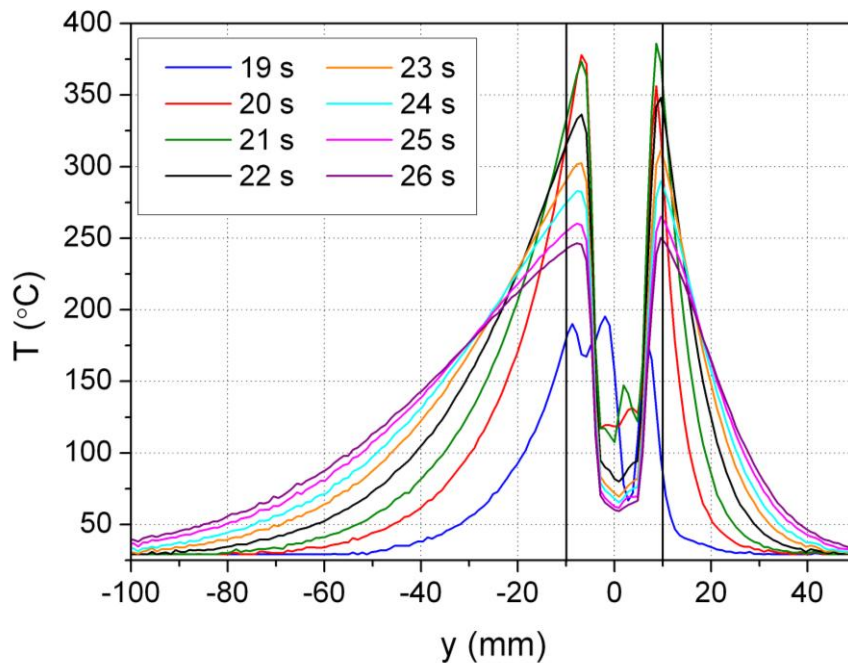
Graf ukazuje, že s rostoucí rychlostí posuvu drátové elektrody wfs (číslem vzorku) se zvyšuje maximální dosažená teplota (soulad s postupným zvyšováním tepla vneseného do svaru).

5.3.4. Analýza prostorového rozložení teplotního pole

Pro analýzu teplotních polí byly na termogramy umístěny čárové analýzy LI01 až LI04 jak bylo popsáno v kapitole 5.3.1. a znázorněno na Obr. 5.12 c) a 5.13 c).

Teplotní profily analyzované čárové oblasti LI01 pro vzorek 3 jsou znázorněny na Obr. 5.20. V oblasti, kde nebyla aplikována barva s vysokou emisivitou ($y = -5$ až 5 mm) a na rozhraní povrchu plechu s tímto povlakem a bez tohoto povlaku, není teplota vyhodnocena korektně. Od souřadnice $y = -10$ mm

dále do plechu z hliníkové slitiny a od $y = 10$ mm dále do ocelového plechu je teplota již vyhodnocena korektně.



Obr. 5.20 Teplotní profily analyzované čárové oblasti LI01 pro vzorek 3.

Z Obr. 5.20 je patrný počáteční nárůst teplot v těsné blízkosti okolí spoje (pro čas $t = 19$ a 20 s) a následný pokles teplot v této oblasti díky odvedení tepla. Naopak ve větší vzdálenosti od prováděného spoje dochází k postupnému nárůstu teplot díky přivedení tepla – např. pro $y = -40$ mm, tj. ve vzdálenosti 40 mm od spoje na plechu z hliníkové slitiny, teplota po sledovaný časový úsek neustále narůstá. Patrná je také odlišná rychlost šíření tepla v ocelovém plechu a v plechu z hliníkové slitiny.

Stanovení maximální teploty v závislosti na vzdálenosti od svaru

Nejvíce je teplem ovlivněna oblast v nejtěsnější blízkosti svaru a tepelné ovlivnění spojovaných materiálů se vzdáleností od spoje klesá. Teplotní průběhy v bodech se souřadnicemi od $y = -10$ do -55 mm a od $y = 10$ do 55 mm jsou pro vzorek 1 zobrazeny na Obr. 5.18 a průměr z maximálních teplot jednotlivých řad vzorků 1, 2 a 3 na Obr. 5.19.

Mezi jednotlivými body je však rozestup 5 mm a to pro detailní analýzu teplot v okolí svaru není dostačující. Proto je potřeba provést analýzu maximálních teplot dosažených v co nejbližším okolí spoje s co nejmenším krokem, ideálně analyzovat každý pixel pořízeného obrazu.

Na Obr. 5.20 je zobrazen teplotní profil analyzované čárové oblasti LI01 vzorku 3, ale časový krok $t = 1$ s je nepostačující. V tomto časovém úseku může dojít k nárůstu a poklesu teploty a maximální hodnota by tak byla určena nesprávně. Proto je potřeba provést analýzu teplotních profilů s maximální možnou frekvencí.

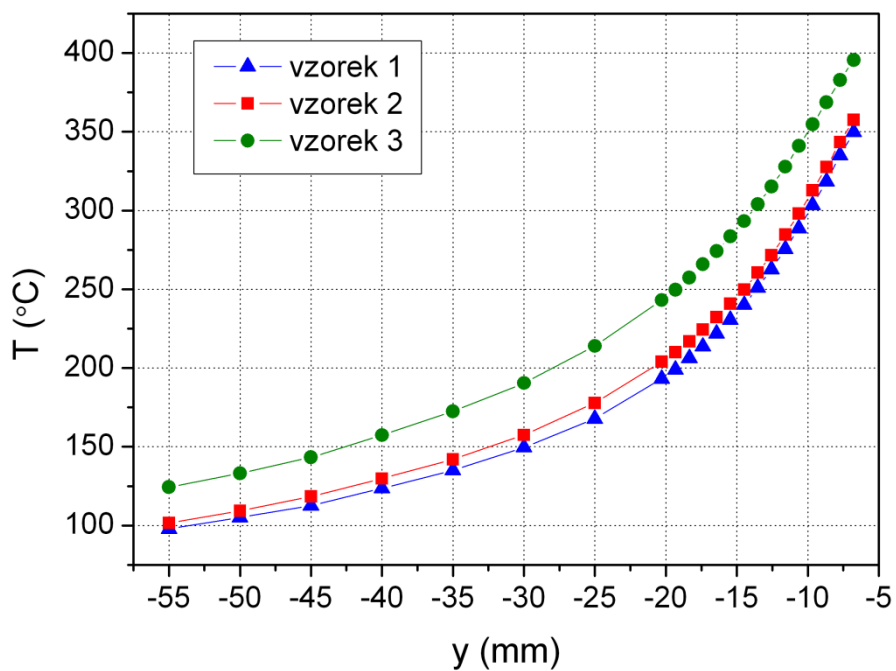
Nabízejí se tedy dvě možná řešení – 1) vložit na každý pixel analyzovaný bod a z časového průběhu stanovit maximální dosaženou teplotu, nebo 2) pro dané pixely (a tedy i body o souřadnicích y) stanovit maximální teplotu z teplotních profilů vložené čárové analýzy.

Zvolena byla druhá varianta, a to s jistou modifikací. Analyzovat teplotní profily analyzované čárové oblasti po celý čas snímání kamerou by bylo neefektivní. Analýza maximálních teplot tak probíhala pouze po omezený časový úsek, který byl stanoven na základě časů, v nichž bylo dosaženo maximálních teplot v bodech $y = -10, -15$ a -20 mm. Výsledná maximální teplota $T_{\max j}(y)$ pro souřadnici y vzorku j tak byla stanovena na základě vztahu

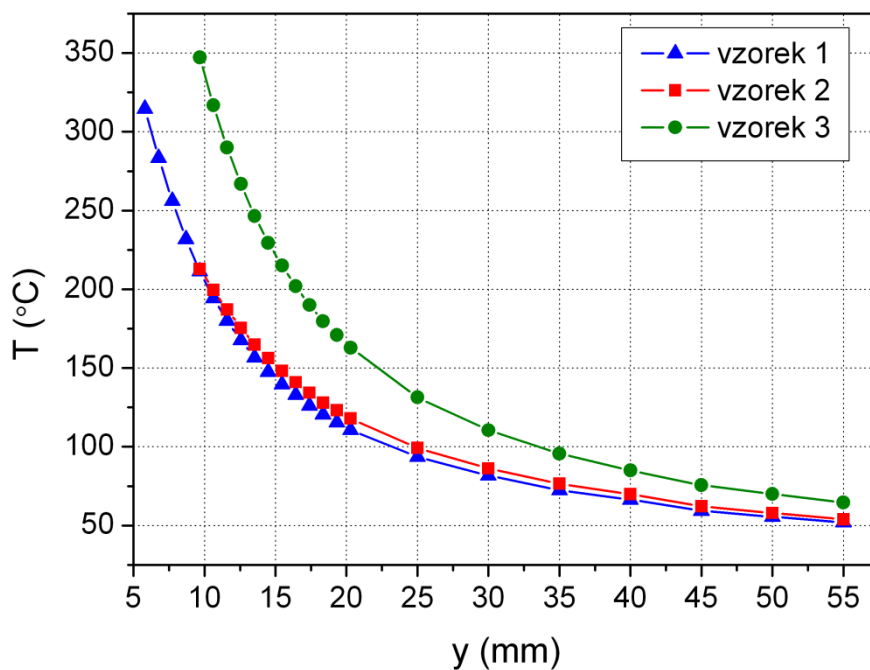
$$T_{\max j}(y) = \frac{\sum_{i=1}^4 \max[T_i(y, t)]}{4}. \quad (5.1)$$

Index i představuje index řady LI01 až LI04 a j označení vzorku, tj. vzorek 1, 2 nebo 3 a časový úsek t byl omezen podle časů, během nichž bylo dosaženo maximálních teplot nejbližších okolních analyzovaných bodů vložených s vzájemnými rozestupy 5 mm.

S využitím maximálních teplot zjištěných z časových průběhů (viz Obr. 5.19) a jemnějšího vzorkování při stanovení maximální teploty v blízkosti provedených spojů je detailněji provedena analýza maximálních teplot na horní straně plechů hliníkové slitiny (Obr. 5.21) a ocelových plechů (Obr. 5.22) všech tří vzorků.



Obr. 5.21 Závislost maximální teploty dosažené na plechu hliníkové slitiny na vzdálenosti od spoje.

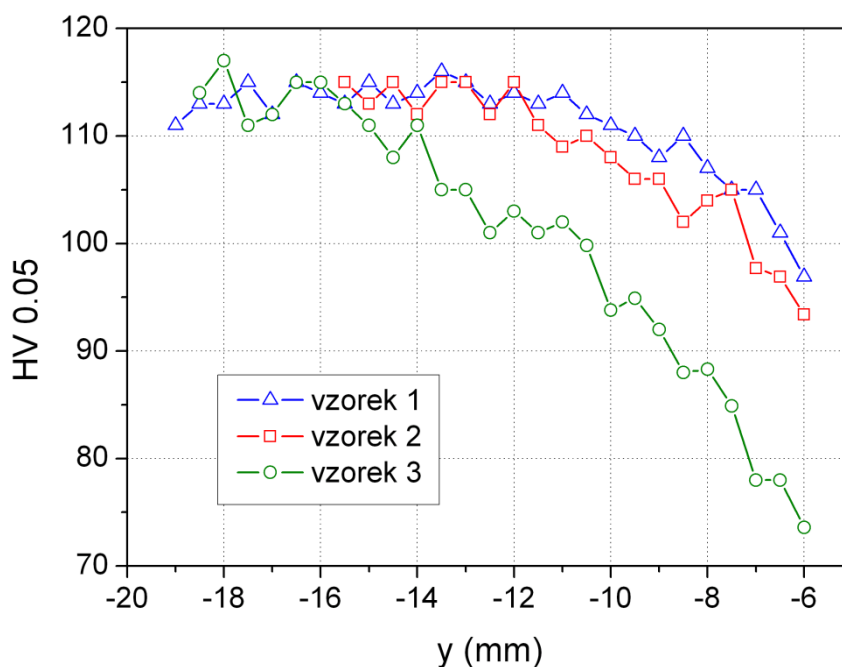


Obr. 5.22 Závislost maximální teploty dosažené na ocelovém plechu na vzdálenosti od spoje.

5.3.5. Stanovení šířky degradované oblasti a její minimální teploty

V okolí prováděných svarů dochází k degradaci materiálu podle tepelného ovlivnění. Šířka degradované oblasti je závislá na množství vneseného tepla a jeho rozvedení do materiálu. U spojů ocel – hliník je mnohem závažnější degradace hliníkové části, protože výchozí mez pevnosti hliníkové slitiny je v porovnání s ocelí mnohem nižší. Je velmi pravděpodobné, že nejslabší místo spoje se nachází buď přímo ve svarovém kovu, nebo v teplém ovlivněné oblasti hliníkové slitiny. Pozornost je tak věnována stanovení šířky degradované oblasti plechu hliníkové slitiny.

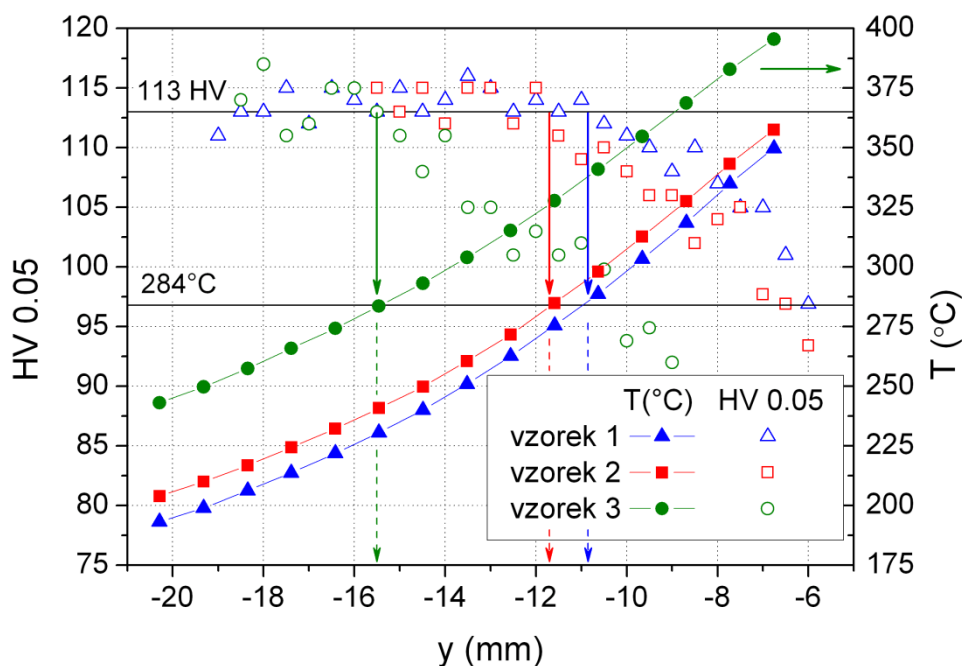
Šířka degradované oblasti byla určena z průběhu tvrdosti plechu v závislosti na vzdálenosti od svaru. Dodáním tepla dojde k ovlivnění materiálu v těsné blízkosti svaru, a to se projeví jeho degradací (poklesem mechanických hodnot – tvrdosti). Tvrdost proto se vzrůstající vzdáleností od svaru vzrůstá. Místo, kde je dosaženo původní hodnoty tvrdosti (hodnoty před svařováním), lze označit za již teplem neovlivněné, nedegradované. Vzdálenost nejzávažnějšího degradovaného místa od spoje se potom nazývá šířka degradované oblasti.



Obr. 5.23 Závislost tvrdosti hliníkové slitiny na vzdálenosti od svaru ($y = 0$ mm).

Závislost tvrdosti na vzdálenosti od svaru byla měřena v ose tloušťky plechu hliníkové slitiny v řezu vedeném kolmo na provedený spoj a je ukázána na Obr. 5.23. Hodnota tvrdosti hliníkové slitiny před svařováním byla $116 \pm 3 \text{ HV } 0.05^*$. Jako hranice degradované oblasti je tak uvažováno místo s tvrdostí 113 HV 0.05.

Sloučením Obr. 5.21 a Obr. 5.23 do Obr. 5.24 je ukázán vztah mezi šířkou degradované oblasti stanovené na základě průběhu tvrdosti v řezu a maximálními dosaženými teplotami. Z této souvislosti lze stanovit teplotu, při které ještě dojde k degradaci materiálu.



Obr. 5.24 Závislost tvrdosti a maximální dosažené teploty na vzdálenosti od svaru.

Na základě průběhu tvrdosti na Obr. 5.24 byla stanovena šířka degradované oblasti vzorků 1, 2 a 3. Za hodnotu určující šířku degradované oblasti y_{deg} byla považována souřadnice, kde došlo k překročení hranice tvrdosti 113 HV 0.05. Tyto hodnoty byly překročeny při šířkách $y_{vz1_deg} = 10.75 \text{ mm}$, $y_{vz2_deg} = 11.75 \text{ mm}$ a $y_{vz3_deg} = 15.5 \text{ mm}$.

Souřadnicím šířek degradovaných oblastí jednotlivých vzorků odpovídají maximální teploty $T_{vz1_deg} = 287.0^\circ\text{C}$, $T_{vz2_deg} = 282.6^\circ\text{C}$ a $T_{vz3_deg} = 283.2^\circ\text{C}$,

* HV 0.05 je označení pro Vickersovu tvrdost měřenou se zatížením indentoru 0.05 kg.

jejichž průměrná hodnota je 284.3°C. Přesnost stanovení šířky degradované oblasti z průběhu tvrdosti je ± 0.5 mm, což v přepočtu na teplotu znamená ± 6.1 °C. Výsledná teplota degradace hliníkové sloučeniny je tedy $T_{deg} = 284.3 \pm 6.1$ °C.

Znalost této teploty při svařování s jinými parametry (především rychlosti posunu elektrody wfs) umožňuje určit šířku degradované oblasti, a to nedestruktivně na základě měření teploty nikoli destruktivně na základě měření tvrdosti v řezu provedeného svaru.

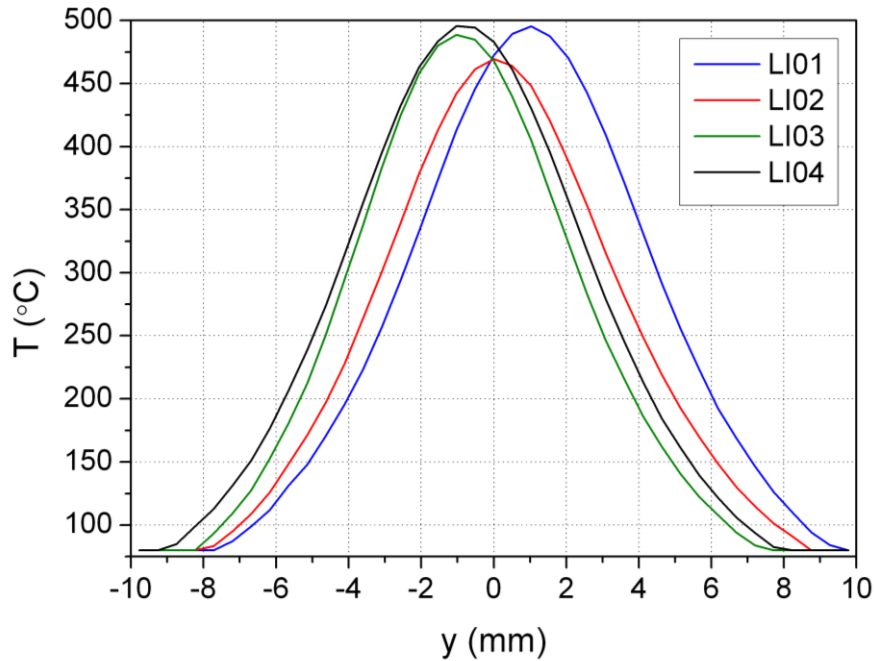
5.3.6. Odhad teploty svaru

Kromě teploty degradace je dalším technologicky důležitým údajem teplota v místě svaru. Je to však část povrchu vzorků s nízkou emisivitou, která se navíc mění v závislosti na chování kapek roztaveného materiálu drátové elektrody a na formování svarové housenky. Není proto záměrem práce stanovit teplotu v této oblasti pomocí termografie přímo. Cílem je naopak prověřit možnost stanovení teploty svaru nepřímo z teplot měřených na částech vzorků, které byly upraveny barvou a na kterých je teplota určena relativně přesně. Jedná se o analýzu teplotního pole spodního plechu pod prováděným svarem a analýzu teplotního pole na horních stranách spojovaných plechů vedle svaru.

Teplota plechu pod prováděným svarem měřená na spodním povrchu

Teplota plechu pod prováděným svarem je nižší než teplota svarového kovu na horním povrchu, protože teplo ze svarové lázně se rozvádí, a to nejen do hloubky, ale i podélně do plechů. Tuto teplotu tak lze označit za minimální možnou teplotu svaru.

Teplotu pod svarem lze vyhodnotit na základě vložených čárových analyzovaných oblastí LI01 až LI04 (viz Obr. 5.12 c) do sekvencí termogramů měřených dolní kamerou, a to v čase, kdy na této čáře byla maximální teplota (tj. v čase, kdy se svařovací hořák na horní straně plechů pohybuje nad touto čárovou analýzou).



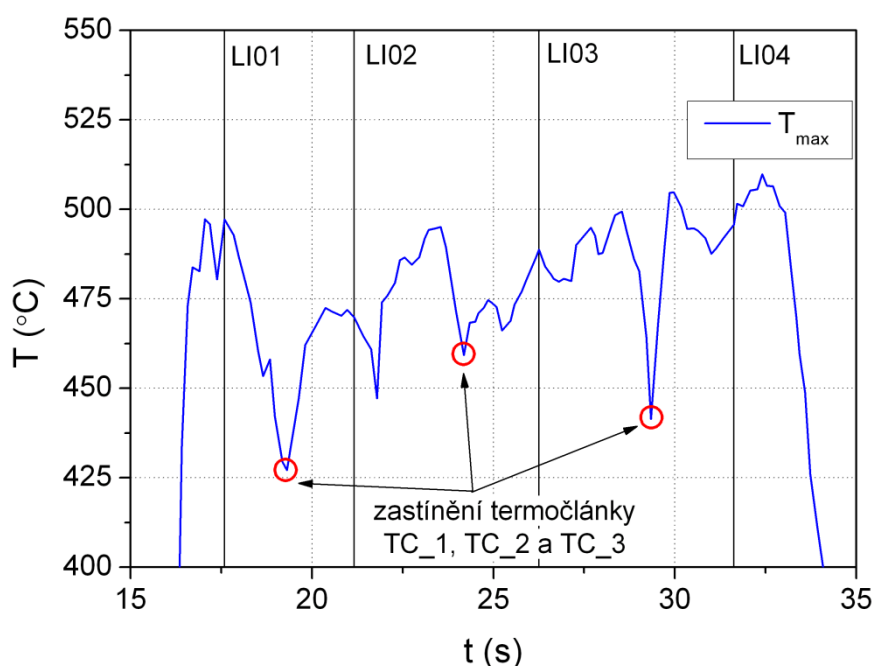
Obr. 5.25 Teplotní profil v místech analyzovaných čar LI01 až LI04, vzorek 1.

Na Obr. 5.25 jsou ukázány teplotní profily z analyzovaných čar LI01 až LI04 s maximálními dosaženými teplotami. Z nich je patrné, že maximální teploty dosahují téměř stejných hodnot. Průměrnou teplotu je pak možné označit za odhad teploty svaru, $T_{svar_linie} = 487.4^{\circ}\text{C}$.

Jiným způsobem vyhodnocení je analýza časového průběhu maximální teploty obdélníkové nebo čárové analyzované oblasti vložené pod prováděný svar v celé jeho délce (viz obdélníková oblast AR_max na Obr. 5.12 c). Zaznamenávaná teplota neodpovídá konkrétnímu známému místu, ale místu, na němž se v daný okamžik nachází maximální teplota. Lze předpokládat, že se místo s maximální teplotou nachází pod místem svaru a že se pohybuje souběžně se svařovacím hořákem.

Časový průběh takto vyhodnocené maximální teploty pod prováděným svarem je na Obr. 5.26. V něm jsou vyznačena místa, kdy nebyla maximální teplota vyhodnocena správně, protože na termogramu došlo k zastínění místa s maximální teplotou termočlánky TC_1, TC_2 a TC_3. Vyznačena jsou také místa, která odpovídají čárovým analyzovaným oblastem LI01 až LI04 (viz Obr. 5.25). Průměrná

hodnota s vyloučením hodnot ovlivněných zastíněním termočlánky je $T_{svar_průběh} = 483.1^{\circ}\text{C}$.

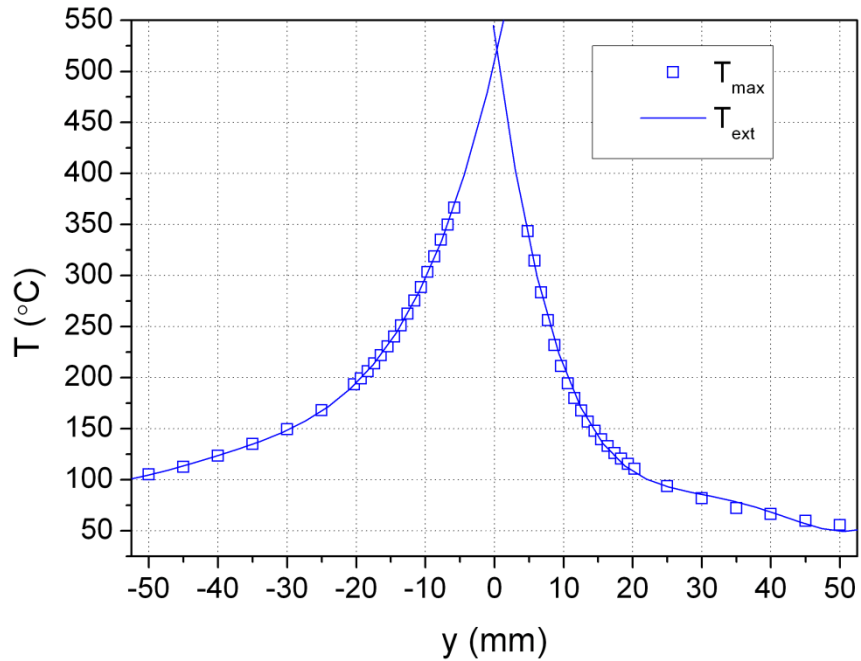


Obr. 5.26 Časový průběh maximální teploty pod prováděným svarem, vzorek 1.

Extrapolace teplot horních povrchů plechů

Odhad teploty svaru lze stanovit také extrapolací z hodnot naměřených na horních stranách spojovaných plechů. Využit k tomu lze vložené bodové a čárové analýzy, viz Obr. 5.13 a) a 5.13 c). Závislosti maximálních teplot dosažených na obou plechách během celého procesu svařování na vzdálenosti od svaru pro jednotlivé vzorky jsou zobrazeny na Obr. 5.21 a Obr. 5.22.

Vyhodnocené teploty a extrapolace do teploty svaru je ukázána na Obr. 5.27. Za teplotu svaru je považována hodnota, kde došlo k protnutí extrapolovaných křivek, tj. průsečík extrapolace části na plechu hliníkové slitiny a části na ocelovém plechu. Tímto způsobem byla odhadnuta teplota svaru vzorku 1, $T_{ext} = 518^{\circ}\text{C}$.



Obr. 5.27 Extrapolace maximálních teplot dosažených na spojovaných plechách.

Porovnání odhadovaných teplot svaru

Porovnání odhadovaných teplot svaru stanovených jednotlivými metodami na všech měřených vzorcích je zobrazeno v Tab. 5.3. Pro porovnání byla změřena teplota tavení přídavného materiálu AlSi5 pomocí diferenční termické analýzy (DTA), $T_{L_{AlSi5}} = 573^{\circ}\text{C}$.

Tab. 5.3 Odhadované teploty svaru.

metoda / vzorek	vzorek 1	vzorek 2	vzorek 3
T_{svar_linie}	487.4°C	491.4°C	613.3°C
$T_{svar_průběh}$	483.1°C	482.0°C	613.8°C
T_{ext}	518.0°C	482.5°C	606.2°C

Teploty svaru určené pomocí dolní kamery (T_{svar_linie} a $T_{svar_průběh}$) lze považovat za minimální možné teploty svaru. Teploty extrapolované z hodnot naměřených na horních stranách plechů by tak měly být vždy vyšší. Prováděná

extrapolace však není korektní vyhodnocení a jedná se pouze o orientační hodnoty teplot svaru.

5.4. Závěry a zobecnění

5.4.1. Shrnutí výsledků měření technologie svařování

V této části práce byla ukázána možnost použití infračervené kamery k měření povrchových teplot ocelového plechu a plechu hliníkové slitiny v technologii svařování metodou MIG – CMT. V souvislosti s tím byla provedena analýza teplotní a úhlové závislosti emisivity barvy ThermaSpray 800 Black, která se používá pro úpravu povrchů s nízkou emisivitou. Na základě znalosti teplotního pole plechů a šířky degradované oblasti, jejíž velikost byla zjištěna pomocí mechanických zkoušek, byla stanovena mezní teplota, při které ještě dochází k degradaci hliníkové slitiny. Z teplot změřených pod svarem a extrapolací teplot změřených na horních stranách plechů byla odhadnuta orientační hodnota teploty svaru.

Termovizní měřicí systém tvořily dvě kamery snímající infračervené záření vycházející z horního a dolního povrchu spojovaných plechů během svařování různými rychlostmi posunu elektrody. Bezkontaktní termovizní měřicí systém byl doplněn o kontaktní termočlánekový měřicí systém.

Na povrch plechů byla aplikována barva pro zvýšení emisivity jinak velmi odrazivých povrchů. Výjimkou byla úzká oblast v okolí prováděného spoje, aby nedošlo k ovlivnění stability obloukového výboje během svařování. Po aplikaci termovizní barvy má měřený povrch plechů prostorově homogenní a teplotně stabilní konstantní vysokou hodnotu emisivity v oblasti vlnových délek 7.5 až 13 μm . Měřením vzorků barvy bylo zjištěno, že až do úhlu 45° od kolmého pohledu má její emisivita konstantní hodnotu nezávislou na teplotě v rozmezí 100 až 400°C, a to $\varepsilon = 0.929 \pm 0.012$. Korektně tak mohlo být vyhodnoceno teplotní pole horních povrchů plechů s výjimkou oblasti v těsné blízkosti spoje a celé teplotní pole dolních povrchů plechů.

Na základě analýzy teplotních průběhů zjištěných pomocí termočlávkových měření byla provedena časová synchronizace snímání obrazů oběma kamerami a termočlávkového měření. Pro prostorové analýzy byl zvolen jednotný souřadnicový systém, který každému bodu jednoznačně přisuzuje souřadnice (x, y) .

Pro analýzu časových průběhů teplot a prostorového rozložení teplot na horních i dolních površích byly na termogramy vloženy bodové, čárové a plošné analyzované oblasti.

Porovnání časových průběhů teplot měřených termočlávkou a časových průběhů průměrné teploty z kruhových oblastí vložených do blízkého okolí měřicích konců termočlávků ukazuje dobrou shodu mezi bezkontaktním (termovizním) a kontaktním (termočlávkovým) měřením, které se standardně využívá při výzkumu technologie svařování.

Homogenita teplot dosahovaných podél celého prováděného spoje (v místech stejně vzdálených od spoje) a jejich maximálních hodnot byla ukázána pomocí časových průběhů teplot v analyzovaných bodech. Maximální dosažené teploty v závislosti na vzdálenosti od svaru byly ukázány pro jednotlivé rychlosti posuvu elektrody wfs (vzorky 1, 2 a 3).

Na základě šířek degradovaných oblastí stanovených pomocí měření tvrdosti byla určena minimální teplota degradace plechů hliníkové slitiny, tj. nejnižší teplota, při které ještě dochází k degradaci plechu hliníkové slitiny, $T_{deg} = 284.3 \pm 6.1^\circ\text{C}$.

Z maximálních teplot dosažených na spodní straně spojovaných plechů byly odhadnuty minimální hodnoty teplot svarů jednotlivých vzorků. Orientační teplota svaru byla také určena pomocí extrapolace maximálních teplot změřených na horních stranách plechů.

5.4.2. Zobecnění aplikace termografie v technologii svařování

Na základě provedeného experimentu bezkontaktního měření teploty během svařování lze provést následující zobecnění a doporučení.

Umístění kamer

Při volbě uspořádání experimentu s měřením horního i dolního povrchu je nutné zvolit jednu z následujících možností umístění kamer, tj. i orientaci pohybu hořáku v teplotním poli.

Hořák se na záznamu z obou termovizních kamer bude pohybovat stejným směrem, což usnadní orientaci při vyhodnocení. Teplotní pole vůči sobě nebudou zrcadlově otočena ve vertikálním směru, avšak budou vůči sobě zrcadlově otočena ve směru horizontálním.

Hořák se na každém ze záznamů bude pohybovat různým směrem, teplotní pole budou vůči sobě zrcadlově otočena ve vertikálním směru, nebudou však vůči sobě zrcadlově otočena v horizontálním směru.

Každá z variant má své výhody i nevýhody. Pro prostorovou synchronizaci se však jeví jako výhodnější první varianta, kdy se hořák pohybuje stejným směrem a počátek souřadného systému se nachází na stejném místě v pořízených snímcích.

Časová synchronizace měření

Časová synchronizace pořizování snímků dvěma a více kamerami je nezbytná pro důkladné vyhodnocení a přiřazení jednotlivých snímků teplotních polí konkrétním časům a událostem. Synchronizace lze docílit několika způsoby.

Při softwarové synchronizaci je více kamer připojeno na jeden řídicí počítač a software, ze kterého je záznam spuštěn v jeden časový okamžik. K tomuto (ideálnímu) řešení je zapotřebí používat software, který umožňuje současné připojení a ovládání více kamer a také hardwarové vybavení počítače, které to umožňuje. Ekvivalentní řešení je současné spuštění záznamu kamer připojených na více počítačů externím signálem.

Časovou synchronizaci snímání pomalých dějů nebo při periodě vzorkování v řádech jednotek sekund lze také provést za pomoci události, která je zachycena všemi kamerami. Takovou událostí může být například současné sejmutí krytek objektivů všech kamer nebo zachycení pohybu od okolí snadno odlišitelného

objektu (např. mávnutí rukou). Tato synchronizace je používána, pokud nelze provést softwarovou synchronizaci ať už ze softwarových, či hardwarových příčin.

Prostorová synchronizace měření

Prostorová synchronizace obrazů je nezbytná při snímání měřeného objektu více kamerami a rozumí se jí vytvoření takového souřadného systému, kde každému bodu měřeného objektu je jednoznačně přiřazen jeden bod pořízeného snímku. Souřadný systém je definován svým počátkem a souřadnými osami, do tohoto systému je pak umístěn měřený objekt. Jako klíčová se ukazuje znalost rozměrů měřeného objektu, díky kterým lze poté stanovit přepočítání mezi velikostí měřeného objektu v mm a velikostí měřeného objektu na snímku v pixelech. Při známém přepočítání pixel na milimetr lze potom jednoznačně stanovit souřadnice všech bodů na pořízených snímcích.

Emisivita měřeného objektu

Termovizní měření teplotního pole objektů, na jejichž povrch byla nanášena vrstva speciální termografické barvy, je mnohem jednodušší díky známé emisivitě měřeného povrchu. Nanášení vrstvy však nesmí výrazně změnit tepelné chování měřeného objektu a tím zapříčinit změnu jeho teploty. Emisivitu povlaku barvy lze poměrně jednoduše zjistit, a to vyhodnocením snímků vzorku ohřátého na známou teplotu, kterou je možné měřit např. pomocí termočlánku. Měřeními při několika známých teplotách vzorku lze stanovit teplotní závislost emisivity, při změně úhlu snímání vzorku kamerou pak dokonce i úhlovou závislost emisivity.

Bez povrchové úpravy vrstvou barvy by termovizní měření většiny kovových materiálů vůbec nebylo možné provést, protože mají v IR oblasti vlnových délek nízkou hodnotu emisivity. Při nízké emisivitě se tak ve větší míře projevují negativní vlivy okolí, jako je odraz záření vycházejícího z okolních předmětů. Tento vliv je tím větší, čím menší je emisivita povrchu měřeného objektu a čím větší je teplota předmětů v okolí.

6. Aplikace termografie ve výzkumu laserových technologií

Použití infračervené termografie ve výzkumu laserových technologií se týká experimentů laserového kalení ocelových vzorků, jejichž povrch byl lokálně upraven gravírovacím laserem pro dosažení různých optických vlastností. Cílem experimentů bylo stanovit prostorové rozložení a časové průběhy teploty při kalení a analyzovat souvislost s dosaženou tvrdostí a hloubkou prokalení. Součástí výzkumu bylo i provedení experimentů měření teplotních závislostí emisivity kalených vzorků.

6.1. Uspořádání experimentu měření teploty při laserovém kalení

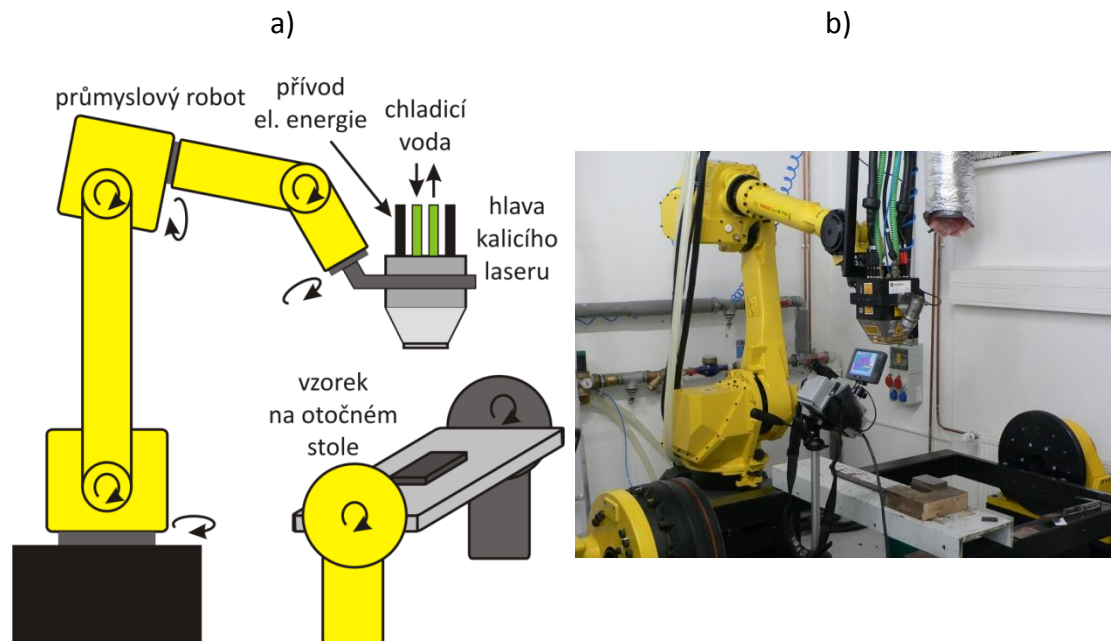
6.1.1. Měřená laserová technologie

Laserové kalení kovových materiálů je technologický proces, kdy po laserovém ohřevu povrchu materiálu a rychlém ochlazení dojde ke zvýšení tvrdosti díky fázové přeměně na martenzitickou strukturu. U laserového kalení není nutné po ohřevu materiálu provádět ochlazování povrchu, protože dochází k tzv. samoochlazování, tj. teplo je odvedeno z povrchu do objemu materiálu.

K tomu, aby došlo k zakalení povrchu materiálu, musí být povrchové vrstvě dodáno dostatečné množství energie, aby byla překročena tzv. kalicí teplota. Následovat musí rychlé ochlazení, díky kterému zůstane v materiálu zachována martenzitická struktura charakteristická svou vysokou tvrdostí. Obě tyto podmínky jsou splněny právě při kalení vysoce výkonnými lasery, které jsou schopny dodat do povrchové vrstvy dostatečné množství energie. Rychlé ochlazení povrchu pak zajistí odvod tepla do hloubky materiálu, přičemž tloušťka materiálu by měla být alespoň 10krát větší než je požadovaná hloubka prokalení (tloušťka vytvrzené vrstvy), aby byl odvod tepla dostatečný.

Laserové kalení vzorku bylo provedeno kontinuálním vysoce výkonným přímým diodovým laserem (HPDD laserem) HighLight ISL-4000L (Coherent).

Laserová hlava je umístěna na rameni průmyslového robota Fanuc M710i/50, viz Obr. 6.1, a postupně přejíždí nad zpracovávaným vzorkem. Šestiosý robot umožňuje plynulý pohyb procesní hlavy všemi směry i nad prostorově složitými součástmi umístěnými na otočném stole.



Obr. 6.1 Uspořádání kalického laserového systému: a) schéma, b) fotografie.

Laser pracuje na vlnové délce 808 ± 10 nm s maximálním možným výkonem 4 kW. Laserový spot (plocha ozářená laserovým paprskem) má obdélníkový tvar o rozměrech 6 x 12 mm s Gaussovským energetickým profilem na 6 mm dlouhé straně a rovnoměrným energetickým profilem na straně dlouhé 12 mm. Pracovní vzdálenost mezi laserovou hlavou a vzorkem je 9 cm.

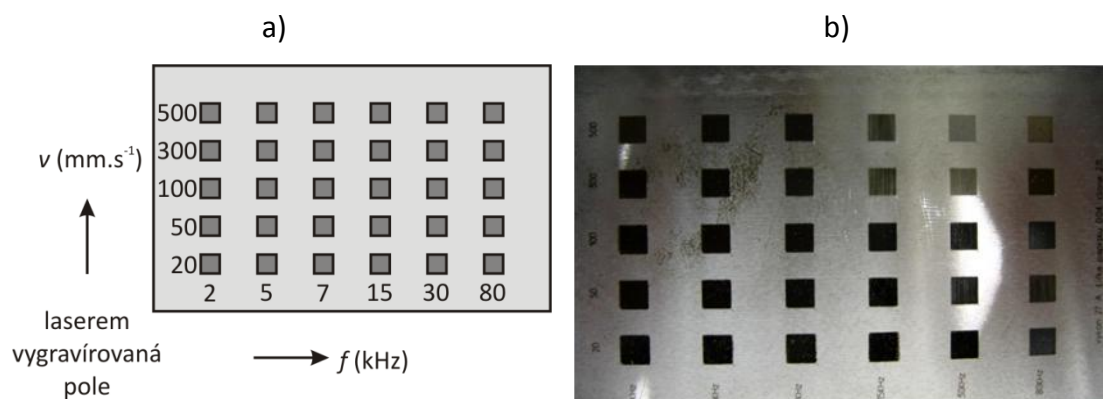
Řídící jednotkou lze nastavit trajektorii a rychlost pohybu hlavy kalického laseru, která je uchycena na poslední část ramena robota, stejně tak jako je možné nastavit hodnotu aktuálního výkonu laseru, a to v procentech maximálního výkonu.

Povrchové laserové kalení plošných součástí se provádí skládáním jednotlivých souběžných přejezdů laserové hlavy tak, aby se laserové stopy částečně překrývaly. Infračervenou kamerou analyzované laserové kalení ocelového vzorku s lokálně upravenými optickými vlastnostmi bylo provedeno celkem šesti přejezdy laserové hlavy nad vzorky. Výkon laseru byl během prvního přejezdu vzorku

nastaven na 60 % maxima* (cca 2090 W) a ve zbývajících pěti přejezdech na 70 % maximální hodnoty (cca 2680 W). Rychlost přejezdu procesní hlavy nad vzorkem byla 1200 mm.min⁻¹, tj. 20 mm.s⁻¹.

6.1.2. Měřené vzorky

Analýzy byly prováděny na třech identických vzorcích tvaru kvádrů o rozměrech 105 x 65 x 15 mm z nástrojové oceli ČSN 19 314 (EN 95MnWCr5). Optické vlastnosti povrchů všech vzorků byly modifikovány laserovým gravírováním. Gravírováním bylo pomocí pulzního Nd:YAG laseru na vlnové délce 1064 nm vytvořeno 30 polí (čtverců) o velikosti 5 x 5 mm (Obr. 6.2). Pro každé pole byly zvoleny odlišné procesní parametry – opakovací frekvence ($f = 2, 5, 7, 15, 30$ a 80 kHz) a skenovací rychlost ($v = 20, 50, 100, 300$ a 500 mm.s⁻¹).



Obr. 6.2 Vzorky s maticí vygravírovaných polí odlišných optických vlastností: a) schéma, b) fotografie.

Každý ze tří identických vzorků (A, B, C) byl použit na různé analýzy. Vzorek A byl rozdělen na jednotlivá pole, na kterých byla měřena pohltivost na vlnové délce kalicího laseru a emisivita v pracovní oblasti vlnových délek IR kamery – termovizní měření při ohřevu na topné desce (nižší teploty).

* Řídicí jednotkou laserového systému lze nastavit výkon laseru v poměru k jeho maximální hodnotě, nikoli přesný výkon ve wattch. Výkon takto nastavené laserové hlavy byl měřen před samotným experimentem a hodnotám 60 a 70 % příslušejí uvedené výkony – 2090 W, resp. 2680 W.

* Při zadání vyšší emisivity měřeného povrchu v analyzačním softwaru při konstantním detekovaném signálu

Na vzorku B byla měřena emisivita jednotlivých polí v pracovní oblasti vlnových délek IR kamery – termovizní měření při ohřevu zadní stěny vzorku laserem (vyšší teploty).

Vzorek C podstoupil laserové kalení a poté měření emisivity již zakalených polí v pracovní oblasti vlnových délek IR kamery – termovizní měření při ohřevu na topné desce (nižší teploty). Následovalo rozdělení vzorku na jednotlivá pole a měření povrchové tvrdosti a hloubky prokalení, která byla stanovena z profilu mikrotvrdosti v řezu.

Výsledkem gravírování jsou pole s různou pohltivostí. Při vyšší pohltivosti povrchu je absorbováno více dopadajícího laserového záření a tím by mělo být dosaženo vyšší maximální teploty povrchu daného pole (za předpokladu stejného výkonu kalicího laseru).

Pohltivost (absorbance) jednotlivých vygravírovaných polí byla vyhodnocena na základě měření odrazivosti jednotlivých polí vzorku A pomocí FTIR spektrometru Nicolet 6700 s nástavcem EasyDiff. Naměřené hodnoty pro vlnovou délku kalicího laseru jsou uvedeny v Tab. 6.1.

Tab. 6.1 Pohltivost jednotlivých polí pro vlnovou délku 808 nm.

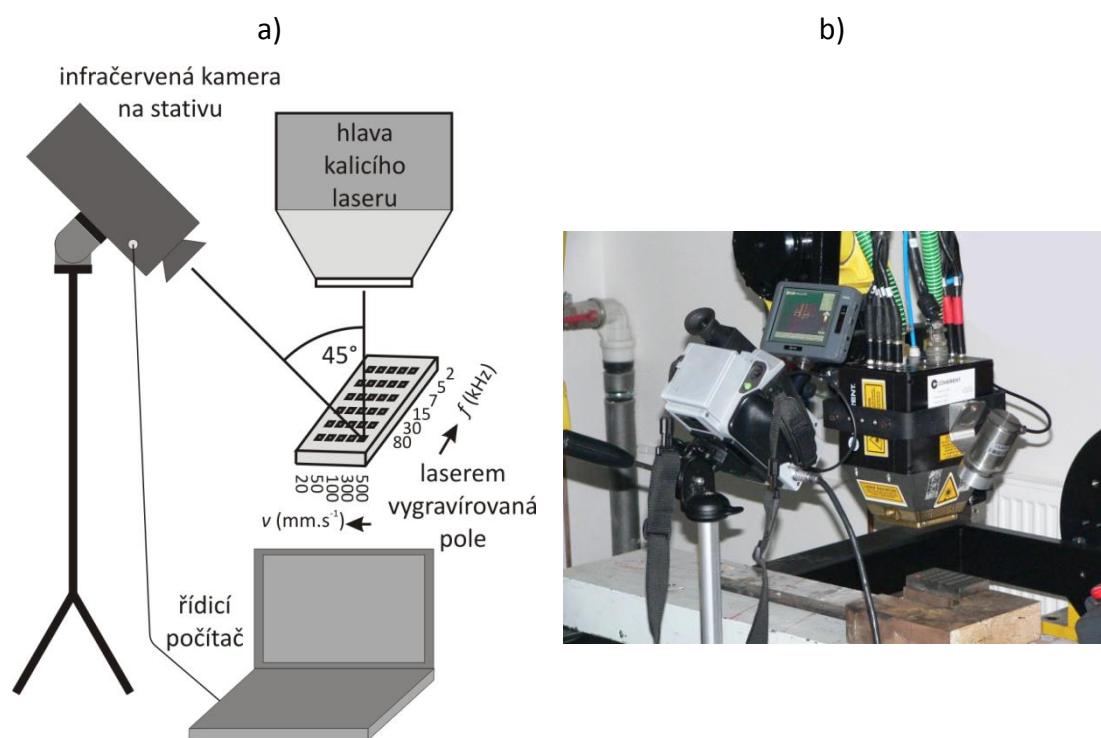
f (kHz) →	2	5	7	15	30	80
ν (mm.s ⁻¹) ↓						
500	0.946	0.974	0.975	0.963	0.842	0.765
300	0.967	0.981	0.983	0.973	0.889	0.849
100	0.986	0.989	0.989	0.989	0.959	0.912
50	0.988	0.992	0.983	0.996	0.968	0.904
20	0.993	0.997	0.975	0.996	0.978	0.886

Použitá analýza odrazivosti však nezahrnuje celé množství záření odraženého od povrchu a výsledkem jsou proto pouze orientační relativní hodnoty. Skutečné pohltivosti povrchů ovlivňující proces kalení se mohou od těchto hodnot lišit.

6.1.3. Měřicí systém a procesy ovlivňující vyhodnocení

Proces laserového kalení je měřen počítačem řízeným systémem s infračervenou kamerou ThermaCAM™ SC2000 (FLIR) – viz Obr. 6.3. Kamera snímá emitované infračervené záření v oblasti vlnových délek 7.5 až 13 μm a zobrazuje jej ve formě teplotního pole povrchu měřeného objektu s rozlišením 320 x 240 pixelů (nechlazený mikrobolometrický FPA detektor). Infračervená kamera má přesnost $\pm 2\%$, teplotní rozlišení 0.1°C a teplotní rozsah od -40°C až do $+2000^\circ\text{C}$ rozdělený do tří oblastí. První oblast, určená pro pokojové teploty, od -40°C do $+120^\circ\text{C}$, střední oblast od 80°C do 500°C a oblast pro velmi vysoké teploty od 350°C až do 2000°C .

V nastavení IR kamery byl vybrán teplotní rozsah (filtr) od 350°C do 2000°C . Vzdálenost mezi vzorkem a kamerou na stativu je 0.5 m. Tato vzdálenost, okolní a atmosférická teplota 23°C jsou zadány do termografického softwaru. Záznam termogramů (obrazů zachycených infračervenou kamerou) probíhá s frekvencí 50 Hz.



Obr. 6.3 Uspořádání experimentu laserového kalení: a) schéma, b) fotografie.

Kamera je umístěna na stativu a osa zorného úhlu kamery svírá s normálou roviny vzorku úhel 45° . Tato pozice kamery je zvolena proto, aby nedošlo k zasažení kamery laserovým paprskem. Dalšími důvody jsou: laserový spot a ohřátá stopa po působení laseru jsou dobře viditelné, laserová hlava nezasahuje do termogramu a ani v něm není vidět její odraz od povrchu vzorku, jak by tomu mohlo být při kolmém pohledu na lesklý (velmi odrazivý) vzorek.

6.2. Analýza radiačních procesů ovlivňujících měření

Procesy ovlivňující měření a vyhodnocení teploty povrchu vzorku během laserového kalení by mohly být odraz záření laseru od povrchu, odrazy okolí měřeného vzorku (např. jiného radiačního zdroje nebo objektu o vysoké teplotě), anebo vytvoření absorpční atmosféry nad místem dopadu laserového paprsku (např. obláček kouře).

Odraz záření laseru

Odraz paprsku vysoce výkonného laseru může nejen ovlivňovat vyhodnocení povrchové teploty měřeného vzorku, ale za určitých předpokladů by mohlo i dojít k poškození kamery.

Při experimentech použitá hodnota 70 % maximální hodnoty výkonu odpovídá výstupnímu výkonu laserového paprsku 2680 W. Pokud by se jeho malá část, např. jen 10 %, odrážela, může preferenčním směrem odražený paprsek dosahovat výkonu 268 W. Při difuzním odrazu (rovnoměrný odraz do všech směrů) by takový výkon odpovídal záření všemi směry oblasti rozměrů spotu o teplotě téměř 2600°C (dle Stefan-Boltzmannova zákona). Takže i difuzní odraz malé části výkonu laseru překračuje měřitelný rozsah detektorů kamery.

Laserový paprsek má však vlnovou délku $808 \pm 10 \text{ nm}$, zatímco pracovní oblast detektorů kamery je $7.5 - 13 \mu\text{m}$, takže nezasahuje do citlivé oblasti detektorů. Pokud by vlnová délka laserového paprsku spadala do pracovní oblasti IR kamery, bylo by nutné okolí této vlnové délky odfiltrovat, aby odražené záření neovlivňovalo měřený radiační tok a aby nemohlo dojít k poškození detektorů příliš

vysokým radiačním tokem (vysoký výkon laserového paprsku). Použití filtru by navíc znamenalo nutnost provedení kalibrace kamery s tímto filtrem při známých teplotách. S odraženou částí záření, jehož zdrojem je laser, by použitý filtr absorboval i přirozené záření vycházející z ohřátého povrchu v daných vlnových délkách (např. 750 až 850 nm) a tím ovlivňoval radiační tok dopadající na detektory v pracovní oblasti vlnových délek detektorů.

Případnému poškození detektorů po přímém odrazu paprsku od povrchu vzorku zabrání germaniová optika kamery (objektiv), protože germanium je nepropustné pro záření vlnové délky nižší než 1.8 μm .

Ovlivnění detektorů kamery odrazem záření laserového zdroje od povrchu vzorku lze vyloučit právě díky výrazně odlišným vlnovým délkám laserového paprsku a citlivé oblasti detektorů a díky germaniové optice kamery.

Odrazy okolí měřeného vzorku

Analyzovaný radiační tok dopadající na detektory kamery mohou ovlivňovat radiační zdroje v okolí nebo jiné objekty o vysoké teplotě. Jejich záření se může odrážet od povrchu a přispívat tak k radiačnímu toku, který je přisuzován měřenému objektu.

Jiné radiační zdroje se v okolí prováděného experimentu nevyskytují. Teplota předmětů v okolí měřeného vzorku se s výjimkou zahřátých diodových modulů v laserové hlavě pohybuje na pokojové teplotě. K přímému odrazu záření modulů od povrchu vzorku do kamery pak nemůže dojít díky snímání vzorku pod úhlem 45°. Osvětlení laboratoře je zajišťováno zářivkami, které ovlivňují měření jen minimálně. Oproti žárovkám mají větší podíl záření ve viditelném světle, oproti teplotám na povrchu vzorku okolo 1000°C je teplota mírně zahřáté zářivky zanedbatelná.

Vliv odrazů záření z okolí měřeného vzorku je zanedbatelný.

Absorpční atmosféra

Vytvoření atmosféry pohlcující záření nad místem, kam dopadá laserový paprsek, by mohlo ovlivnit množství radiačního záření dopadajícího na detektory kamery.

Optika na spodní straně laserové hlavy je ofukována proudem vzduchu, a to především z bezpečnostních důvodů, aby bylo zabráněno dopadu případných odletujících částic na optiku. Vzduch nad zpracovávaným místem se navíc neustále obměňuje díky odtahovému zařízení, které je k této technologii nainstalováno primárně pro odtah případných nebezpečných zplodin. V případě, že by se nad vzorkem vytvořily obláčky kouře, nečistot nebo jiných zplodin, odtahové zařízení by je rychle rozptýlilo.

Vliv absorpční atmosféry tak není nutné uvažovat.

6.3. Stanovení emisivit jednotlivých vygravírovaných polí

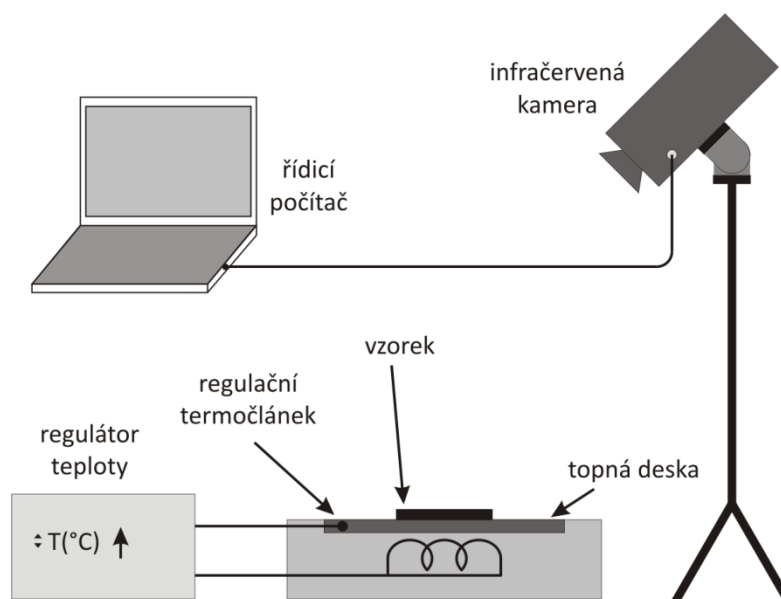
Velký vliv na maximální teploty dosažené v jednotlivých polích mají optické vlastnosti povrchu vzorku. Při působení laserového paprsku je to pohltivost, jež rozhoduje o podílu energie, který bude absorbován a který bude odražen. Při měření teplot jednotlivých polí je to emisivita, která udává schopnost povrchu vyzařovat energii a která se liší podle parametrů zvolených během procesu gravírování.

Emisivita všech vygravírovaných polí byla změřena za nízké a za vysoké teploty. Nízkých teplot povrchu vzorku je dosaženo při ohřevu vzorku na plošném tepelném zdroji (topná deska s regulovatelným elektrickým příkonem, maximální dosažitelná teplota 600°C). Vysokých teplot povrchu vzorku je dosaženo při kontinuálním ohřevu zadní strany tepelně izolovaného vzorku laserem (4kW laser, výkon 30, 35, 40 a 45 %).

6.3.1. Stanovení emisivity za nižší teploty

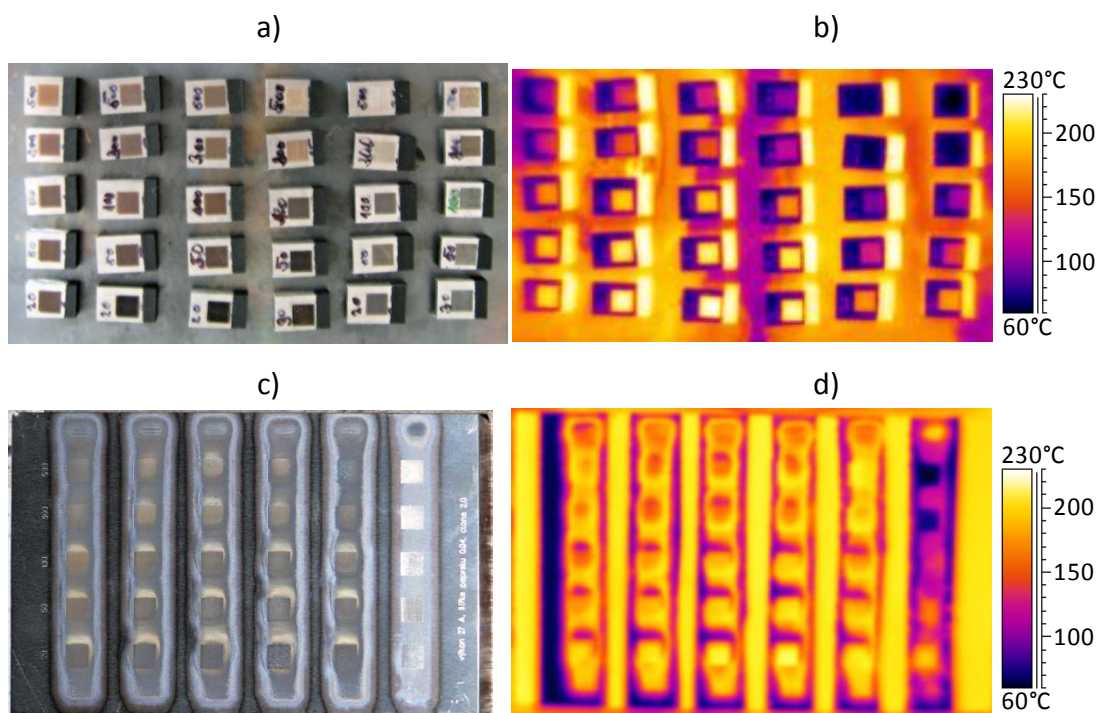
Emisivita jednotlivých vygravírovaných polí byla zjištěna za použití metody známé (konstantní) teploty, které je na povrchu vzorku dosaženo ohřevem na topné desce. Touto metodou byla zjištěna emisivita polí vzorku A (nekalený vzorek rozřezaný na jednotlivá pole, ohřev na topné desce na 250 a 400°C) a vzorku C (celý vzorek po laserovém kalení, ohřev na topné desce na 250°C).

Schéma měření povrchové emisivity je ukázáno na Obr. 6.4. Před ohřevem byl povrch vzorků v těsném okolí vygravírovaných polí nastříkán barvou (ThermaSpray 800 Black) o známé emisivitě $\varepsilon = 0.93$, viz Obr. 6.5 a). Poté byl vzorek umístěn na elektricky vyhřívanou desku a na regulátoru byla nastavena požadovaná teplota (u vzorku A postupně 250 a 400°C, u vzorku C 250°C). Povrch vzorku byl snímán infračervenou kamerou. Po ustálení teplot byl pořízen termogram pro vyhodnocení emisivity. Termogram vzorku A je ukázán na Obr. 6.5 b), termogram vzorku C na Obr. 6.5 d).



Obr. 6.4 Schéma měření povrchové emisivity vzorku na topné desce pomocí metody známé (konstantní) teploty.

Emisivity všech vygravírovaných polí byly určeny pomocí softwarové funkce *Emissivity calculation* zadáním známé teploty, která byla získána z nejbližšího povrchu s nanesenou barvou o známé emisivitě. Tento postup lze aplikovat za předpokladu stejné povrchové teploty nanesené barvy a povrchu vygravírovaného pole. Tato podmínka je splněna po teplotním ustálení vzorku.



Obr. 6.5 Fotografie povrchu: a) vzorku A rozřezaného na jednotlivá pole, c) vzorku C po laserovém kalení. Termogram po ustálení na topné desce o teplotě 250°C: b) vzorek A, d) vzorek C.

Termogramy na Obr. 6.5 jsou zobrazeny s nastavením emisivity $\varepsilon = 0.93$, tj. s hodnotou emisivity referenční barvy. Tyto termogramy dokazují různou zdánlivou teplotou, že každé vygravírované pole má rozdílnou emisivitu vysoce závislou na parametrech gravírování.

Výsledky stanovení emisivit jednotlivých polí jsou shrnuty v Tab. 6.2 až 6.4.

Tab. 6.2 Emisivity polí vzorku A, průměrná teplota povrchu vzorku 226°C.

f (kHz) →						
v (mm.s ⁻¹) ↓	2	5	7	15	30	80
500	0.31	0.43	0.40	0.28	0.13	0.13
300	0.40	0.50	0.49	0.34	0.13	0.13
100	0.65	0.75	0.77	0.65	0.25	0.35
50	0.81	0.86	0.90	0.86	0.39	0.48
20	0.85	0.93	0.98	0.95	0.66	0.73

Tab. 6.3 Emisivity polí vzorku A, průměrná teplota povrchu vzorku 358°C.

f (kHz) →	2	5	7	15	30	80
v (mm.s ⁻¹) ↓						
500	0.32	0.45	0.41	0.32	0.27	0.18
300	0.42	0.53	0.57	0.38	0.27	0.18
100	0.66	0.78	0.78	0.65	0.31	0.41
50	0.81	0.86	0.89	0.85	0.44	0.52
20	0.84	0.92	0.97	0.93	0.67	0.76

Tab. 6.4 Emisivity polí vzorku C, průměrná teplota povrchu vzorku 235°C.

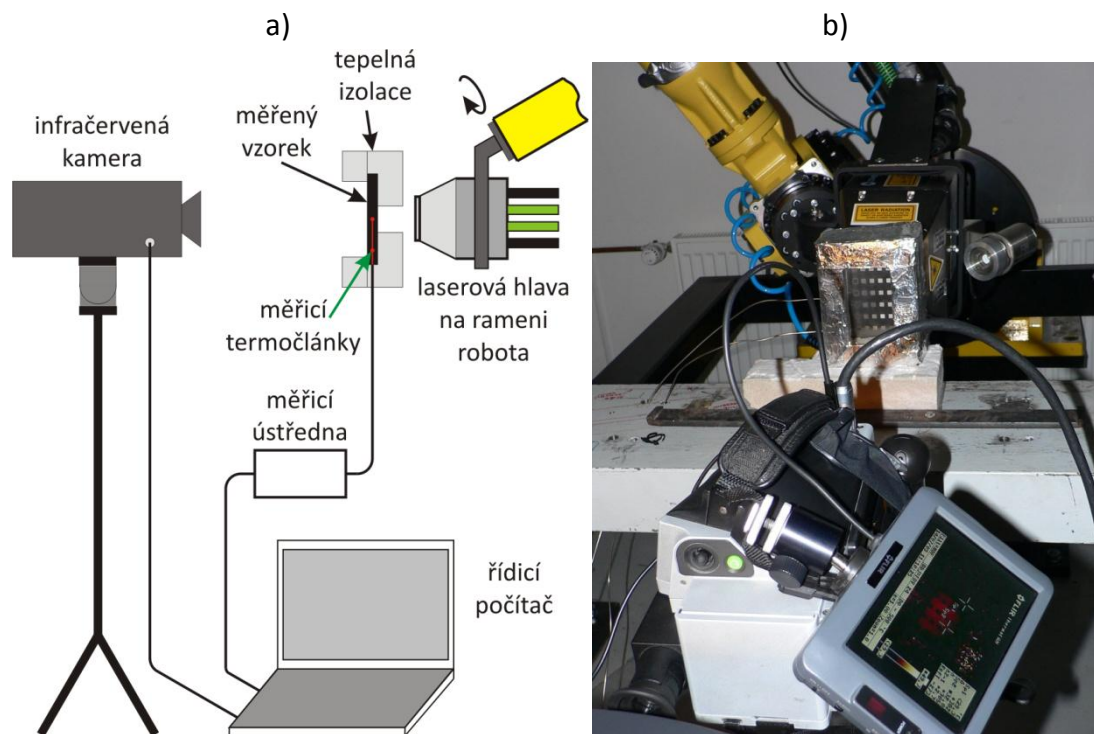
f (kHz) →	2	5	7	15	30	80
v (mm.s ⁻¹) ↓						
500	0.80	0.71	0.70	0.79	0.90	0.16
300	0.75	0.71	0.75	0.73	0.86	0.21
100	0.69	0.80	0.84	0.83	0.75	0.40
50	0.77	0.82	0.85	0.88	0.80	0.60
20	0.85	0.89	0.92	0.95	0.90	0.79

6.3.2. Stanovení emisivity za vyšší teploty

Emisivita jednotlivých vygravírovaných polí při vyšší teplotě byla zjištěna za použití metody známé (konstantní) teploty, které je na povrchu vzorku dosaženo kontinuálním ohřevem zadní stěny vzorku laserem. Touto metodou byla zjištěna emisivita polí vzorku B (celý nekalený vzorek, ohřev izolovaného vzorku laserem o výkonu 30, 35, 40 a 45 % maximální hodnoty).

Schéma a fotografie měření emisivity jsou ukázány na Obr. 6.6. Měřený vzorek je vsazen do izolačního obalu (viz Obr. 6.7 b) tak, že volně přístupná zůstává jen přední stěna s vygravírovanými poli, která je natočena ke kameře. V izolaci zadní stěny je uprostřed vytvořen otvor, jímž je vzorek kontinuálně ohříván laserovým paprskem.

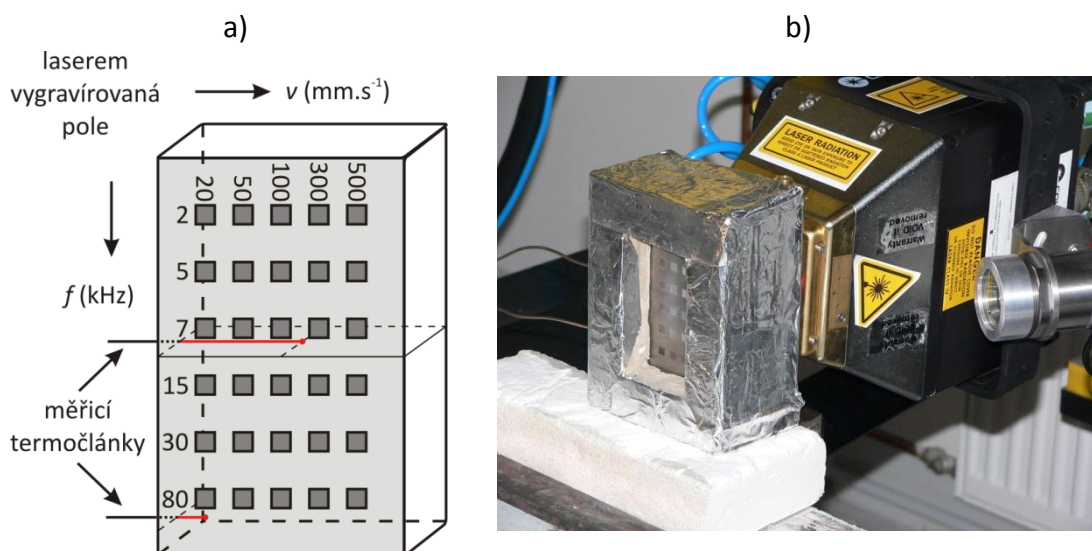
V termovizním softwaru je nastaven teplotní rozsah kamery 80 až 500°C, perioda snímání obrazu 5 s.



Obr. 6.6 Měření povrchové emisivity při laserovém ohřevu zadní stěny vzorku: a) schéma, b) fotografie.

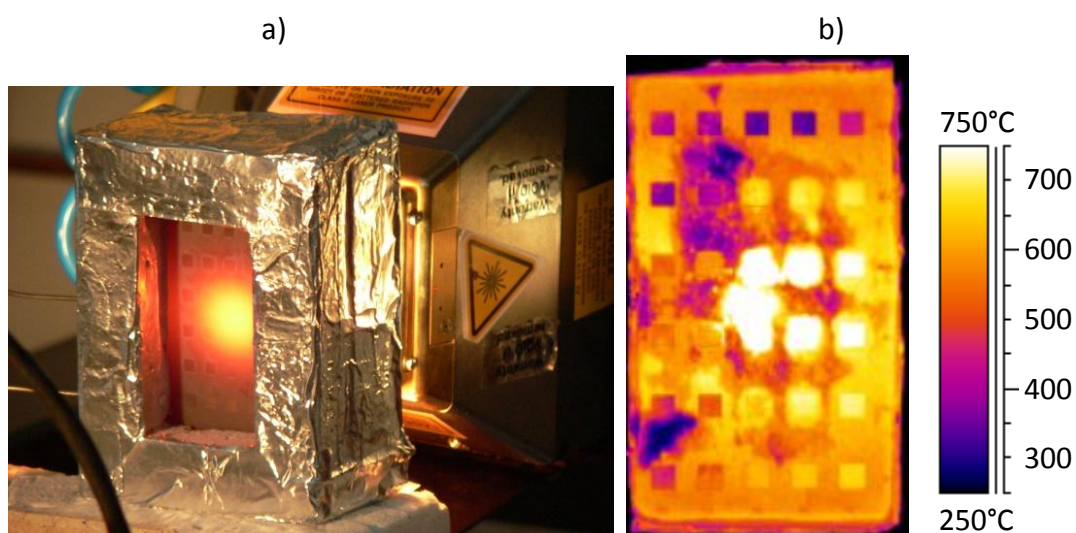
Kromě termovizního měření povrchové teploty přední stěny je měřena teplota uvnitř vzorku pomocí termočlánků. Použity byly 2 plášťované termočlánky typu K o průměru 2 mm, jejichž měřicí konce byly zasunuty do předem vyvrtaných otvorů. Měřicí místo termočlánku $TC_{\text{střed}}$ je uprostřed celého vzorku, tedy uprostřed čelní stěny 7.5 mm pod povrchem. Měřicí místo termočlánku TC_{kraj} je uprostřed tloušťky vzorku (tj. v hloubce 7.5 mm) a 5 mm pod středem pole vytvořeného parametry $f = 80 \text{ kHz}$ a $v = 20 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$, viz Obr. 6.7 a). Termočlánky byly zapojeny do měřicí ústředny Agilent a byla použita vzorkovací perioda záznamu teplot 5 s.

Při shodě teplot z těchto termočlánků lze považovat teplotu v celém vzorku za téměř homogenní. To z toho důvodu, že termočlánek $TC_{\text{střed}}$ se nachází přímo pod místem, kde je na zadní stěně vzorek ohříván, zatímco termočlánek TC_{kraj} se nachází na téměř úplném okraji vzorku, kde je během ohřevu teplota z celého vzorku minimální.



Obr. 6.7 a) Schéma umístění měřicích termočlánků $T_{střed}$ a T_{kraj} , b) fotografie tepelně izolovaného vzorku B.

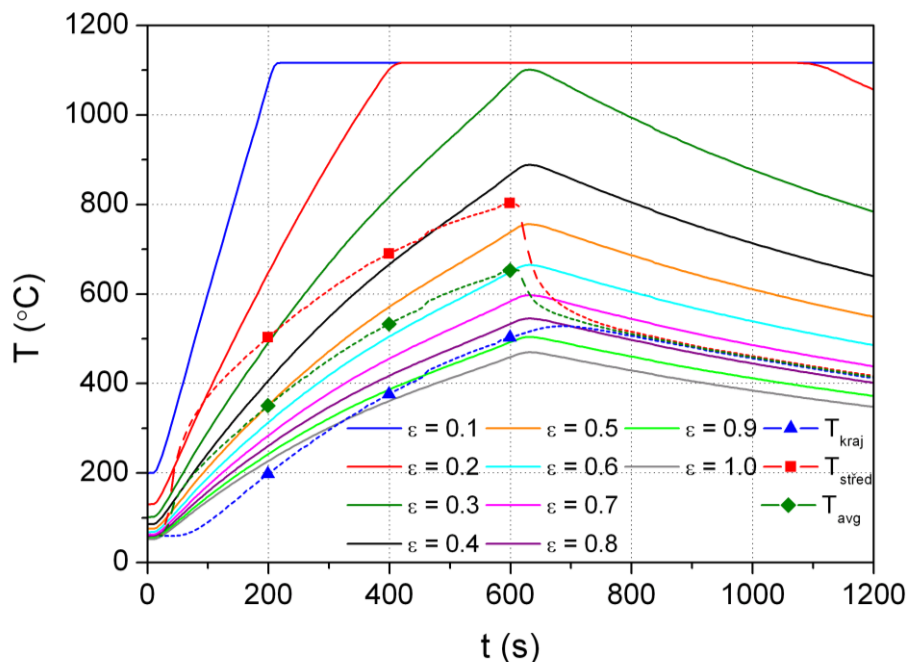
Měřený vzorek je ohříván laserovým paprskem pouze ve středu zadní stěny, takže teplotní pole vzorku je během ohřevu značně nehomogenní, viz Obr. 6.8. Po vypnutí laseru však dochází k postupnému vyrovnávání teplot, až dojde k téměř úplné homogenizaci v celém objemu vzorku. Od toho okamžiku je rozdíl mezi teplotou měřenou termočlánkem $T_{střed}$ a T_{kraj} minimální.



Obr. 6.8 Vzorek B během ohřevu zadní stěny laserem: a) fotografie, b) termogram.

Za předpokladu vysoké vodivosti materiálu tepelně izolovaného vzorku lze teploty měřené termočlánky $T_{střed}$ a T_{kraj} , jejichž hodnoty jsou po dostatečně dlouhém časovém intervalu po vypnutí laserového ohřevu téměř shodné, s dostatečnou přesností považovat i za povrchovou teplotu vzorku.

Při znalosti povrchové teploty lze poté porovnat časový průběh povrchové teploty vzorku (průměr hodnot $T_{střed}$ a T_{kraj}) s časovým průběhem teplot jednotlivých vygravírovaných polí, jimž byla v softwaru ThermaCAM Researcher postupně nastavována emisivita od 0.1 do 1 s krokem 0.1. Časový průběh teplot termočlánků a teplot vyhodnocených v termovizním softwaru s různou emisivitou je zobrazen na Obr. 6.9.



Obr. 6.9 Časový průběh teplot měřených termočlánky a teplot vyhodnocených s různou emisivitou pro pole vytvořené parametry $f = 30 \text{ kHz}$ a $v = 20 \text{ mm.s}^{-1}$ při výkonu 35 % maximálního výkonu laseru.

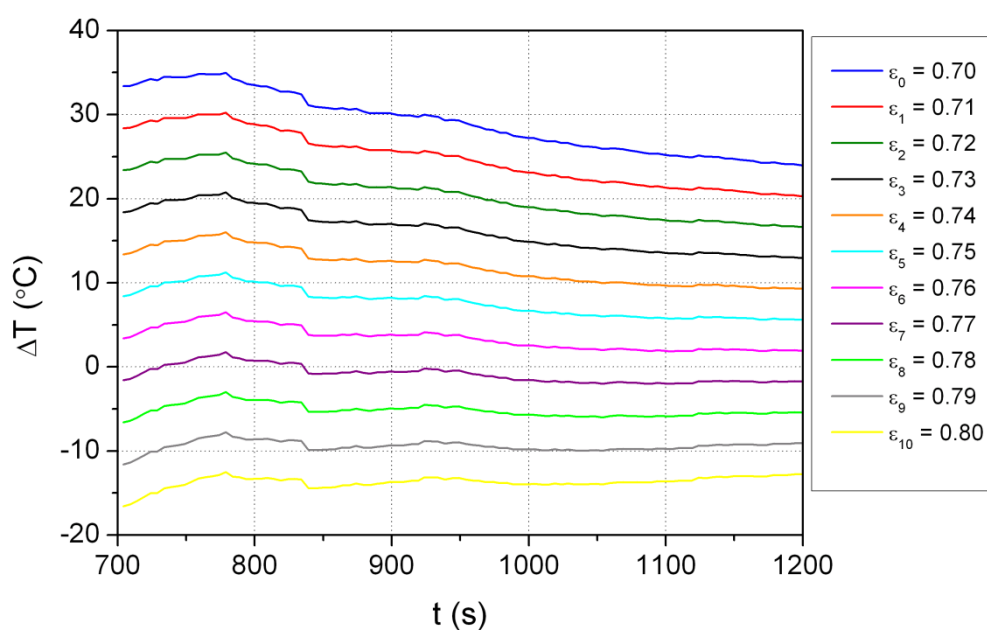
Časový průběh teploty $T_{střed}$ vykazuje rostoucí trend teploty během ohřevu trvajícího 600 s, po kterém následuje teplotní pokles. Podobný průběh má i křivka T_{kraj} s tím rozdílem, že začátek a konec ohřevu je zachycen s časovým odstupem odpovídajícím zpoždění změny teplot v důsledku větší vzdálenosti od místa

působení laserového paprsku. V čase $t = 730$ s je již rozdíl mezi teplotami $T_{střed}$ a T_{kraj} minimální ($< 20^\circ\text{C}$), v celém vzorku nastává teplotní rovnováha (teplota 533.5°C).

Křivky příslušející jednotlivým hodnotám emisivity poukazují na vysokou závislost měřené teploty na hodnotě emisivity zadané do vyhodnocovacího softwaru. Saturace teplot pro velmi nízké emisivity (0.1 a 0.2) na hodnotě cca 1100°C odpovídá maximální přípustné hodnotě teploty v analyzačním softwaru při použití teplotního rozsahu 80 až 500°C (při $\varepsilon = 1$) během měření IR kamerou.

Výsledná vyhodnocená emisivita má pak takovou hodnotu, jejíž časový průběh má nejlepší shodu s průměrnou teplotou termočlánků $T_{střed}$ a T_{kraj} po dosažení teplotní rovnováhy.

Na Obr. 6.10 je ukázán časový průběh rozdílu teploty příslušející emisivitám od $\varepsilon_0 = 0.70$ do $\varepsilon_{10} = 0.80$ a průměrnou hodnotou teplot $T_{střed}$ a T_{kraj} .



Obr. 6.10 Časový průběh rozdílu mezi teplotou získanou lineární aproximací nejlépe se shodujících vyhodnocených křivek a průměrnou hodnotou teplot $T_{střed}$ a T_{kraj} .

Teploty odpovídající jednotlivým emisivitám ε_0 až ε_{10} byly získány podle vztahu

$$\Delta T(\varepsilon_i, t) = T(\varepsilon_i, t) - \frac{T_{střed}(t) + T_{kraj}(t)}{2}, \quad (6.1)$$

kde teplota $T(\varepsilon_i, t)$ je lineární aproximací mezi dvěma nejlépe se shodujícími křivkami Obr. 6.9 (tj. pro emisivity od $\varepsilon_0 = 0.70$ do $\varepsilon_{10} = 0.80$)

$$T(\varepsilon_i, t) = T(\varepsilon_0, t) - i \cdot \frac{T(\varepsilon_0, t) - T(\varepsilon_{10}, t)}{10}, \quad (6.2)$$

přičemž i nabývá hodnot od 0 do 10.

Nejlepší shoda (nejmenší teplotní rozdíl v celém sledovaném časovém úseku) byla určována nejen vizuálně (na základě Obr. 6.10), ale i numericky. Za emisivitu s nejlepší shodou je považována taková hodnota, jejíž suma odchylek příslušných teplot ve sledovaném časovém úseku je minimální (uvažovány jsou absolutní hodnoty odchylek), viz vztah (6.3)

$$\sum_{t=700s}^{1200s} |\Delta T(\varepsilon_i, t)| = \min. \quad (6.3)$$

Nejlépe jak z vizuálního tak i z numerického porovnání vychází emisivita $\varepsilon_7 = 0.77$.

Tímto způsobem byly vyhodnoceny emisivity všech polí při výkonu 30, 35, 40 a 45 % maximální hodnoty výkonu laseru. Teplotní homogenita vzorku při jednotlivých použitých výkonech laseru nastává po uplynutí různých časových úseků od okamžiku ukončení ohřevu, a tedy i při různých teplotách.

Rovnovážený stav nastává za následujících teplot: 30 % výkonu $\rightarrow 323^\circ\text{C}$, 35 % $\rightarrow 534^\circ\text{C}$, 40 % $\rightarrow 683^\circ\text{C}$ a 45 % $\rightarrow 699^\circ\text{C}$. Při ohřevu s nejvyšším výkonem laserového paprsku došlo k natavení zadní stěny vzorku, tím ke zvýšení odrazivosti povrchu a snížení absorbované energie. Nárůst teploty tak oproti výkonu 40 % je již minimální (při výkonu 40 % maxima je $T_{střed_max} = 968^\circ\text{C}$, při výkonu 45 % je $T_{střed_max} = 1005^\circ\text{C}$).

Výsledky stanovení emisivit jednotlivých polí jsou shrnuty v Tab. 6.5 až 6.8.

Tab. 6.5 Emisivity jednotlivých polí vzorku při teplotě $T = 323^{\circ}\text{C}$; výkon laseru 30 %.

f (kHz) \rightarrow	2	5	7	15	30	80
v (mm.s ⁻¹) \downarrow						
500	0.27	0.28	0.35	0.35	0.19	0.14
300	0.27	0.33	0.37	0.39	0.27	0.14
100	0.40	0.51	0.58	0.58	0.47	0.16
50	0.55	0.62	0.66	0.77	0.50	0.18
20	0.68	0.78	0.80	0.79	0.70	0.24

Tab. 6.6 Emisivity jednotlivých polí vzorku při teplotě $T = 534^{\circ}\text{C}$; výkon laseru 35 %.

f (kHz) \rightarrow	2	5	7	15	30	80
v (mm.s ⁻¹) \downarrow						
500	0.34	0.37	0.49	0.47	0.28	0.20
300	0.34	0.41	0.47	0.45	0.31	0.19
100	0.48	0.57	0.68	0.79	0.54	0.20
50	0.60	0.70	0.86	0.90	0.59	0.23
20	0.74	0.87	0.95	0.90	0.77	0.30

Tab. 6.7 Emisivity jednotlivých polí vzorku při teplotě $T = 683^{\circ}\text{C}$; výkon laseru 40 %.

f (kHz) \rightarrow	2	5	7	15	30	80
v (mm.s ⁻¹) \downarrow						
500	0.60	0.56	0.59	0.56	0.36	0.43
300	0.75	0.59	0.68	0.60	0.41	0.39
100	0.91	0.79	0.93	0.92	0.87	0.33
50	0.93	0.94	0.92	0.94	0.91	0.35
20	0.97	0.97	0.96	0.96	0.95	0.57

Tab. 6.8 Emisivity jednotlivých polí vzorku při teplotě $T = 699^{\circ}\text{C}$; výkon laseru 45 %.

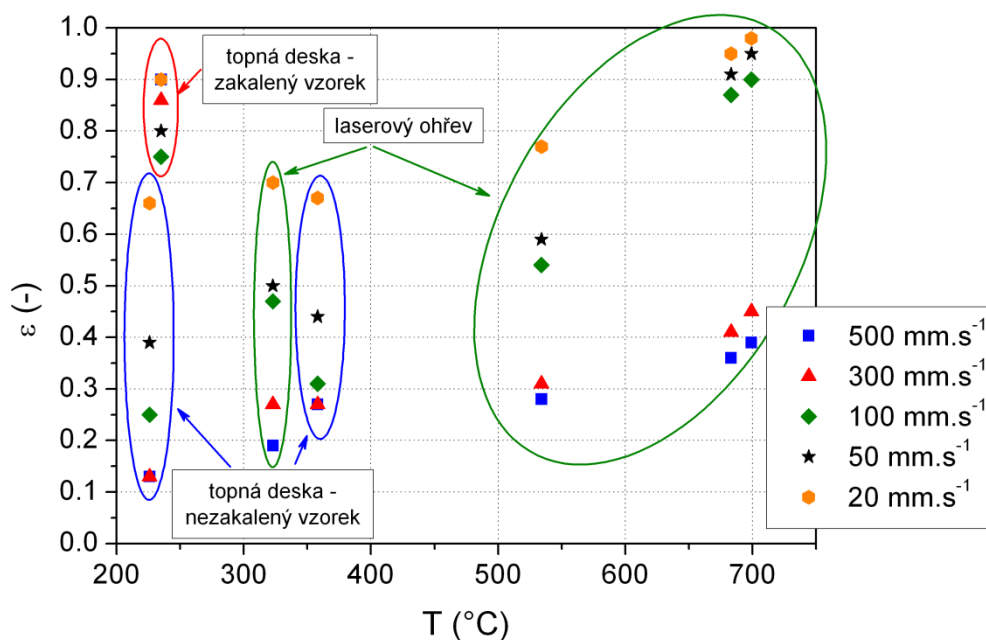
f (kHz) \rightarrow	2	5	7	15	30	80
v (mm.s ⁻¹) \downarrow						
500	0.65	0.58	0.63	0.59	0.39	0.50
300	0.79	0.63	0.86	0.78	0.45	0.41
100	0.94	0.84	0.97	0.96	0.90	0.35
50	0.97	0.96	0.97	0.98	0.95	0.38
20	0.99	0.99	0.99	0.99	0.98	0.62

6.3.3. Porovnání emisivit změřených za nižší a za vyšší teploty

Metodou známé teploty byly při ohřevu na topné desce změřeny emisivity všech polí při nižších teplotách (226, 235 a 358°C) a při ohřevu laserem při vyšších teplotách (323, 534, 683 a 699°C). Pro vzájemné porovnání emisivit je tak možné analyzovat teplotní závislost emisivit jednotlivých polí.

Porovnání emisivit všech polí by bylo nepřehledné a tak je ukázáno pouze pro vybranou frekvenci gravírovacího laseru $f = 30$ kHz. Pole vytvořená touto frekvencí byla zpracována během jednoho z přejezdů laserové hlavy při kalení a pro tuto vybranou oblast byly dále prováděny materiálové rozборы, měření tvrdosti a hloubky prokalení.

Závislost emisivit polí vyhodnocených při ohřevu vzorku na topné desce a při ohřevu laserem na teplotě je uvedena na Obr. 6.11.



Obr. 6.11 Emisivity polí vytvořených při $f = 30$ kHz získané při měření ohřevu vzorku na topné desce a při ohřevu laserem.

Z Obr. 6.11 je patrné, že shoda emisivit je poměrně dobrá. Emisivity změřené na nezakaleném vzorku (ať už při ohřevu na topné desce, nebo při ohřevu laserem)

vykazují trend zvyšující se hodnoty emisivity v závislosti na rostoucí teplotě nezávisle na způsobu ohřevu vzorku.

Emisivity jednotlivých polí zakaleného vzorku změřené při ohřevu na topné desce se však od emisivit změřených na nezakaleném vzorku výrazně liší. Tento rozdíl je způsoben tím, že během laserového kalení podstoupí všechna pole vzorku ohřev na vysoké teploty ($> 1000^{\circ}\text{C}$) a při takto vysokých teplotách dojde ke změně povrchu (oxidace) a tím i jeho optických vlastností. Při měření již zakaleného vzorku je tak měřen povrch jiných vlastností, a tudíž i naměřené hodnoty se musejí lišit.

6.3.4. Stanovení emisivity pro vyhodnocení laserového kalení

Pro vyhodnocení termovizního záznamu procesu laserového kalení vyvstává otázka, kterou sadu emisivit zvolit při vyhodnocení teploty během laserového kalení. Ideálním řešením by bylo vytvořit pro každé pole funkční předpis závislosti emisivity na teplotě a ten poté použít při vyhodnocení teploty během laserového kalení. Zadání teplotně závislé emisivity však analyzační software ThermaCAM Researcher neumožňuje.

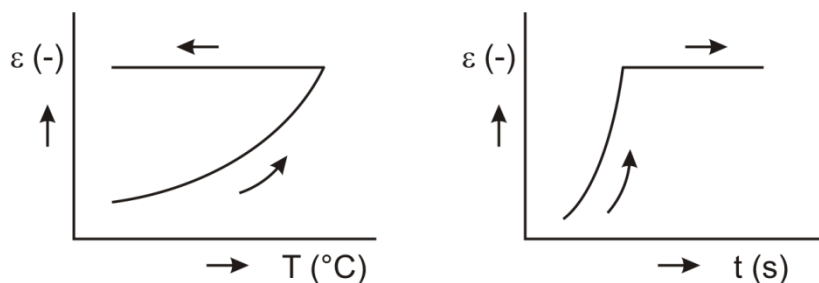
Při pokusu tento „nedostatek“ softwaru obejít, ať už mechanickým, nebo softwarovým vkládáním emisivity každému poli jednotlivých snímků v průběhu kalení, dojde k následujícímu problému zacyklení: každá úprava teploty na základě korekce emisivity změny ve svém důsledku i teplotně závislou emisivitu. Řešením tohoto problému by pak bylo provedení pouze určitého počtu cyklů nebo stanovení rozdílové podmínky ať už v hodnotách emisivity, nebo teploty, při jejímž splnění by došlo k ukončení cyklu a přechodu na následující pole, po vyhodnocení teplot všech polí vzorku pak na následující snímek sekvence.

Pro analýzu laserového kalení jednotlivých polí se jako nejvíce charakterizující zdá maximální teplota, které bylo v jednotlivých polích dosaženo. Maximální teplota má spojitost s tvrdostí a hloubkou prokalení (tloušťkou vytvrzeného materiálu) a tyto dvě materiálové analýzy byly prováděny po laserovém kalení. Z těchto důvodů by měla být zvolena taková hodnota emisivity, s jejíž pomocí lze co nejpřesněji stanovit maximální teplotu během kalení.

Časový průběh teploty kalení jednoho pole lze rozdělit do tří částí: (i) teplotní nárůst z pokojové teploty, (ii) krátká výdrž na maximální teplotě a (iii) samovolné ochlazování povrchu. První část, tedy teplotnímu nárůstu z pokojové teploty, by odpovídala teplotní závislost emisivity nezakaleného vzorku, tj. postupný nárůst emisivity s rostoucí teplotou. Třetí část, tj. samovolnému ochlazování povrchu, odpovídá emisivita zjištěná na vzorku C, který již podstoupil laserové kalení.

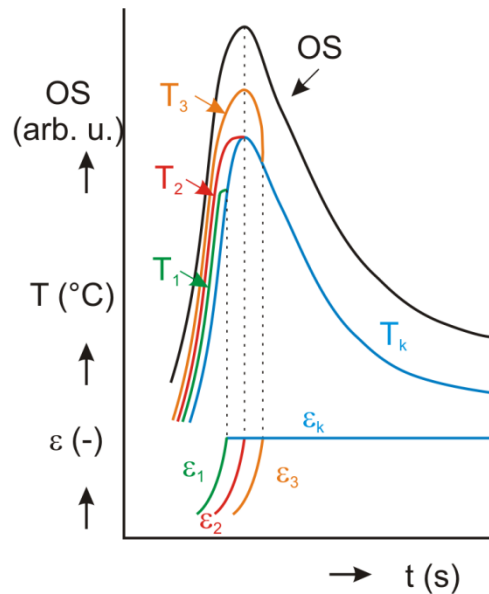
Otázkou však zůstává, jaká je emisivita během části (ii), tedy během výdrže na maximální teplotě. V úvahu přicházejí emisivity zjištěné na již zakaleném vzorku a emisivity zjištěné při ohřevu laserem za dosažení maximální teploty (téměř 700°C). Tyto dva z měřených stavů materiálu by měly být nejblíže stavu materiálu při probíhajícím laserovém kalení.

Během laserového kalení dochází ke změnám povrchových vlastností, kromě vytvrzení materiálu také k jeho povrchové oxidaci. Emisivita tak z hodnoty odpovídající nezakalenému povrchu postupně přechází v hodnotu odpovídající zakalenému povrchu a s touto hodnotou emisivity pak vzorek chladne, viz Obr. 6.12.



Obr. 6.12 Schéma teplotní a časové závislosti emisivity během laserového kalení.

Na Obr. 6.13 je ukázán možný průběh emisivit a teplot během laserového kalení. Výchozím bodem je signál detekovaný kamerou (OS – object signal), konstantní emisivita ε_k již zakaleného povrchu a jí příslušející časový průběh teploty T_k . Teoreticky může k dosažení maximální emisivity vlivem oxidace povrchu dojít ještě během teplotního nárůstu (křivka ε_1), během výdrže na maximální teplotě (ε_2) i během samovolného ochlazování povrchu (ε_3).



Obr. 6.13 Schematické znázornění možných časových průběhů emisivity a teplot.

Teplotně závislé emisivě ε_2 s rostoucím trendem a maximální hodnotou dosaženou při maximální hodnotě T_k odpovídá křivka teplot T_2 , která má během fáze (i) vyšší hodnoty teploty než T_k . K napojení na křivku T_k dochází při dosažení hodnoty emisivity ε_k , tedy při maximální teplotě. Emisivě ε_1 odpovídá křivka teplot T_1 , která má během části fáze (i) vyšší hodnoty než T_k . K napojení na křivku T_k dochází v okamžiku, kdy emisivita ε_1 dosahuje své maximální hodnoty, ε_k , tedy ještě během teplotního nárůstu. Oba tyto průběhy emisivity (ε_1 a ε_2) a jím příslušející průběhy teplot (T_1 a T_2) nemají vliv na hodnotu maximální teploty během laserového kalení, protože v čase maxima se již shodují emisivity, a tudíž i teploty.

Emisivě ε_3 , která maximální hodnoty ε_k dosahuje až během fáze (iii), přísluší křivka T_3 , která má vyšší hodnoty než T_k během fází (i) i (ii). K napojení na křivku T_k dochází až během fáze samovolného ochlazování povrchu – fáze (iii). Tento časový průběh emisivity má vliv na hodnotu maximální dosažené teploty během kalení (maximální hodnota T_3 je vyšší než maximální hodnota T_k).

Oxidace povrchu je natolik komplexní proces, že nelze jednoduše stanovit, kdy dojde k jeho zahájení i jeho konci. Oxidace povrchu závisí na druhu materiálu, na teplotě, na čase (době trvání), na okolním prostředí a dalších aspektech. Z těchto důvodů nelze stanovit, který časový průběh oxidace (tj. i emisivity) odpovídá realitě.

Z materiálových a optických analýz lze stanovit, že nedošlo k natavení povrchové vrstvy materiálu, lze tudíž odhadnout, jaká teplota nebyla překročena. Při použití emisivit vyhodnocených při měření nezakaleného materiálu na 700°C pro pole gravírované rychlostmi 300 a 500 mm.s⁻¹ (hodnoty emisivit $\varepsilon_{300} = 0.45$ a $\varepsilon_{500} = 0.39$) by bylo během kalení dosaženo maximálních teplot 2009 a 2036°C. Takové teploty jsou v rozporu s tím, že nedošlo k přetavení povrchu a během prodlevy na maximální teplotě musely být teploty nižší, tudíž emisivity vyšší.* Pro další analýzy je tak používána sada emisivit získaných při měření zakaleného vzorku.

Ačkoliv byla kamera při měření emisivity umístěna přímo proti vzorkům, lze předpokládat, že emisivita při úhlu 45°, pod kterým byl vzorek snímán při laserovém kalení, je stejná. Úhlová závislost emisivity se projevuje až při vyšších úhlech.

6.4. Analýza tepelných procesů v technologii

Infračervené obrazy laserového kalení byly zaznamenány a uloženy ve formě šesti sekvencí (šest přejezdů laserové hlavy) a jednoho samostatného IR obrazu vzorku pořízeného po laserovém kalení. Všechny sekvence a obrazy byly vyhodnoceny v softwaru ThermaCAM Researcher za využití emisivit vygravírovaných polí změřených na již zakaleném vzorku.

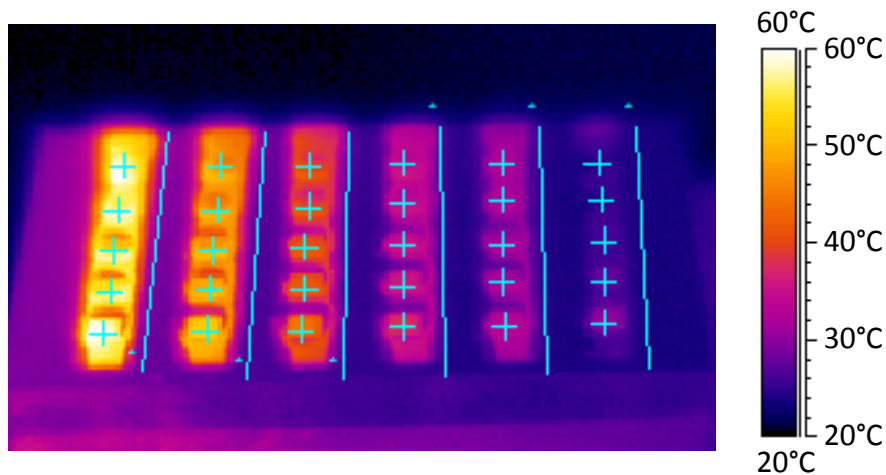
6.4.1. Zvolené analýzy termogramu

Procedura vyhodnocení začíná zpracováním samostatného obrazu, který byl pořízen s teplotním rozsahem vhodným pro pokojové teploty okamžitě po ukončení laserového kalení. Vzorek zůstal ohřátý, takže vygravírovaná pole s různou emisivitou a všechny detaily byly jasně zřetelné (Obr. 6.14).

V tomto obraze bylo mnohem jednodušší umístit jednotlivé analyzované body s příslušnými emisivitami na vybraná místa (do středu vygravírovaných polí)

* Při zadání vyšší emisivity měřeného povrchu v analyzačním softwaru při konstantním detekovaném signálu dojde ke snížení teploty a naopak, při snížení emisivity dojde ke zvýšení teploty (za běžné situace, kdy má měřený povrch vyšší teplotu než objekty v okolí, tj. převládá vlastní záření povrchu nad odraženým zářením).

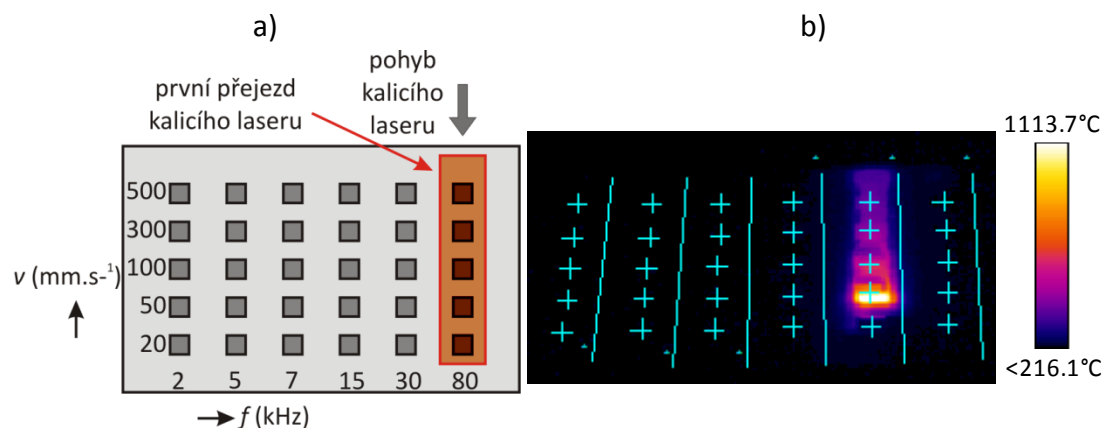
než v obraze laserového kalení s filtrem pro vysoké teploty. Pozice jednotlivých bodových analýz byly uloženy pro následné vyhodnocení procesu laserového kalení.



Obr. 6.14 Termogram vzorku pořízený infračervenou kamerou s filtrem vhodným pro pokojové teploty okamžitě po laserovém kalení.

6.4.2. Časový průběh teplot dosažených během laserového kalení

Laserové zpracování se skládá z šesti přejezdů procesní hlavy nad vzorkem C. První přejezd začíná na čtverci vytvořeném s nejvyšší frekvencí ($f = 80 \text{ kHz}$) a skenovací rychlostí ($v = 500 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$) a pokračuje čtverci vytvořenými nižšími skenovacími rychlostmi. Následují přejezdy procesní hlavy nad sloupci polí s nižšími opakovacími frekvencemi gravírování – viz Obr. 6.15.

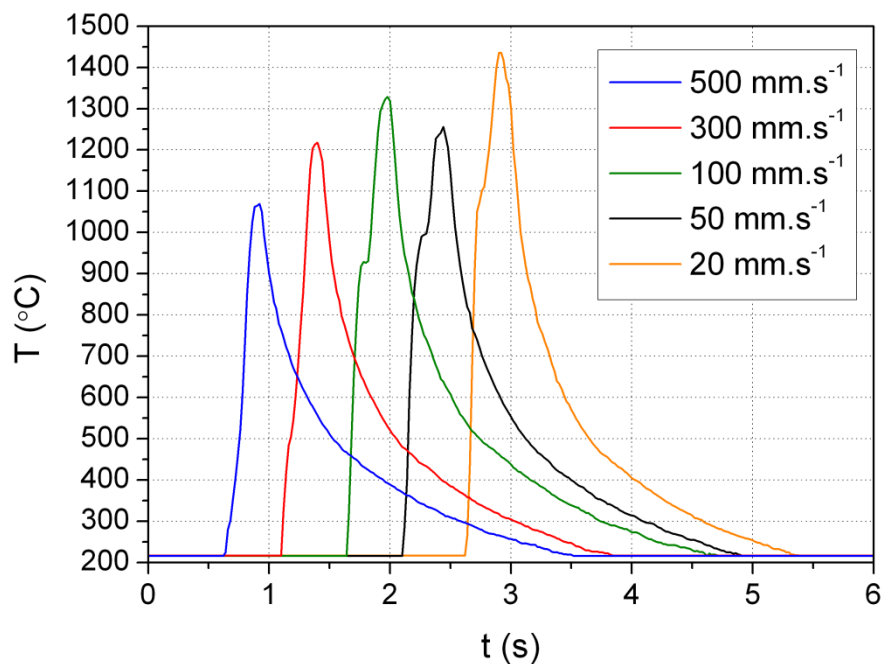


Obr. 6.15 a) Schéma pohybu kalicího laseru po povrchu vzorku, b) termogram vzorku během přejezdu kalicího laseru.

V termovizním softwaru bylo po načtení pozic bodových analýz spadajících do středu jednotlivých polí a zadání příslušných hodnot emisivit (viz Tab. 6.4) načteno šest sekvencí laserového kalení (Obr. 6.15 b). Každá sekvence (záznam přejezdu po jednom sloupci polí) byla vyhodnocena odděleně.

Časový průběh teplot v těchto analyzovaných bodech během druhého přejezdu kalicího laseru (sloupec polí s $f = 30$ kHz) je zobrazen na Obr. 6.16. Na něm je patrná časová posloupnost teplotních maxim analyzovaných bodů uprostřed každého vygravírovaného pole. Každá křivka časové závislosti začíná teplotním nárůstem, pokračuje krátce trvajícím teplotním maximem a pak následuje exponenciální pokles teploty.

Laserové kalení je zahájeno vždy až po ochlazení vzorku po předchozím zpracování. Minimální teplota měřitelná IR kamerou při rozsahu do vysokých teplot je 215°C , proto se na Obr. 6.16 jeví tato teplota jako výchozí před zpracováním vzorku.

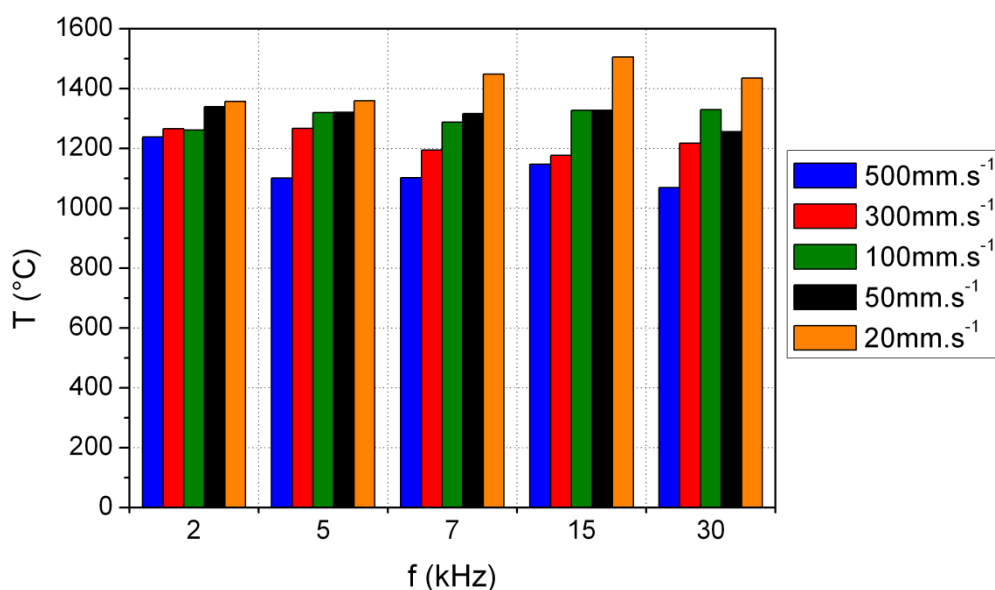


Obr. 6.16 Časový průběh teplot analyzovaných bodů během přejezdu kalicího laseru nad druhým sloupcem vygravírovaných polí ($f = 30$ kHz).

Z křivek na Obr. 6.16 by se mohlo zdát, že maximální hodnoty teploty stoupají s klesající emisivitou vygravírovaného pole ukázanou v Tab. 6.4. Maximální teplota závisí na množství absorbované energie vnesené do materiálu kalicím laserem, které není stejné pro všechna pole, protože pole mají různou pohltivost na vlnové délce kalicího laseru 808 nm. Tato pohltivost nemá žádnou přímou spojitost s emisivitou na oblasti infračervené kamery 7.5 – 13 μm .

6.4.3. Výsledné maximální teploty všech polí

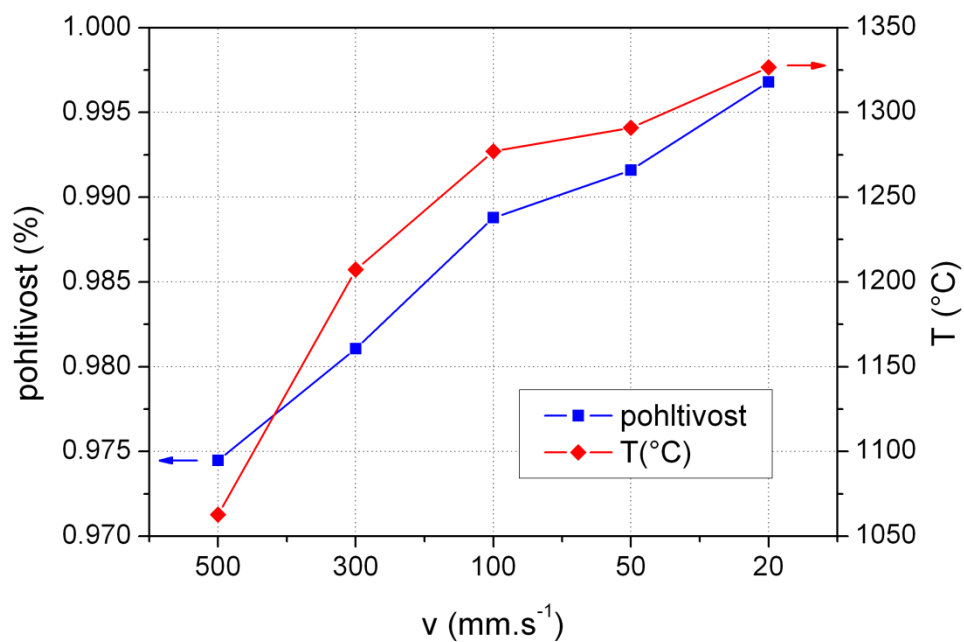
Maximální hodnoty všech teplotních průběhů jsou shrnuty na Obr. 6.17, s výjimkou sloupce polí ($f = 80 \text{ kHz}$) zpracovávaného s nižším výkonem kalicího laseru. Maximální teploty 1505°C bylo dosaženo na poli s parametry gravírovacího laseru $v = 20 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ a $f = 15 \text{ kHz}$ a nejnižší teploty 1070°C s parametry $v = 500 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ a $f = 30 \text{ kHz}$.



Obr. 6.17 Maximální teploty dosažené na vygravírovaných polích během působení kalicího laseru.

Z Obr. 6.17 je možné vidět, že maximálních teplot je dosaženo na polích, která byla vytvořena nejnižší skenovací rychlostí gravírovacího laseru $v = 20 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ a minimálních teplot na polích vytvořených skenovací rychlostí $v = 500 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$.

Na Obr. 6.18 je ukázána pohltivost povrchu polí pro vlnovou délku 808 nm a maximální dosažené teploty pro frekvenci gravírovacího laseru $f = 5$ kHz v závislosti na skenovací rychlosti. V tomto případě platí, čím vyšší je pohltivost daného pole, tím vyšší maximální teploty je dosaženo. Nebylo tomu tak u všech sloupců polí příslušejících jedné frekvenci gravírovacího laseru. Hodnoty pohltivosti jednotlivých polí jsou pouze orientační, protože při jejím měření nebyl zachycen celý radiční tok odražený od povrchu pole.



Obr. 6.18 Závislost pohltivosti povrchu polí na 808 nm a maximální dosažené teploty během kalení na skenovací rychlosti gravírovacího laseru při použití frekvence 5 kHz.

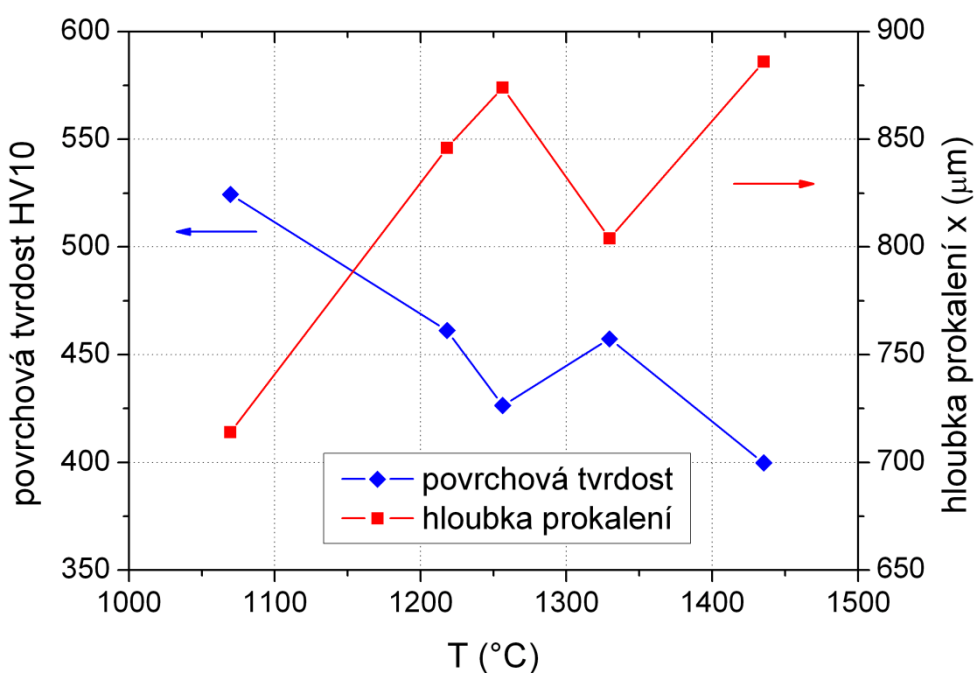
6.4.4. Analýza povrchové tvrdosti a hloubky prokalení

Vzorek C byl po experimentu rozřezán podle jednotlivých polí a analyzován na mikrotvrdoměru OmniMet (Buehler). Analyzována byla povrchová tvrdost HV10 a určována hloubka prokalení z profilu mikrotvrdosti HV0.3 v řezu.

Povrchová tvrdost byla určena průměrováním z pěti měření na různých místech zakaleného povrchu. Hloubka prokalení byla stanovena podle místa velké

změny tvrdosti v hloubkovém profilu a ověřena vizuálním měřením vzorku v řezu na digitálním mikroskopu KH-7700 (Hirox).

Na Obr. 6.19 je zobrazena naměřená povrchová tvrdost a hloubka prokalení v závislosti na maximální dosažené teplotě při laserovém kalení sloupce polí vytvořeného s $f = 30$ kHz.



Obr. 6.19 Závislost povrchové tvrdosti a hloubky prokalení na teplotě (sloupec polí s $f = 30$ kHz).

Hloubka prokalení koresponduje s dosaženou teplotou, vyšší teplota znamená větší hloubku tvrdého materiálu [82, 83]. Výsledky měření tvrdosti a hloubky prokalení vztažené na povrchovou teplotu změřenou termovizí během laserového kalení potvrzují závěry uvedené v [82, 83]. Výjimku tvoří jen teplota 1330°C (pole 100 mm.s⁻¹), kdy by měla být Vickersova tvrdost nižší a hloubka prokalení vyšší než v případě teploty 1256.3°C (pole 50 mm.s⁻¹), viz Obr. 6.19.

Vyšší povrchová tvrdost při nižší povrchové teplotě (Obr. 6.19) je způsobena větší ochlazovací rychlostí do objemového materiálu. Ochlazovací rychlost při vyšších povrchových teplotách je nižší, protože materiál má ve stejné hloubce vyšší

teplotu díky většímu množství absorbované energie laseru. Vyšší teplota v hloubce materiálu má za následek větší hloubku prokalení při vyšších povrchových teplotách.

6.5. Závěry a zobecnění

6.5.1. Shrnutí výsledků měření technologie laserového kalení

V této části práce byla ukázána možnost použití infračervené kamery k měření povrchových teplot v technologii laserového kalení kovového vzorku. V souvislosti s tím byla prováděna další měření a analýzy, které detailně hodnotí procesy během laserového kalení a stav povrchu materiálu vzorku před a po kalení.

Jako první bylo provedeno laserové gravírování (odebrání povrchové vrstvy materiálu) kovového vzorku s různými parametry laseru (opakovací frekvence pulzů f a skenovací rychlost v). Tím byla vytvořena matice polí s různými optickými vlastnostmi.

Za pomoci měření odrazivosti optickým FTIR spektrometrem byla stanovena pohltivost povrchu jednotlivých polí na vlnové délce kalicího vysoce výkonného laseru. Pohltivost udává podíl absorbované energie a je jedním z nejdůležitějších parametrů, které ovlivňují maximální dosaženou teplotu během laserového kalení.

Během procesu laserového kalení byla povrchová teplota měřena IR kamerou. Byl analyzován vliv radiačních procesů, které by mohly ovlivňovat měření. Před i po provedení kalení byla za pomoci metody známé teploty stanovena emisivita jednotlivých polí při různých teplotách povrchu vzorků. Na základě znalosti emisivity mohly být vyhodnoceny časové průběhy teplot na všech polích a porovnány maximální dosažené teploty odpovídající parametrům vygravírovaných polí. Maximálních povrchových teplot během laserového kalení bylo dosahováno na polích vytvořených při nejnižší skenovací rychlosti gravírovacího laseru ($20 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$), naopak nejnižších teplot při nejvyšší skenovací rychlosti gravírovacího laseru ($500 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$).

Následně bylo provedeno měření povrchové tvrdosti jednotlivých polí a byla stanovena hloubka prokalení, která byla určena z profilu mikrotvrdosti v řezu

vzorku. Hloubka prokalení byla také ověřena optickým mikroskopem. Pro detailní analýzu byl vybrán sloupec vytvořený gravírovacím laserem s opakovací frekvencí 30 kHz. Povrchová tvrdost a hloubka prokalení byly dány do souvislosti s maximální dosaženou teplotou a bylo prokázáno, že vyšší povrchová teplota dosažená během laserového kalení znamená větší hloubku tvrdého materiálu a nižší povrchovou tvrdost.

6.5.2. Zobecnění aplikace termografie v technologii laserového kalení

Na základě provedeného experimentu bezkontaktního měření teploty během laserového kalení a dalších analýz stavu povrchu vzorku lze provést následující zobecnění a doporučení.

Umístění kamery

Při volbě polohy kamery je potřeba vzít v úvahu procesy odrazu záření okolí od měřeného povrchu. Není vhodný kolmý pohled, zejména při měření lesklých povrchů, při kterém může být snímané teplotní pole negativně ovlivněno odrazem záření laserové hlavy, popř. termovizní kamery. Není vhodné ani snímání pod velkým úhlem od normály, protože se zvyšujícím se úhlem se projevuje úhlová závislost emisivity povrchu a zvýrazňuje se negativní vliv odrazů záření okolí.

S ohledem na požadavky vyhodnocení časového průběhu lze kameru při laserovém kalení (pohyb procesní hlavy nad zpracovávaným povrchem) a podobných experimentech umístit dvojím způsobem – stacionárně vzhledem ke vzorku nebo stacionárně vzhledem k laserovému paprsku.

V prvním případě (např. umístění na stativu) je získán statický obraz teplotního pole. Toto uspořádání je vhodné pro analýzu časového průběhu teploty pevných míst na vzorku, např. pro charakteristiku teploty v závislosti na různých parametrech povrchu nebo laserového zdroje.

V druhém případě (např. pevné uchycení na rameno robota) je získán dynamický obraz teplotního pole, který je vhodný pro kontinuální analýzu

laserového spotu, tj. kontrolu a řízení procesu laserového kalení. Bod či analyzovaná oblast vložená v IR obraze do místa laserového spotu zůstává po celou dobu procesu v místě laserového spotu (v místě s nejvyšší teplotou) a na základě vyhodnocené teploty lze provádět kontrolu kvality nebo řídit nastavení parametrů laserového zdroje, např. snižovat či zvyšovat výkon.

Zdroj záření

Při měření IR kamerou je potřeba brát v úvahu silné zdroje záření, obzvláště pak jedná-li se o lasery (velmi vysoká hustota energie). Nejen že takový zdroj ovlivňuje měření (záření zdroje odražené od povrchu měřeného objektu je nesprávně přisuzováno povrchu měřeného objektu), ale může dojít i k případnému poškození kamery. Vše závisí na vlnové délce zdroje záření a pracovní oblasti vlnových délek detektorů IR kamery.

Pokud vlnová délka zdroje záření nezasahuje do pracovní oblasti vlnových délek detektorů kamery, pak na toto záření detektory nereagují. Experiment tímto zdrojem není nijak ovlivněn a k poškození detektorů kamery by tedy mohlo dojít jen v případě přímého nasměrování záření zdroje na detektory (nasměrování laseru do kamery nebo přímý odraz laserového paprsku do objektivu kamery).

Pokud vlnová délka zdroje záření zasahuje do pracovní oblasti vlnových délek detektorů kamery, pak na toto záření detektory reagují. Experiment je tímto zdrojem přímo ovlivněn, protože i difuzně odražená část záření je detektory zaznamenána. Nebezpečí poškození detektorů hrozí v případě, že by se do objektivu kamery přímo odrazil laserový paprsek o vysokém výkonu nebo pokud by výkon laseru byl tak vysoký, že by i difuzně odražené záření mělo stále dostatečnou energii na poškození detektorů.

Pokud by záření zdroje pokrývalo celou pracovní oblast vlnových délek detektorů, nelze takový zdroj záření použít nebo musí být teplota měřena jiným způsobem (kontaktně nebo bezkontaktně, ale s užitím detektorů, které mají jiné pracovní oblasti vlnových délek).

V případě, že záření zdroje pokrývá jen část pracovní oblasti vlnových délek detektorů, musí být záření zdroje v této oblasti odfiltrováno. Zeslabení záření filtrem je však spojeno s nutností provedení teplotní kalibrace (s radiací zdroje je filtrem pohlcena nebo odražena i část přirozeného záření odpovídající měřené teplotě podle Planckova zákona).

Termogramy v rozsahu pokojových teplot

Těsně po provedení laserového kalení je vhodné udělat několik snímků s teplotním rozsahem kamery vhodným pro měření pokojových teplot. Tyto snímky usnadní umístění analyzovaných bodů a oblastí v termografickém softwaru na požadované místo.

Emisivita

Emisivita měřeného povrchu hraje zásadní roli pro přesné vyhodnocení povrchové teploty, její stanovení je proto klíčové. Emisivita by měla být zjišťována za přibližně stejných podmínek, jakých je poté při experimentu dosaženo (teplota povrchu, úhel, kvalita povrchu). Teplotní časovou závislost emisivity spojenou s procesy oxidace by bylo možné analyzovat pomocí zařízení vyvíjeném na našem pracovišti (ZČU) [95].

7. Závěr

Disertační práce se zabývá termovizním měřením ve výzkumu plazmových a laserových technologií. Jedná se o technologie vytváření tenkých titanových vrstev fyzikální depozicí (PVD) při vysokovýkonovém pulzním magnetronovém naprašování (HPPMS), svařování ocelového plechu a plechu z hliníkové slitiny modifikovanou metodou MIG – CMT a laserového kalení nástrojové korozivzdorné oceli, jejíž povrch byl upraven laserovým gravírováním.

Výsledkem práce je provedení experimentů v již zmiňovaných technologiích, vyhodnocení teplotních polí a rozbor probíhajících tepelných procesů. Důležitou částí práce, která podmiňuje korektní vyhodnocení snímků pořízených infračervenou kamerou, je podrobná analýza vlivu radiačních procesů a především detailní určení emisivity jednotlivých měřených povrchů. Nedílnou součástí provedených experimentů je i následné zobecnění možností aplikace termografie ve výzkumu řešených technologií.

Při měření teplotního pole terče během vysokovýkonového naprašování byly analyzovány radiační procesy ovlivňující měření, mezi něž patří vliv vyzařování a pohlcení záření plazmatem a argonovou atmosférou a vliv odrazů záření. Emisivita terče byla stanovena na základě známé teploty fázové přeměny titanu, která se v teplotním průběhu chladnutí terče projevila časovou prodlevou na konstantní teplotě. Díky měření propustnosti na FTIR spektrometru byl zohledněn vliv germaniového okna, skrze které bylo měření ve vakuové komoře prováděno. U chlazeného terče byl ukázán preferenční způsob výměny tepla vedením, u nechlazeného terče zářením, ke kterému se při vysokých teplotách, kdy dochází až k natavení povrchu terče, přidávají další procesy vedoucí ke zvýšení naprašovací rychlosti.

Při měření teplotního pole plechů během svařování modifikovanou MIG – CMT metodou byl analyzován vliv záření obloukového výboje. Problém snímání povrchu spojovaných plechů s nízkou emisivitou byl vyřešen nanesením vrstvy černé barvy s vysokou emisivitou. Neznámá teplotní a úhlová závislost emisivity použité barvy byla určena pomocí ohřevu na plošném tepelném zdroji. Na základě analýzy

mechanických zkoušek provedených spojů (měření profilu tvrdosti) byla stanovena šířka tepelně degradované oblasti. Využitím analýzy výsledků termovizního měření a porovnáním šířky degradované oblasti s maximálními teplotami dosaženými během procesu svařování byla stanovena minimální teplota, při které ještě dochází k degradaci v hliníkové slitině. Z měření teploty pod prováděným svarem a extrapolací maximálních teplot dosažených na horních stranách plechů byla odhadnuta teplota svaru.

Při měření teplotního pole vzorku podstupujícího laserové kalení byl analyzován vliv záření intenzivního zdroje záření – laseru. Výrazný vliv nejen na absorpci laserového paprsku kalicího laseru, ale i na vyzařování povrchu měla modifikace povrchu vzorku různými parametry laserového gravírování. Neznámá emisivita modifikovaného povrchu byla měřena při ohřevu na nízké a vysoké teploty za pomoci plošného tepelného zdroje a kontinuálního působení intenzivního laserového zdroje. Po provedených mechanických analýzách byly dány do souvislosti povrchová tvrdost, hloubka prokalení a maximální teplota dosažená během laserového kalení.

Disertační práce ukazuje na jedné straně možnosti, na druhé straně i omezení v použití termografie ve výzkumu laserových a plazmových technologií. Předpokládá se, že tyto možnosti se do budoucna zvětší, a to využitím kamer s vyšším rozlišením detektorů, vyšší vzorkovací frekvencí a dalšími inovovanými parametry a vyhodnocovacím softwarem. Tyto inovace termografické techniky umožní provádět detailnější analýzy teplotních polí a pracovat například s teplotní závislostí emisivity měřeného povrchu.

Druhým možným směrem, který může posunout možnosti termografie v plazmových a laserových technologiích, je detekce záření na kratších vlnových délkách (oblast okolo 1 μm a 3 až 5 μm). V této oblasti nehraje tak zásadní roli znalost emisivity, jejíž nesprávné použití neznamena chybu v desítkách procent, ale spíše v desítkách stupňů Celsia. Vysoká vzorkovací frekvence těchto krátkovlnných detektorů, které jsou ovšem většinou chlazeny, je také vhodná pro využití v metodách infračerveného nedestruktivního testování zpracovaných vzorků.

Shrnutí

Disertační práce je zaměřena na aplikaci infračervené termografie ve výzkumu plazmových a laserových technologií. Jejím výsledkem je metodika měření, vyhodnocení, analýza probíhajících tepelných procesů a zobecnění použití infračervené termografie ve vybraných technologiích. Jedná se o technologie vytváření tenkých titanových vrstev fyzikální depozicí při vysokovýkonovém pulzním magnetronovém naprašování, svařování ocelového plechu a plechu z hliníkové slitiny modifikovanou metodou MIG – CMT a laserového kalení nástrojové korozivzdorné oceli, jejíž povrch byl upraven laserovým gravírováním.

Přehled současného stavu problematiky shrnuje základní poznatky o vyzařování absolutně černého tělesa a optických vlastnostech, především o emisivitě a metodách jejího měření. Uveden je také princip infračervených kamer, popsáno je zpracování signálu a radiální procesy ovlivňující měření. Zmíněna je i nejistota měření IR kamerou. V závěru kapitoly je uveden současný stav bezkontaktního měření teplot ve zkoumaných technologiích, včetně jejich popisu.

Následující část shrnuje cíle disertační práce, kterými jsou návrh a realizace experimentů měření tepelných procesů ve zvolených technologiích za využití infračervené termografie, analýza vlivu procesů ovlivňujících měření a stanovení emisivity měřených povrchů, vyhodnocení zhotovených termogramů a analýza probíhajících tepelných procesů v měřených technologiích a zobecnění možností aplikace termografie ve výzkumu řešených technologií.

Výsledková část je uvedena v kapitolách 4 až 6, přičemž každé kapitole připadá jedna z měřených technologií. Je popsán princip analyzované technologie, specifikován měřený objekt a měřicí systém. Dále jsou analyzovány radiální procesy ovlivňující měření, mezi něž patří vlivy prostředí (vyzařování a absorpce záření okolím a objekty mezi kamerou a měřeným objektem, odraz záření od měřeného povrchu) a především optické vlastnosti povrchu měřeného objektu – emisivita. Následuje stanovení oblastí měřených infračervenou kamerou a rozbor probíhajících tepelných procesů, které jsou specifické pro jednotlivé technologie.

V závěru každé kapitoly je uvedeno zobecnění pro případná další měření uvedených technologií.

Práce byla řešena v rámci studijního programu Fyzika plazmatu a tenkých vrstev na Západočeské univerzitě v Plzni ve spolupráci Katedry fyziky Fakulty aplikovaných věd a odboru Termomechanika technologických procesů vysokoškolského ústavu Nové technologie – výzkumné centrum.

Résumé

PhD thesis is focused on application of infrared thermography in research of plasma and laser technologies. Its results are methodology of measurement, evaluation, analysis of ongoing thermal processes and generalization of infrared thermography use in selected technologies. It deals with technology of deposition of thin titanium films with physical deposition (PVD) by high power pulsed magnetron sputtering (HPPMS), welding of steel sheet with sheet of aluminum alloy with modified method MIG – CMT and laser hardening of tool stainless steel, with surface modified by laser engraving.

The review of present state of issues summarizes basics knowledge about absolute black body radiation and optical properties, primarily about emissivity and methods of its measurement. The principle of infrared cameras is introduced too, signal processing and radiation processes involving measurements are described. The uncertainty of IR camera measurement is mentioned. The state-of-the-art of noncontact temperature measurement in inspected technologies is introduced at the end of the chapter, including their description.

Further part summarizes objectives of PhD thesis, that are proposal and realization of experiments of thermal processes measurement in selected technologies with use of infrared thermography, analysis of influence of processes that affects the measurement and measured surface emissivity determination, evaluation of taken thermograms and analysis of ongoing thermal processes in measured technologies and generalization of thermography application possibilities in research of solved technologies.

The result part is stated in chapters 4 to 6, where to each chapter belongs one of measured technologies. The principle of analyzed technology is described, measured object and measuring system are specified. Further radiation processes involving measurement are analyzed, between them belongs influence of environment (emission and absorption of radiation by surroundings and objects between camera and measured object, reflection of radiation from measured surface) and primarily optical properties of measured object surface – emissivity. It

follows determination of areas measured with infrared camera and analysis of ongoing thermal processes that are specific for individual technologies. At the end of each chapter there is stated a generalization for possible another measurements of mentioned technologies.

Literatura

- [1] Astarita, T., Cardone, G., Carlomagno, G. M., Meola, C.: *A survey on infrared thermography for convective heat transfer measurements*, Optics & Laser Technology, Vol. 32, pp. 593–610, 2000.
- [2] Moore, P. O., Maldague, X. P. V. (eds.): *Nondestructive testing handbook, Volume 3: Infrared and thermal testing*, American Society for Nondestructive Testing, Columbus, 2001, 718 p., ISBN 1-57117-044-8.
- [3] Encyklopedie fyziky: *Přehled elektromagnetického záření*. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/527-prehled-elektromagnetickeho-zareni>, [cit. 5. 3. 2013].
- [4] Rogalski, A.: *Progress in focal plane array technologies*, Progress in Quantum Electronics, Vol. 36, pp. 342–473, 2012.
- [5] Holst, G. C.: *Common sense approach to thermal imaging*, JCD Publishing, Florida, 2000, 377 p., ISBN 0-8194-3722-0.
- [6] Infrared. Dostupné z: <http://www.scribd.com/doc/40166895/Infrared>, [cit. 10. 4. 2013].
- [7] Byrnes, J.: *Unexploded Ordnance Detection and Mitigation*, Springer, Švýcarsko, 2009, 330 p., ISBN 9781402092527.
- [8] Henderson, R.: *Wavelength Considerations*. Dostupné z: http://web.archive.org/web/20071020010900/http://info.tuwien.ac.at/iflt/safety/section1/1_1_1.htm, [cit. 15. 4. 2013].
- [9] Miller, J. L.: *Principles of Infrared Technology: A Practical Guide to the State of the Art*, Van Nostrand Reinhold, 1994, Cleveland, 592 p., ISBN 9780442012106.
- [10] Rogalski, A.: *History of infrared detectors*, Opto–Electronics Review, Vol. 20, No. 3, pp. 279–308, 2012.
- [11] Planck, M., Masius, M.: *The Theory of Heat Radiation*, The Maple Press – York PA (P. Blakiston’s Son & Co.), Philadelphia, 1914, 225 p.
- [12] Maldague, X. P. V.: *Theory and Practice of Infrared Technology for Nondestructive Testing*, A Wiley-Interscience Publication (John Wiley & Sons, Inc.), New York, 2001, 684 p., ISBN 0471181900.
- [13] Villaseñor-Mora, C., Sanchez-Marin, F. J., Garay-Sevilla, M. E.: *Contrast enhancement of mid and far infrared images of subcutaneous veins*, Infrared Physics & Technology, Vol. 51, pp. 221–228, 2008.

- [14] Sun Fact Sheet.
Dostupné z: <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/sunfact.html>, [cit. 20. 4. 2013].
- [15] Litoš, P.: *Termovize a infradetektory ve fyzice technologických procesů*, Diplomová práce, Západočeská univerzita v Plzni, 2002, 90 s.
- [16] Modest, M.: *Radiative Heat Transfer, 2nd Edition*, Academic Press, Boston, 2003, 860 p., ISBN 9780125031639.
- [17] Palmer, J. M.: *The Measurement of Transmission, Absorption, Emission and Reflection, in Handbook of Optics, 3rd Edition*, McGraw-Hill, New York, 2009, 1272 p., ISBN 978-0-07162927-0.
- [18] Litoš, P., Honner, M.: *Emisivita*, Výzkumná zpráva, Západočeská univerzita v Plzni, 2006, 86 s.
- [19] Albatici, R., Passerini, F., Tonelli, A. M., Gialanella, S.: *Assessment of the thermal emissivity value of building materials using an infrared thermovision technique emissometer*, Energy and Buildings, Vol. 66, pp. 33–40, 2013.
- [20] Litoš, P.: *Měření emisivity a teplotních polí ve fyzikálních technologiích*, Disertační práce, Západočeská univerzita v Plzni, 2006, 106 s.
- [21] Madding, R. P.: *Emissivity measurement and temperature correction accuracy considerations*, SPIE Conference on Thermosense XXI, Vol. 3700, Florida, pp. 393-401, 1999.
- [22] Líbal, J.: *Využití termovizní kamery pro měření teploty elektrických strojů*, Disertační práce, Vysoké učení technické v Brně, 2009, 67 s.
- [23] Transmittance of optical materials. Dostupné z: http://www.lot-qd.de/files/downloads/lightsources/eu/LQ_Transmittance_of_optical_mateials_eu.pdf, [cit. 25. 4. 2013].
- [24] Optical Materials. Dostupné z: <http://www.newport.com/Optical-Materials/144943/1033/content.aspx>, [cit. 1. 6. 2013].
- [25] Svoboda, J.: *Soudobá špičková termografická technika*, Automa, č. 01, 2003.
Dostupné z: http://www.odbornecasopisy.cz/index.php?id_document=28670
- [26] Rogalski, A.: *Infrared detectors: status and trends*, Progress in Quantum Electronics, Vol. 27, pp. 59–210, 2003.
- [27] Bhan, R. K., Saxena, R. S., Jalwania, C. R., Lomash, S. K.: *Uncooled Infrared Microbolometer Arrays and their Characterisation Techniques*, Defence Science Journal, Vol. 59, No. 6, pp. 580–589, 2009.
- [28] Valenta, P.: *Senzory pro bezdotykové měření povrchu těles*, Bakalářská práce, Univerzita Tomáše Bati ve Zlíně, 2009, 49 s.

- [29] Optotherm: *Microbolometers*. Dostupné z:
<http://www.optotherm.com/microbolometers.htm>, [cit. 10. 6. 2013].
- [30] Rogalski, A.: *Infrared Detectors for the Future*, Acta Physica Polonica, Optical and Acoustical Methods in Science and Technology, Vol. 116, No. 3, pp. 389–406, 2009.
- [31] Westervelt, R., Abarbanel, H., Garwin, R., Jeanloz, R., Kimble, J., Sullivan, J., Williams, E.: *Imaging Infrared Detectors II*, JASON & The MITRE Corporation, Virginia, 2000, 67 p., JSR 97-600.
- [32] Rogalski, A.: *Novel uncooled infrared detectors*, Opto-Electronics Review, Vol. 18, No. 4, pp. 478–492, 2010.
- [33] Meléndez, J., De Castro, A. J., Aranda, J. M., Lerma, A. M. López, F., Dupuy, J. L., Vachet, P., Marechal, J., Portier, D.: *Infrared measurements methods adapted to laboratory fires of wildland fuels*, Fire Star: a decision support system for fuel management and fire hazard reduction in Mediterranean wildland-urban interfaces, 2003, 47 p.
- [34] Davies, M. A., Ueda, T., M'Saoubi, R., Mullany, B., Cooke, A. L.: *On The Measurement of Temperature in Material Removal Processes*, CIRP Annals – Manufacturing Technology, Vol. 56, Iss. 2, pp. 581–604, 2007.
- [35] Honner, M.: *Infračervená kvantitativní termografie ve výzkumu fyzikálních technologií*, Habilitační práce, Západočeská univerzita v Plzni, 2006, 166 s.
- [36] Kato, M., Pugh, J. R., McGlinchey, D.: *The influence of windows on infra-red temperature measurements for solids' mass flow rate determination*, Flow Measurement and Instrumentation, Vol. 27, pp. 99–103, 2012.
- [37] Horny, N.: *FPA camera standardisation*, Infrared Physics & Technology, Vol. 44, pp. 109–119, 2003.
- [38] FLIR: *User's manual, ThermaCAMTM Researcher v. 2.9*, 2009, 114 p.
- [39] Herve, P., Cedelle, J., Negreanu, I.: *Infrared technique for simultaneous determination of temperature and emissivity*, Infrared Physics & Technology, Vol. 55, pp. 1–10, 2012.
- [40] Litoš, P., Honner, M.: *Faktory ovlivňující přesnost termografie*, Výzkumná zpráva, Západočeská univerzita v Plzni, 2006, 63 s.
- [41] Mattox, D. M.: *The foundations of vacuum coating technology*, Noyes Publications (William Andrew Publishing), New York, 2003, 66 p., ISBN 0-8155-1495-6.
- [42] Wehner, G. K.: *Sputtering by Ion Bombardment*, Advances in Electronics and Electron Physics, Vol. 7, pp. 239-298, 1955.

- [43] Bewilogua, K., Bräuer, G., Dietz, A., Gäbler, J., Goch, G., Karpuschewski, B., Szyszka, B.: *Surface technology for automotive engineering*, CIRP Annals – Manufacturing Technology, Vol. 58, pp. 608–627, 2009.
- [44] Kouznetsov, V., Macák, K., Schneider, J. M., Helmersson, U., Petrov, I.: *A novel pulsed magnetron sputter technique utilizing very high target power densities*, Surface and Coatings Technology, Vol. 122, pp. 290–293, 1999.
- [45] Sarakinos, K., Alami, J., Konstantinidis, S.: *High power pulsed magnetron sputtering: A review on scientific and engineering state of the art*, Surface & Coatings Technology, Vol. 204, pp. 1661–1684, 2010.
- [46] Lundin, D., Sarakinos, K.: *An introduction to thin film processing using high-power impulse magnetron sputtering*, Journal of Materials Research, Vol. 27, No. 5, pp. 780–792, 2012.
- [47] Behrisch, R., Eckstein, W.: *Sputtering yield increase with target temperature for Ag*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, Vol. 82, pp. 255–258, 1993.
- [48] Chau, R. Y., Ho, W.-S., Wolfe, J. C., Licon, D. L.: *Effect of target temperature on the reactive d.c.-sputtering of silicon and niobium oxides*, Thin Solid Films, Vol. 287, pp. 57–64, 1996.
- [49] Cyviene, J., Dudonis, J., Laurikaitis, M., Rakauskas, A., Milcius, D.: *Synthesis of ZrO_2/Y_2O_3 by combined arc and magnetron sputtering technique*, Surface and Coatings Technology, Vol. 180–181, pp. 53–58, 2004.
- [50] Ho, K. K., Mohanchandra, K. P., Carman, G. P.: *Examination of the sputtering profile of NiTi under target heating conditions*, Thin Solid Films, Vol. 413, pp. 1–7, 2002.
- [51] Shaginyan, L. R., Kim, Y. J., Han, J. G., Britun, N. V., Musil, J., Belousov, I. V.: *Novel model for film growth based on surface temperature developing during magnetron sputtering*, Surface & Coatings Technology, Vol. 202, pp. 486–493, 2007.
- [52] Diesselberg, M., Stock, H.-R., Cremer, R., Fuss, H.-G.: *Infrared thermography-assisted detection of surface alteration during plasma cleaning and implications on subsequently deposited magnetron sputtered films*, Surface & Coatings Technology, Vol. 200, pp. 1604–1608, 2005.
- [53] Mercks, D., Perry, F., Billard, A.: *Hot target sputtering: A new way for high-rate deposition of stoichiometric ceramic films*, Surface & Coatings Technology, Vol. 201, pp. 2276–2281, 2006.

- [54] Billard, A., Mercks, D., Perry, F., Frantz, C.: *Influence of the target temperature on a reactive sputtering process*, Surface & Coatings Technology, Vol. 116–119, pp. 721–726, 1999.
- [55] Laurikaitis, M., Cyviene, J., Dudonis, J.: *Deposition of Zr–ZrO_x and Y–Y_xO_y films by reactive magnetron sputtering*, Vacuum, Vol. 78, pp. 395–399, 2005.
- [56] Vlcek, J., Zustin, B., Rezek, J., Burcalova, K., Tesar, J.: *Pulsed Magnetron Sputtering of Metallic Films Using a Hot Target*, Proceedings of the 52nd Annual Technical Conference-Society of Vacuum Coaters, Santa Clara, pp. 219–223, 2009.
- [57] Ambrož, O., Kandus, B., Kubíček, J.: *Technologie svařování a zařízení, 1. vyd.*, Zeross, Ostrava, 2001, 395 s., ISBN 80-85771-81-0.
- [58] Koukal, J., Schwarz, D., Hajdík, J.: *Materiály a jejich svařitelnost, 1. vyd.*, Český svářečský ústav s.r.o., Ostrava, 2009, 340 s., ISBN 978-80-248-2025-5.
- [59] Moore, S., Conneely, A., Stenzel, E., Murphy, E.: *Investigation of the Application of Process Analytical Technology for a Laser Welding Process in Medical Device Manufacturing*, Physics Procedia, Vol. 12, pp. 656–665, 2011.
- [60] Speka, M., Mattei, S., Pilloz, M., Ilie, M.: *The infrared thermography control of the laser welding of amorphous polymers*, NDT&E International, Vol. 41, pp. 178–183, 2008.
- [61] Ilie, M., Kneip, J.-C., Mattei, S., Nichici, A., Roze, C., Girasole, T.: *Through-transmission laser welding of polymers – temperature field modeling and infrared investigation*, Infrared Physics & Technology, Vol. 51, pp. 73–79, 2007.
- [62] Azhikannickal, E., Bates, P. J., Zak, G.: *Thermal imaging technique to characterize laser light reflection from thermoplastics*, Optics & Laser Technology, Vol. 44, pp. 1456–1462, 2012.
- [63] Holm, H., Kjeldsen, H. C. E., Kristensen, J. K.: *A reference architecture for the design of an industrial temperature feedback welding control system*, Journal of Materials Processing Technology, Vol. 139, pp. 499–504, 2003.
- [64] Liang, G., Yuan, S.: *Study on the temperature measurement of AZ31B magnesium alloy in gas tungsten arc welding*, Materials Letters, Vol. 62, pp. 2282–2284, 2008.
- [65] Traidia, A., Roger, F., Guyot, E., Schroeder, J., Lubineau, G.: *Hybrid 2D–3D modelling of GTA welding with filler wire addition*, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 55, pp. 3946–3963, 2012.
- [66] Boo, K. S., Cho, H. S.: *A self-organizing fuzzy control of weld pool size in GMA welding processes*, Control Engineering Practice, Vol. 2, Iss. 6, pp. 1007–1018, 1994.

- [67] Kwak, Y. M., Doumanidis, Ch. C.: *Geometry Regulation of Material Deposition in Near-Net Shape Manufacturing by Thermally Scanned Welding*, Journal of Manufacturing Processes, Vol. 4, Iss. 1, pp. 28–41, 2002.
- [68] Fan, H., Ravala, N. K., Wikle, H. C., Chin, B. A.: *Low-cost infrared sensing system for monitoring the welding process in the presence of plate inclination angle*, Journal of Materials Processing Technology, Vol. 140, pp. 668–675, 2003.
- [69] Sreedhar, U., Krishnamurthy, C. V., Balasubramaniam, K., Raghupathy, V. D., Ravisankar, S.: *Automatic defect identification using thermal image analysis for online weld quality monitoring*, Journal of Materials Processing Technology, Vol. 212, pp. 1557–1566, 2012.
- [70] Vilaca, P., Quintino, L., dos Santos, J. F.: *iSTIR-Analytical thermal model for friction stir welding*, Journal of Materials Processing Technology, Vol. 169, pp. 452–465, 2005.
- [71] Amancio-Filho, S. T., Sheikhi, S., dos Santos, J. F., Bolfarini, C.: *Preliminary study on the microstructure and mechanical properties of dissimilar friction stir welds in aircraft aluminium alloys 2024-T351 and 6056-T4*, Journal of Materials Processing Technology, Vol. 206, pp. 132–142, 2008.
- [72] Mattei, S., Grevey, D., Mathieu, A., Kirschner, L.: *Using infrared thermography in order to compare laser and hybrid (laser+MIG) welding processes*, Optics & LaserTechnology, Vol. 41, pp. 665–670, 2009.
- [73] Birdeanu, A.-V., Ciuca, C., Puicea, A.: *Pulsed LASER-(micro)TIG hybrid welding: Process characteristics*, Journal of Materials Processing Technology, Vol. 212, pp. 890–902, 2012.
- [74] Zeng, Z., Li, X., Miao, Y., Wu, G., Zhao, Z.: *Numerical and experiment analysis of residual stress on magnesium alloy and steel butt joint by hybrid laser-TIG welding*, Computational Materials Science, Vol. 50, Iss. 5, pp. 1763–1769, 2011.
- [75] Huang, R.-S., Liu, L.-M., Song, G.: *Infrared temperature measurement and interference analysis of magnesium alloys in hybrid laser-TIG welding process*, Materials Science and Engineering A, Vol. 447, pp. 239–243, 2007.
- [76] Brüggemann, G., Mahrle, A., Benziger, Th.: *Comparison of experimental determined and numerical simulated temperature fields for quality assurance at laser beam welding of steels and aluminium alloyings*, NDT&E International, Vol. 33, pp. 453–463, 2000.
- [77] Mathieu, A., Mattei, S., Deschamps, A., Martin, B., Grevey, D.: *Temperature control in laser brazing of a steel/aluminium assembly using thermographic measurements*, NDT&E International, Vol. 39, pp. 272–276, 2006.

- [78] Zhang, H. T., Feng, J. C., He, P., Hackl, H.: *Interfacial microstructure and mechanical properties of aluminium-zinc-coated steel joints made by a modified metal inert gas welding–brazing process*, Materials Characterization, Vol. 58, pp. 588–592, 2007.
- [79] Santhanakrishnan, S., Dahotre, N. B.: *Laser Surface Hardening*, ASM Handbook, Vol. 4A: Steel Heat Treating Fundamentals and Processes, 2013, 26 p.
- [80] Kennedy, E., Byrne, G., Collins, D. N.: *A review of the use of high power diode lasers in surface hardening*, Journal of Materials Processing Technology, Vol. 155–156, pp. 1855–1860, 2004.
- [81] Liu, A.: *Study of the Back tempering Phenomenon in Laser Hardening of Large Surface*, Ph.D. in Manufacturing and Production Systems, Politecnico Milano, 2001, 248 p.
- [82] Grum, J., Kek, T.: *The influence of different conditions of laser-beam interaction in laser surface hardening of steels*, Thin Solid Films, Vol. 453–454, pp. 94–99, 2004.
- [83] Kovalenko, V. S.: *Ways to Intensify Laser Hardening Technology*, CIRP Annals – Manufacturing Technology, Vol. 47, Iss. 1, pp. 133–136, 1998.
- [84] Patwa, R., Shin, Y. C.: *Predictive modeling of laser hardening of AISI5150H steels*, International Journal of Machine Tools & Manufacture, Vol. 47, pp. 307–320, 2007.
- [85] Skvarenina, S., Shin, Y. C.: *Predictive modeling and experimental results for laser hardening of AISI 1536 steel with complex geometric features by a high power diode laser*, Surface & Coatings Technology, Vol. 201, pp. 2256–2269, 2006.
- [86] Fortunato, A., Ascari, A., Orazi, L., Campana, G., Cuccolini, G.: *Numerical evaluation of the reflectivity coefficient in laser surface hardening simulation*, Surface & Coatings Technology, Vol. 206, pp. 3179–3185, 2012.
- [87] Hildebrandt, D., Naujoks, D., Sünder, D.: *Surface temperature measurements of carbon materials in fusion devices*, Journal of Nuclear Materials, Vol. 337–339, pp. 1064–1068, 2005.
- [88] Nayak, S., Wang, H., Kenik, E. A., Anderson, I. M., Dahotre, N. B.: *Observation of exothermic reaction during laser-assisted iron oxide coating on aluminum alloy*, Materials Science and Engineering A, Vol. 390, pp. 404–413, 2005.
- [89] Kneip, J. C., Martin, B., Loreda, A., Mattei, S., Grevey D.: *Heat transfer in semi-transparent materials during laser interaction*, Journal of Materials Processing Technology, Vol. 155–156, pp. 1805–1809, 2004.

- [90] Kudlacek, P., Vlcek, J., Burcalova, K., Lukas, J.: *Highly ionized fluxes of sputtered titanium atoms in high-power pulsed magnetron discharges*, Plasma Sources Science and Technology, Vol. 17, No. 2, pp. 250–259, 2008.
- [91] Zuštin, B.: *Vysokovýkonová pulzní magnetronová depozice vrstev*, Disertační práce, Západočeská univerzita v Plzni, 2011, 85 s.
- [92] NIST Atomic Spectra Database Lines Form.
Dostupné z: http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html, [cit. 8. 10. 2013].
- [93] Baker, H.: *Introduction to Alloy Phase Diagrams*, ASM Handbook, Vol. 3: Alloy Phase Diagrams, 1999, 29 p.
- [94] Franc, A.: *Metalurgicko-technologické aspekty spojování hliníkových slitin s ocelí*, Disertační práce, Západočeská univerzita v Plzni, 2014, 159 s.
- [95] Vacíková, P.: *Měření spektrální emisivity vysokoteplotních povlaků*, Disertační práce, Západočeská univerzita v Plzni, 2013, 154 s.
- [96] FLIR Systems: *ThermaCAM™ SC2000 Operator's Manual*, 2000, 82 p.
- [97] FLIR Systems: *User's manual – FLIR A320, FLIR A325*, 2008, 179 p.

Publikace autora

Články v recenzovaných a impaktovaných časopisech

- [I] Semmar, N., Tebib, M., Tesar, J., et al.: *Direct observation of phase transitions by time-resolved pyro/reflectometry of KrF laser-irradiated metal oxides and metals*, Applied Surface Science, Vol. 255, No. 10, pp. 5549–5552, 2009, ISSN 0169-4332.
- [II] Tesař, J., Martan, J., Rezek, J.: *On surface temperatures during high power pulsed magnetron sputtering using a hot target*, Surface and Coatings Technology, Vol. 206, pp. 1155–1159, 2011, ISSN 0257-8972.
- [III] Tesar, J., Vacikova, P., Soukup, O., Houdkova, S.: *Infrared camera analysis of laser hardening* (Article ID 593893), Advances in Optical Technologies (Hindawi Publishing Corporation), Vol. 2012, 2012, 6 p., ISSN 1687–6407.

Příspěvky na konferencích

- [IV] Tesar, J., Semmar, N.: *Thermal Effusivity of Metallic Thin Films: Comparison between 1D Multilayer Analytical Model and 2D Numerical Model Using COMSOL*, COMSOL Conference Grenoble 2007, Grenoble, pp. 608–614, 2007, ISBN 978-0-9766792-5-7.
- [V] Švantner, M., Soukup, O., Tesař, J., Němeček, S., Baroch, T.: *Laser drilling utilization for the hole-drilling residual stress measurement method*, Experimental Stress Analysis 2007, Plzeň (Západočeská univerzita v Plzni), 2007, 6 s., ISBN 978-80-7043-552-6.
- [VI] Tesař, J., Semmar, N.: *Tepelné vlastnosti kovových tenkých vrstev: porovnání numerického 2D modelu (COMSOL) a analytického 1D modelu (MATLAB)*, Technical Computing Prague 2007, Praha, 2007, 8 s., ISBN 978-80-7080-658-6.
- [VII] Honner, M., Tesař, J.: *Termovizní měření v technologiích vytváření povlaků a tenkých vrstev*, Sborník VII. ročníku konference Vrstvy a povlaky 2008, Trenčín, 2008, ISBN 978-80-969310-7-1.
- [VIII] Honner, M., Tesař, J., Vacíková, P.: *Termovizní měření v technologiích žárových nástřiků*, Sborník VII. ročníku konference Vrstvy a povlaky 2008, Trenčín, s. 46–51, 2008, ISBN 978-80-969310-7-1.
- [IX] Tesař, J., Kuneš, J.: *Stanovení poměrné plošné drsnosti povrchu*, Technical Computing Prague 2008, Praha, 2008, 7 s., ISBN 978-80-7080-692-0.
- [X] Vlcek, J., Zustin, B., Rezek, J., Burcalova, K. and Tesar, J.: *Pulsed Magnetron Sputtering of Metallic Films Using a Hot Target*, Proceedings of the 52nd Annual Technical Conference-Society of Vacuum Coaters, Santa Clara (USA), pp. 219–223, 2009, ISSN 0737-5921.

- [XI] Tesar, J., Semmar, N.: *Thermal Effusivity of Metallic Thin Films: Comparison between 1D Multilayer Analytical Model and 2D Numerical Model Using COMSOL*, Proceedings of the 5th European Thermal-Sciences Conference, Eindhoven, 2008, 7 s., ISBN 978-90-386-1274-4.
- [XII] Tesař, J., Martan, J., Honner, M.: *Termovizní měření v PVD technologiích*, Sborník VIII. ročníku konference Vrstvy a povlaky 2009, Trenčín, s. 113–116, 2009, ISBN 978-80-969310-9-5.
- [XIII] Vavrinsky, E., Prušáková, L., Tesař, J., Šutta, P., Tvarožek, V., Benko, P.: *Resistivity measurement and conductivity type determination for semiconducting materials using a four-point probe*, APCOM 2011 – Applied Physics of Condensed Matter, Nový Smokovec (Slovakia), s. 220–223, 2011, ISBN 978-80-554-0386-1.
- [XIV] Tesar, J., Vacikova, P., Soukup, O.: *Infrared camera analysis of laser hardening*, AITA 2011 - Advanced Infrared Technology and Applications, L'Aquila (Italy), 2011, 4 s.
- [XV] Franc, A., Tesař, J.: *The influence of thermal load on properties of heterogeneous joints between steel and aluminium alloy*, METAL 2012, Brno, 2012, 6 s., ISBN 978-80-87294-29-1.

Výzkumné zprávy

- [XVI] Švantner, M., Tesař, J., Honner, M.: *Metody testování solárních článků a panelů*, Výzkumná zpráva NTC 04 - 09/07, ZČU v Plzni, 2009, 17 s.
- [XVII] Soukup, O., Tesař, J.: *Laserové kalení – trn frézovací Nk340412*, Výzkumná zpráva NTC 04 - 10/03, ZČU v Plzni, 2010, 35 s.
- [XVIII] Honner, M., Tesař, J., Vacíková, P., Kňourek, J.: *Měření tepelného odporu karosérií - přípravné práce*, Výzkumná zpráva NTC 04 -10/04, ZČU v Plzni, 2010, 19 s.
- [XIX] Tesař, J., Honner, M.: *Příklad vyhodnocení celkového prostupu tepla autem*, Výzkumná zpráva NTC 04 -10/08, ZČU v Plzni, 2010, 10 s.
- [XX] Honner, M., Vacíková, P., Tesař, J.: *Přehled realizovaných metod ohřevu vzorků*, Výzkumná zpráva NTC 04 -10/09, ZČU v Plzni, 2010, 11 s.
- [XXI] Tesař, J., Honner, M.: *Metodika měření tepelného odporu konstrukce vozu*, Výzkumná zpráva NTC 04 -10/14, ZČU v Plzni, 2010, 35 s.
- [XXII] Tesař, J., Honner, M.: *Měření tepelného odporu konstrukce vozu ŠKODA Superb*, Výzkumná zpráva NTC 04 -10/15, ZČU v Plzni, 2010, 41 s.
- [XXIII] Švantner, M., Tesař, J.: *Test tepelné box-bariéry pro měření průběžné pece v ArcelorMittal Ostrava*, Výzkumná zpráva NTC 04 -10/19, ZČU v Plzni, 2010, 20 s.
- [XXIV] Švantner, M., Tesař, J.: *Test tepelné box-bariéry pro měření průběžné pece v ArcelorMittal Ostrava*, Výzkumná zpráva NTC 04 -10/20, ZČU v Plzni,

2010, 47 s.

- [XXV] Švantner, M., Tesař, J.: *Měření průběžné krokové pece v ArcelorMittal Ostrava (Středojemná válcovna)*, Výzkumná zpráva NTC 04 -10/24, ZČU v Plzni, 2010, 53 s.
- [XXVI] Tesař, J., Honner, M.: *Měření tepelného odporu konstrukce vozu ŠKODA Fabia*, Výzkumná zpráva NTC 04 -11/11, ZČU v Plzni, 2011, 93 s.
- [XXVII] Tesař, J., Honner, M.: *Měření tepelného odporu konstrukce vozu ŠKODA Roomster*, Výzkumná zpráva NTC 04 -11/12, ZČU v Plzni, 2011, 99 s.
- [XXVIII] Lang, V., Tesař, J., Šroub, J.: *Stanovení teplot ve vakuovém tunelu při vyvažování rotorů před a po rekonstrukci tunelu*, Výzkumná zpráva NTC pro ŠKODA POWER a.s., ZČU v Plzni, 2010, 12 s.
- [XXIX] Tesař, J., Honner, M.: *Měření tepelného odporu konstrukce vozu SK461 ŠKODA Superb*, Výzkumná zpráva NTC-VYZ-12-005, ZČU v Plzni, 2012, 95 s.
- [XXX] Tesař, J., Honner, M.: *Měření tepelného odporu konstrukce vozu SK462 ŠKODA Superb Combi*, Výzkumná zpráva NTC-VYZ-12-006, ZČU v Plzni, 2012, 100 s.
- [XXXI] Tesař, J.: *Porovnání výsledků měření tepelných odporů na vozech ŠKODA*, Výzkumná zpráva NTC-VYZ-12-007, ZČU v Plzni, 2012, 15 s.
- [XXXII] Tesař, J.: *Termovizní měření indukčního pájení*, Technická zpráva NTC-VYZ-12-037, ZČU v Plzni, 2012, 30 s.
- [XXXIII] Tesař, J., Honner, M.: *Měření tepelného odporu vozů ŠKODA - Porovnání výsledků měření tepelných odporů na vozech ŠKODA*, Technická zpráva NTC-VYZ-12-047, ZČU v Plzni, 2012, 7 s.
- [XXXIV] Tesař, J., Honner, M.: *Radiační tepelný zdroj při měření vozů SK461 a SK462 - průchod záření skrze skla*, Technická zpráva NTC-VYZ-12-048, ZČU v Plzni, 2012, 6 s.
- [XXXV] Veselý, Z., Švantner, M., Tesař, J.: *Solar string tester - postup a výsledky měření V-A a termovizní charakteristiky solárních stringů*, Technická zpráva NTC-VYZ-12-050, ZČU v Plzni, 2012, 42 s.
- [XXXVI] Tesař, J., Lang, V.: *Měření teplotní odezvy termočlánků*, Technická zpráva NTC-VYZ-12-056, ZČU v Plzni, 2012, 21 s.
- [XXXVII] Tesař, J., Lang, V.: *Kalibrace PP sond - Měření povrchových teplot pomocí plošných nalepovacích RTD čidel*, Technická zpráva NTC-VYZ-12-074, ZČU v Plzni, 2012, 22 s.
- [XXXVIII] Tesař, J., Honner, M.: *Vliv přesnosti měření povrchových teplot PP sondy na stanovení součinitelů alfa*, Technická zpráva NTC-VYZ-13-020, ZČU v Plzni, 2013, 10 s.
- [XXXIX] Tesař, J., Honner, M.: *Měření tepelného odporu konstrukce vozu SK352 ŠKODA Octavia Combi*, Technická zpráva NTC-VYZ-13-045, ZČU v Plzni, 2013, 117 s.

- [XL] Tesař, J., Honner, M.: *Návrh metodiky vyhodnocení lokálních prostupů tepla různými částmi vozu*, Technická zpráva NTC-VYZ-13-072, ZČU v Plzni, 2013, 19 s.

Výsledky aplikovaného výzkumu

- [XLI] Honner, M., Soukup, O., Tesař, J.: *Funkční vzorek robotizovaného systému pro vysokoteplotní testování povlaků*, NTC-FV-07-09, ZČU v Plzni, 2009.
- [XLII] Lang, V., Šroub, J., Tesař, J.: *Funkční vzorek systému s tepelnou box-bariérou pro bezkontaktní měření teploty ve vakuu*, NTC-FV-05-09, ZČU v Plzni, 2009.
- [XLIII] Tesař, J., Švantner, M.: *Adam4018.2g 2009 - Software pro měření teplot a napětí pomocí modulů Advantech-ADAM*, NTC-SW-08-09, ZČU v Plzni, 2009.
- [XLIV] Tesař, J., Vacíková, P.: *EmisCalc - Software pro automatický výpočet emisivity ze známé teploty vzorku*, NTC-SW-10-10, ZČU v Plzni, 2010, 14 s.
- [XLV] Švantner, M., Tesař, J.: *Adam4019.2010 - software pro měření teplot a elektrických napětí pomocí modulu Advantech ADAM 4019*, NTC-SW-12-10, ZČU v Plzni, 2010, 19 s.
- [XLVI] Vacíková, P., Honner, M., Soukup, O., Tesař, J.: *Funkční vzorek robotizovaného systému pro měření úhlových závislostí emisivity povrchu materiálu*, NTC-FV-05-10, ZČU v Plzni, 2010.
- [XLVII] Tesař, J., Honner, M.: *Funkční vzorek HŽ1 - Zařízení pro homogenní radiční ohřev tvarově složitěho vnitřního prostoru*, NTC-FV-11-11, ZČU v Plzni, 2011.
- [XLVIII] Švantner, M., Kras, P., Veselý, Z., Tesař, J.: *Funkční vzorek - Solar-String Tester. Zařízení pro diagnostiku solárních stringů*, NTC-FVZ-12-001, ZČU v Plzni, 2012.
- [XLIX] Honner, M., Martan, J., Kučera, M., Klepáček, J., Tesař, J.: *Prototyp laserového technologického systému pro svařování plastového krytu centrálního ovládání automobilového zámku pro díly ZVD Deckel ZV Gehäuse a EKT*, NTC-PRT-12-001, ZČU v Plzni, 2012.
- [L] Klepáček, J., Tesař, J., Honner, M., Martan, J., Kučera, M., Lang, V.: *Prototyp svařovací přitlačné masky pro klíč s dálkovým ovládáním bez spodního kontejneru*, NTC-PRT-12-008, ZČU v Plzni, 2012.
- [LI] Klepáček, J., Tesař, J., Honner, M., Martan, J., Kučera, M., Lang, V.: *Prototyp svařovací přitlačné masky pro klíč s dálkovým ovládáním včetně spodního kontejneru*, NTC-PRT-12-007, ZČU v Plzni, 2012.

Příloha 1 – Použitá termografická technika

Kamera FLIR ThermaCAM SC2000

Termovizní kamera ThermaCAM SC2000 (Obr. P.1) je mobilní infračervená kamera, kterou je možné použít jak pro terénní, tak i pro velmi přesná laboratorní měření. K exteriérovým měřením je vybavena úchytem na ruku a popruhem kolem krku, pro laboratorní měření úchytem umožňujícím připevnění na stativ. Teplotní pole snímá nechlazeným mikrobolometrickým FPA detektorem na vlnových délkách 7.5 až 13 μm s rozlišením 320 x 240 pixelů a maximální frekvencí až 50 Hz. Maximální teplota měřeného objektu může být až 2000°C. Možnosti použití kamery je možné rozšířit nasazením mikroobjektivu pro snímání velmi malých předmětů nebo širokouhlého objektivu pro snímání velkých předmětů. Získaný obraz lze stejně jako teploty vložených analyzovaných oblastí přímo sledovat v hledáčku nebo na LCD displeji, který lze připevnit do úchyty na horní straně kamery. Připojit lze i monitor do S-video výstupu. Zapojením mikrofonu lze ke snímkům připojit i hlasový komentář. Snímaný obraz lze po jednotlivých snímcích nebo jako sekvenci ukládat na vyjímatelnou paměťovou kartu nebo data posílat přímo do měřicího počítače. Z měřicího počítače je kamera plně ovladatelná. V terénních podmínkách se používají nabíjecí baterie s výdrží až dvou hodin nepřetržitého provozu. Technické parametry kamery jsou uvedeny v Tab. P.1 [96].



Obr. P.1 Infračervená kamera FLIR ThermaCAM SC2000) [96].

Kamera FLIR ThermoVision A320

Termovizní kamera ThermoVision A320 (Obr. P.2) je stacionární průmyslová automatická infračervená kamera. Dopadající infračervené záření snímá pomocí nechlazeného mikrobolometrického FPA detektoru na vlnových délkách 7.5 až 13 μm s rozlišením 320 x 240 pixelů a maximální frekvencí až 30 Hz. Maximální měřená teplota může dosahovat až do 1200°C. Pro datovou komunikaci je kamera vybavena LAN rozhraním a on-line obraz lze zobrazit pomocí kompozitního video výstupu. Snímaný obraz lze automaticky zaostřit a ukládat do řídicího počítače po jednotlivých snímcích nebo jako sekvenci snímků. Z měřicího počítače je kamera plně ovladatelná, ovládat ji (spouštět a vypínat záznam termogramů) lze i digitálními vstupy (napětovými alarmy), například z manipulačního zařízení. Kameru lze snadno začlenit do výrobní linky pro kontrolu a řízení procesů či do monitorovacího systému. Technické parametry kamery jsou uvedeny v Tab. P.1 [97].



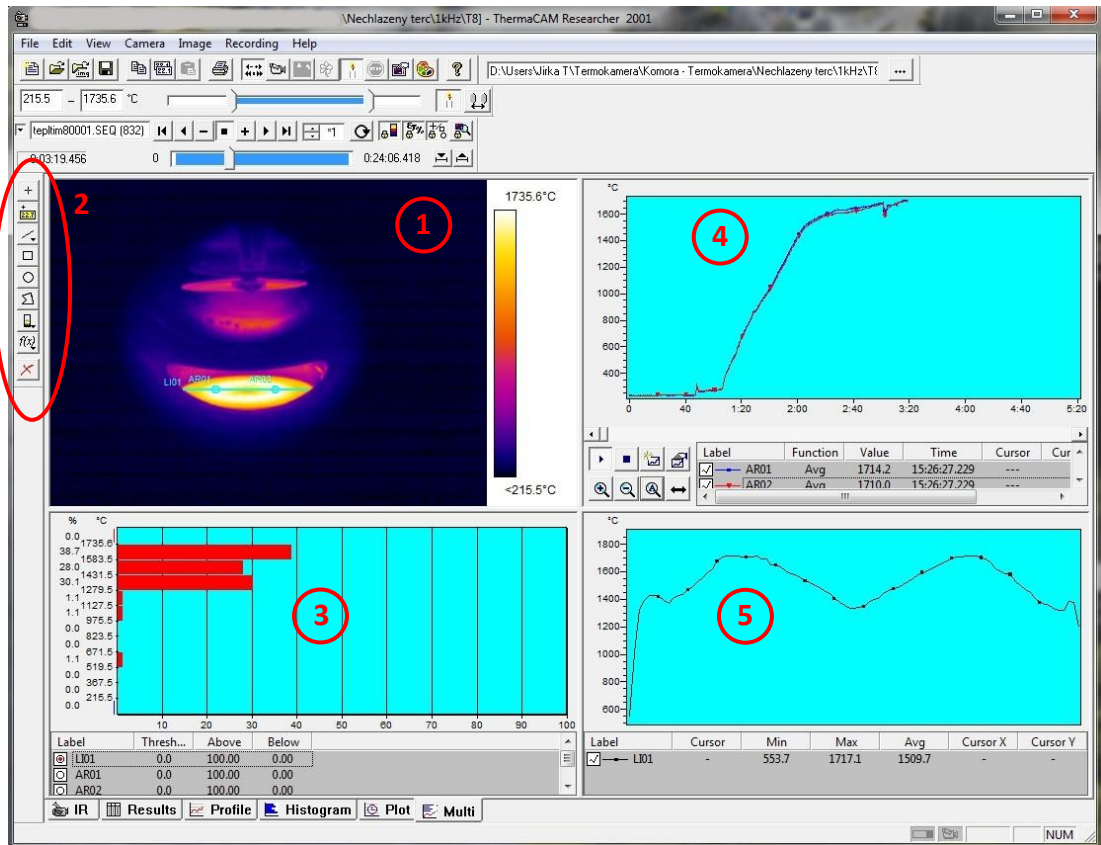
Obr. P.2 Infračervená kamera FLIR ThermoVision A320 [97].

Software ThermaCAM Researcher

K ovládání kamery a vyhodnocování termogramů prostřednictvím počítače slouží program ThermaCAM™ Researcher (FLIR), který je z důvodu konektivity kamer využíván ve verzích 2001 (pro kameru SC2000) a Professional 2.9 (pro kameru A320). Obě verze softwaru jsou z uživatelského (funkčního) hlediska identické [38].

Software umožňuje pořizovat termovizní snímky, jejich sekvence a provádět vyhodnocení teplot a jejich časových průběhů prostřednictvím vložení bodových, čárových a plošných (kruhových, obdélníkových, nepravidelných) oblastí.

a)



b)

c)

Obr. P.3 Prostředí softwaru ThermoCAM Researcher: a) uživatelské prostředí, b) okno pro zadání parametrů měření a měřeného objektu ovlivňujících jeho výslednou teplotu, c) výpočet emisivity ze známé teploty objektu pomocí funkce *Emissivity calculation*.

Na Obr. P.3 je ukázáno uživatelské prostředí, kde je zobrazen termogram (1) se zvolenou stupnicí (různě barevné palety) s již vloženými analyzovanými oblastmi prostřednictvím panelu (2), histogram četnosti teplot (3), časový průběh teplot ve zvolených analyzovaných oblastech (4) a teplotní čárový profil na čárové analyzované oblasti (5).

Jednotlivé měřicí funkce umožňují provádět teplotní analýzu v následujících oblastech termogramu:

- bodová oblast (analýza) – SPxx (Spot) – zobrazuje teplotu ve zvoleném místě,
- čárová oblast (analýza) – L1xx (Line) – zobrazuje minimální, maximální a průměrnou teplotu a směrodatnou odchylku teploty rovné či zakřivené čáry,
- plošná oblast (analýza) – ARxx (Area) – zobrazuje maximální, minimální, průměrnou teplotu a směrodatnou odchylku teploty ve vybrané části termogramu.

Ke každé vložené čárové oblasti lze zobrazit její teplotní profil. U čárových a plošných oblastí lze zobrazit histogram četnosti zastoupení teplot. Při zpracování sekvence termogramů lze z hodnot teplot jednotlivých oblastí (minimální, maximální a průměrná teplota) vytvořit časový průběh.

Celému obrazu stejně tak jako každé analyzované oblasti mohou být nastaveny parametry ovlivňující měření, mezi něž patří emisivita měřeného povrchu, vzdálenost objektu, teplota okolních objektů, teplota a propustnost externí optiky (např. propustného okna), teplota a vlhkost atmosféry, viz Obr. P.3 b). Software umožňuje také stanovení emisivity měřeného povrchu na základě znalosti jeho teploty a teploty okolních objektů, viz Obr. P.3 c).

Software umožňuje také export číselných dat pro další zpracování a uložení obrázků do souborů a videosekvencí.

Tab. P.1 Parametry použitých infračervených kamer [96, 97].

Parametr / kamera	FLIR SC2000	FLIR A320
Typ detektoru	FPA, nechlazený mikrobolometr	FPA, nechlazený mikrobolometr
Rozlišení detektoru	320 x 240 pixelů	320 x 240 pixelů
AD převodník	14 bitů	16 bitů
Zorný úhel standardního objektivu (FOV)	24° x 18°	25° x 18.8°
Minimální fokusační vzdálenost	0.3 m	0.4 m
Spektrální rozsah	7.5 až 13 μm	7.5 až 13 μm
Teplotní rozsah kamery a jeho podrozsahy	-40 až +2000 °C <ul style="list-style-type: none"> • -40°C až +120°C, • 80°C až 500°C, • 350°C až 2000°C 	-20 až +1200°C <ul style="list-style-type: none"> • -20°C až +120°C • 0°C až 350°C • 200°C až 1200°C
Teplotní citlivost	<0.1°C při +30°C	<0.05°C při +30°C
Přesnost	± 2°C nebo ± 2 %	±2°C nebo ±2 %
Vzorkovací frekvence	až 50 Hz	až 30 Hz
Rozsah pracovních teplot	-15°C až +50°C	-15°C až +50°C
Celková hmotnost	2.3 kg (včetně baterie)	0.7 kg
Velikost kamery (D x Š x V)	220 x 133 x 140 mm	170 x 70 x 70 mm