

# SENSIT DIDAKTIK 10

## Sada laboratorních úloh z fyziky na téma **Měření teploty**

### Teoretická část

Autor textu: doc. RNDr. Zdeněk Bochníček, Dr.  
Přírodovědecká fakulta MU Brno; Ústav fyzikální elektroniky - Fyzikální sekce

Sada SENSIT DIDAKTIK 10 obsahuje:

Č.	specifikace
01	Vzorek č.1 - TGL-40; <b>Pt100</b> ; 1m kabel PVC
02	Vzorek č.2 - TGL-40; <b>Pt1000</b> ; 1m kabel PVC
03	Vzorek č.3 - TGL-40; <b>N1A</b> ; 1m kabel PVC
04	Vzorek č.4 - TGL-40; <b>N1</b> ; 1m kabel PVC
05	Vzorek č.5 - TGL-40; <b>NTC 10kOhm</b> ; 1m kabel PVC
06	Vzorek č.6 - TGL-40; <b>TC K</b> ; 1m
07	Vzorek č.7 - TGL-40; <b>TC K</b> ; 1m
08	Vzorek č.8 - TR 161; <b>Pt1000</b> ; 1m kabel PVC
09	Redukční přípravek
10	Kufřík jakožto obal
11	Text – Teoretická část
12	Text – Praktická část

Upozornění: Tato učební pomůcka vznikla ve spolupráci SENSIT s.r.o. a Ústavu fyzikální elektroniky Př.F MU Brno a je dotovaná výrobcem SENSIT s.r.o.

**Nesmí být použita ke komerčním účelům!**

# Měření teploty

Pokročilý studijní text pro učitele

Autor: doc. RNDr. Zdeněk Bochníček, Dr.  
Přírodovědecká fakulta MU Brno; Ústav fyzikální elektroniky - Fyzikální sekce

## Obsah

Úvod .....	2
Odporová čidla .....	3
Kovové odporové senzory teploty .....	3
Polovodičové odporové senzory teploty – termistory .....	4
Elektrické zapojení odporových čidel .....	6
Ohřev snímače měřicím proudem .....	9
Vliv přívodních vodičů .....	10
Termoelektrické články .....	11
Infračervené teploměry, pyrometry .....	14
Jasový pyrometr .....	16
Infračervený teploměr .....	17

## Úvod

Teplota patří k nejdůležitějším charakteristikám termodynamických systémů. Je to proto, že řada vlastností i dějů, které v systémech probíhají, na teplotě více či méně závisí. Měření teploty je proto důležitý experimentální úkol, kterému se nevyhnou výzkumné a vývojové laboratoře ani průmyslová praxe.

Teplotní závislost řady jevů nás na jedné straně nutí v řadě případů teplotu měřit, na druhé straně nám dává možnost těchto teplotních závislostí využít jako metod k vlastnímu měření teploty. V rozmanitosti různých experimentálních metod teplota nesnese srovnání z žádnou jinou měřenou fyzikální veličinou.

## Odporová čidla

Odpor je veličinou, která obecně vždy závisí na teplotě. Navíc je výhodné, že měření odporu je měřením elektrickým a lze je tedy snadno implementovat do elektronických automatizovaných systémů měření a řízení technologických procesů. Proto jsou odporové snímací prvky v současné technické a průmyslové praxi zřejmě používané nejčastěji.

### Kovové odporové senzory teploty

Odpor kovového vodiče s teplotou roste. Důvodem je rozptyl elektronů – nositelů proudu – na kmitech mříže, který je tím větší, čím je teplota vyšší. Pro malý rozsah teplot, přibližně v intervalu 100°C, lze použít lineární závislost odporu na teplotě ve tvaru

$$R = R_o(1 + \alpha\Delta t). \quad (1)$$

Teoreticky můžeme použít libovolný kov, v praxi se však používá jen několik málo materiálů, které nejlépe vyhovují zejména požadavkům stálosti. Nejužívanější materiály jsou uvedeny v následující tabulce

materiál	$\alpha$ (K <sup>-1</sup> ) v celém teplotním rozsahu	$\alpha$ (K <sup>-1</sup> ) v intervalu 0°C - 100°C	teplotní rozsah použití
Pt	$(0,385 - 0,391) \cdot 10^{-2}$	$0,385 \cdot 10^{-2}$	- 20°C - 850°C
Ni	$(0,617 - 0,675) \cdot 10^{-2}$	$0,618 \cdot 10^{-2}$	- 70°C - 200°C
Cu	$(0,426 - 0,433) \cdot 10^{-2}$	$0,426 \cdot 10^{-2}$	- 50°C - 150°C

Pro komerční použití čidel bylo zavedeno označení vyjadřující typ snímače a hodnotu jeho odporu při dané dohodnuté teplotě, typicky 0°C. K nejpoužívanějším snímačům patří Pt100, Pt1000 a Ni1000, tj. snímače, které mají při teplotě 0°C odpor 100 Ω resp 1000 Ω.

Standardem mezi kovovými odporovými snímači je snímač Pt100. Výhodnější je však vyšší hodnota odporu (Pt1000), zejména kvůli nižšímu vlivu odporu přívodních vodičů. Ve starší tzv. drátkové technologii však vyšší základní odpor znamenal vyšší cenu snímače vzhledem k nutnému použití většího množství drahého kovu. Při moderní tenkovrstevné technologii již spotřeba materiálu neovlivňuje významně cenu a to dovoluje výrobu levných snímačů i vyššího základního odporu.

Pro větší rozsah teplot již nelze použít lineární aproximaci teplotní závislosti odporu a závislost se aproximuje polynomem vyššího řádu.

Pro platinový snímač a teplotní rozsah - 200°C – 0°C je teplotní závislost odporu dána vztahem

$$R_t = R_o[1 + At + Bt^2 + Ct^3(t-100)] \quad (2)$$

a pro teplotu vyšší než 0°C vztahem

$$R_t = R_o(1 + At + Bt^2) \quad (3)$$

kde

$R_o$  je odpor při teplotě 0°C

$$A = 3,90802 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$$

$$B = -5,80195 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-2}$$

$$C = -4,27350 \cdot 10^{-12} \text{ K}^{-4}$$

Pro teplotní závislost odporu niklového snímače lze použít v celém pracovním rozsahu vztah

$$R_t = R_o(1 + At + Bt^2 + Ct^4 + Dt^6) \quad (4)$$

kde

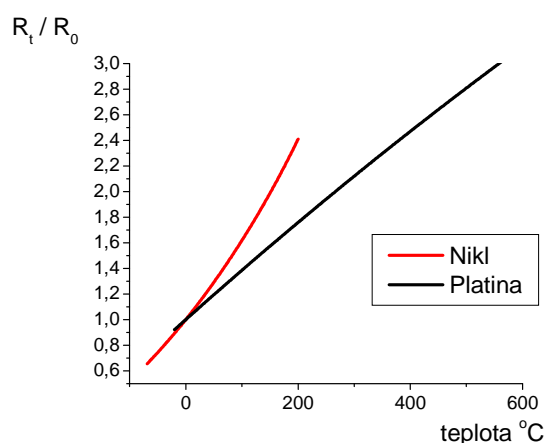
$$A = 5,485 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$$

$$B = 6,65 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-2}$$

$$C = 2,805 \cdot 10^{-11} \text{ K}^{-4}$$

$$D = 2,0 \cdot 10^{-17} \text{ K}^{-6}$$

Teplotní závislost odporových čidel Pt a Ni je na obr. 1.

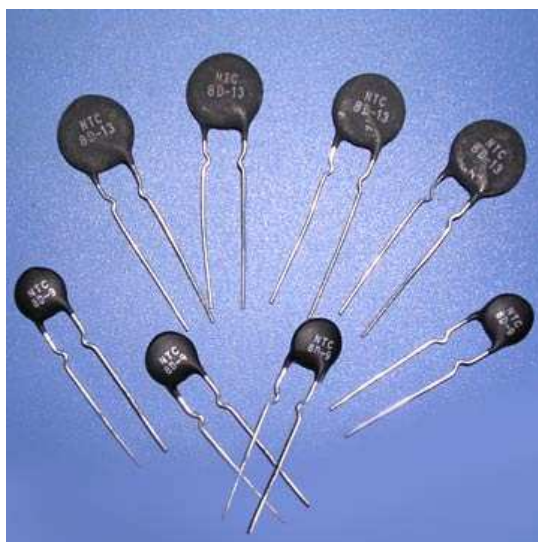


Obr. 1 Teplotní závislost Pt a Ni odporových čidel (vlevo), konstrukce Pt čidla (vpravo).

Potřebnou inverzní závislost získáme nejsnáze numericky, proložením vhodného polynomu inverzní funkcí  $t(R)$  (prosté prohození sloupce X a Y při kreslení grafu).

## Polovodičové odporové senzory teploty – termistory

Polovodičové odporové senzory teploty patří k nejpoužívanějším teplotním čidlům zejména v oblasti spotřební elektroniky, jako například domácí a venkovní digitální teploměry. K jejím výhodám patří vysoká teplotní citlivost (asi o řád vyšší než u kovů), malé rozměry a cena. Nevýhodou je nelineární teplotní charakteristika, menší rozsah teplot a menší dlouhodobá stabilita v porovnání s platinovými odporovými čidly.



Obr. 2 Termistory NTC.

Odpor vlastního polovodiče s teplotou klesá. S rostoucí teplotou se totiž zvyšuje pravděpodobnost excitace elektronu z valenčního do vodivostního pásu, tak roste koncentrace nositelů náboje – elektronů ve vodivostním pásu a děr v pásu valenčním. Zvýšení rozptylu nositelů náboje s teplotou, které určovalo obrácenou teplotní charakteristiku u kovů, má zde méně významný vliv. Termistory s tímto typem teplotní závislosti se nazývají **negastory** (NTC termistory). V případě vysoké dotace polovodiče se teplotní charakteristika obrací. Dopováním polovodiče totiž zvýšíme teplotně nezávislou koncentraci volných nositelů náboje a tím materiál získává charakter kovu. Termistory tohoto typu nazýváme **pozistory** (PTC termistory). Pozistory vyrobené z polykrystalické feroelektrické keramiky (např. titaničitan barnatý ( $\text{BaTiO}_3$ )) se vyznačují strmým nárůstem odporu nad Curieovou teplotou (teplota, při které materiál ztrácí feroelektrické vlastnosti) a používají se zejména jako teplotní pojistky v elektronických obvodech.

Pozistory se k měření teploty prakticky nepoužívají. Pokud tedy v technické praxi mluvíme o termistorech, máme většinou na mysli snímače se zápornou teplotní charakteristikou – negastory.

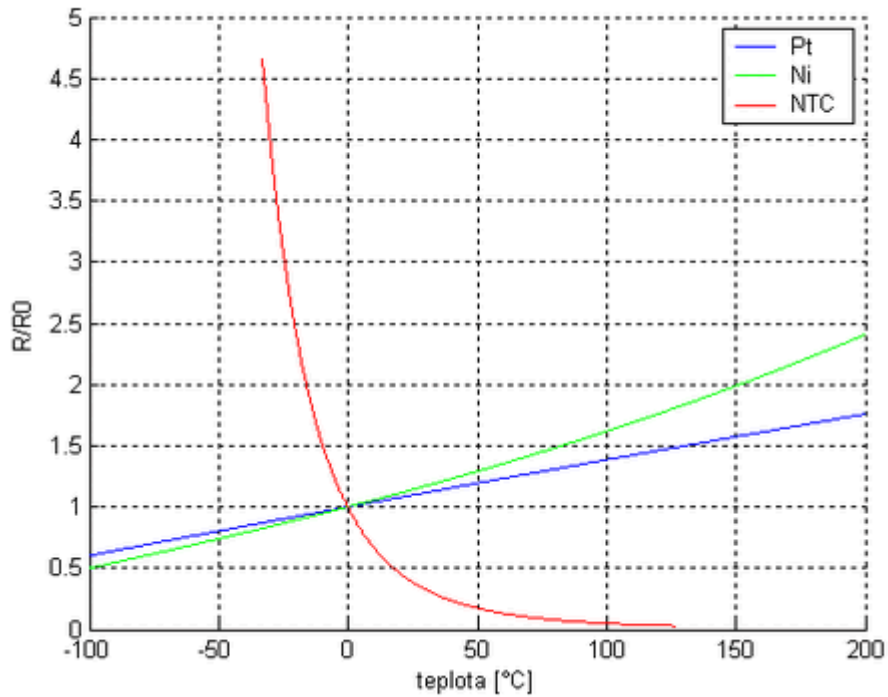
Teplotní závislost termistoru lze charakterizovat vztahem

$$R(t) = Ae^{\frac{B}{t}} \quad (5)$$

Ve skutečnosti však konstanta  $B$  není konstantou a je teplotně závislá. Pro výpočet teploty z odporu termistoru ve většině aplikací postačují přibližné tzv. Steinhart-Hartovy vztahy

$$t = \left[ a + b \ln R(t) + c (\ln R(t))^3 \right]^{-1}, \quad (6)$$

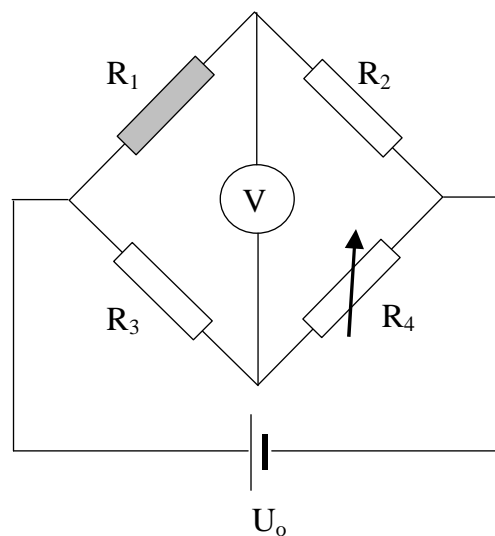
kteří uspokojivým způsobem teplotní charakteristiku aproximují. Srovnání teplotních závislostí odporu kovových prvků a termistoru je na obr. 3.



Obr. 3 Srovnání teplotní závislosti odporu kovových čidel a termistoru NTC.

### Elektrické zapojení odporových čidel

Relativní změna odporu je malá a k dosažení potřebné citlivosti nelze měřit odpor a jeho změnu přímo, například z Ohmova zákona. Je-li totiž teplotní odporový koeficient řádu  $10^{-3}$ , pak se změnou teploty o  $1^{\circ}\text{C}$  se velikost proudu protékajícího odporem (při použití stabilizovaného zdroje napětí) změní také v řádu  $10^{-3}$ , což je již v úrovni chyby běžných elektrických měřicích přístrojů. Mnohem výhodnější je použít metodu, ve které neměříme malou změnu na pozadí velké hodnoty, ale s níž měříme přímo změnu samotnou. Toho dosáhneme s použitím Wheatstoneova můstku.



Obr. 4 Zapojení odporového čidla do můstku. Čidlo je na místě šedého obdélníku.

Klasický Wheatstoneův můstek je na obr. 4. Při vyvážení můstku (tj. když na voltmetru je nulové napětí) platí

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{R_3}{R_4}. \quad (7)$$

Pokud místo odporu  $R_1$  zapojíme odporové čidlo, dostaneme

$$\frac{R_o(1 + \alpha\Delta t)}{R_2} = \frac{R_3}{R_4}, \quad (8)$$

kde  $R_o$  je odpor čidla při jisté srovnávací teplotě a  $\alpha$  teplotní odporový koeficient. Odtud již jednoduše získáme

$$\Delta t = \frac{1}{\alpha} \frac{R_3 R_2}{R_4 R_o} - 1, \quad (9)$$

Výše uvedený postup však není výhodný pro rutinní měření a to zejména v případě, kdy chceme měření automatizovat pomocí výpočetní techniky. Vhodnější je postupovat následujícím způsobem. S pomocí proměnného odporu  $R_4$  vyvážíme můstek při jisté srovnávací teplotě  $t_o$ . Při následném měření již můstek nevyvažujeme, ale měříme úhlopříčné napětí můstku.

Pokud měříme napětí voltmetrem s velmi vysokým vnitřním odporem (a všechny digitální voltmetry nebo přídavné měřicí karty do PC tuto podmínku splňují), pak i v případě nevyváženého můstku poteče odpory  $R_1$  a  $R_2$  stejný proud (označíme  $I_1$ ). Podobně symbolem  $I_2$  budeme značit proud tekoucí odpory  $R_3$  a  $R_4$ . Zřejmě platí

$$(R_1 + R_2) I_1 = U_o \quad (10)$$

$$(R_3 + R_4) I_2 = U_o \quad (11)$$

přičemž stejně jako dříve je na místě odporu  $R_1$  odporové teplotní čidlo s teplotní závislostí  $R_1 = R_o(1 + \alpha\Delta t)$ .

Pokud byl můstek při teplotě  $t_o$  vyvážen, plyne z 2. Kirchhoffova zákona pro levou smyčku vztah

$$R_o I_1 = R_3 I_2 \quad (12)$$

odkud po dosazení z rovnic (10) a (11) dostaneme

$$\frac{R_o}{R_o + R_2} = \frac{R_3}{R_3 + R_4} \quad (13)$$

Není-li můstek vyvážen, plyne obdobně z 2. Kirchhoffova zákona pro levou smyčku rovnice

$$R_1 I_1 = R_3 I_2 + U \quad (14)$$

Po dosažení teplotní závislosti odporu  $R_1 = R_o(1 + \alpha\Delta t)$  a malých úpravách získáme vztah

$$U_o \left[ \frac{R_o(1 + \alpha\Delta t)}{R_o(1 + \alpha\Delta t) + R_2} - \frac{R_3}{R_3 + R_4} \right] = U.$$

Pokračujeme v úpravách výrazu v hranaté závorce:

$$U_o \left[ \frac{R_o(1 + \alpha\Delta t)}{R_o + R_2 + R_o\alpha\Delta t} - \frac{R_3}{R_3 + R_4} \right] = U.$$

$$U_o \left[ \frac{R_o}{R_o + R_2} \cdot \frac{1 + \alpha\Delta t}{1 + \frac{R_o\alpha\Delta t}{R_o + R_2}} - \frac{R_3}{R_3 + R_4} \right] = U.$$

Pro úpravu složeného zlomku využijeme aproximaci  $\frac{1}{1+x} \approx (1-x)$  pro  $x \ll 1$  s jejíž pomocí dostaneme

$$U_o \left[ \frac{R_o}{R_o + R_2} \cdot (1 + \alpha\Delta t) \left( 1 - \frac{R_o\alpha\Delta t}{R_o + R_2} \right) - \frac{R_3}{R_3 + R_4} \right] = U.$$

S využitím rovnice (13) a po roznásobení závorek dostaneme

$$U_o \frac{R_3}{R_3 + R_4} \left[ \alpha\Delta t - \alpha\Delta t \frac{R_3}{R_3 + R_4} - \alpha^2 \Delta t^2 \frac{R_3}{R_3 + R_4} \right] = U.$$

Třetí člen v závorce je druhého řádu malosti a můžeme jej vzhledem k prvním dvěma členům zanedbat. Dále algebraickými úpravami vyloučíme veličinu  $\Delta t$

$$\Delta t = \frac{U}{\alpha U_o} \frac{R_3 + R_4}{R_3} \frac{1}{1 - \frac{R_3}{R_3 + R_4}},$$

a po odstranění složeného zlomku získáme výsledný vztah

$$\Delta t = \frac{U}{\alpha U_o} \frac{(R_3 + R_4)^2}{R_3 R_4}. \quad (15)$$



Vidíme, že měřená teplota je přímo úměrná napětí na můstku; konstanta úměrnosti je určena použitým napájecím napětím a hodnotami odporů v můstku. Pokud použijeme symetrický můstek, pro který při vyvážení platí  $R_1 = R_2 = R_3 = R_4$ , rovnice (15) se zjednoduší na

$$\Delta t = \frac{4U}{U_0 \alpha} \quad (16)$$

Je však třeba mít na mysli, že uvedený postup vedoucí k jednoduše přímé úměře mezi měřeným napětím a teplotou využil několika aproximací, které jsou tím lépe splněny, čím je teplotní rozdíl od srovnávací teploty menší.

Rutinní uživatel odporových čidel se jejich elektrickým zapojením netrápí. Ve standardním sortimentu výrobců jsou elektronické převodníky, které převádějí signál z čidla na tzv. normalizovaný proudový či napěťový výstup (viz. obr. 5). To znamená, že teplota v daném měřicím rozsahu je lineárně zobrazena na určitý napěťový či proudový interval, např. 0 – 10 V, 4 – 20 mA apod. Odporové čidlo ve spojení s elektronickým převodníkem představuje pohodlný, spolehlivý a relativně přesný způsob měření teploty, který lze velmi jednoduše použít v automatizovaných systémech sběru dat a řízení technologických procesů.



Obr. 5 Převodník teplota-napětí, výrobce SENSIT s.r.o

### **Ohřev snímače měřicím proudem**

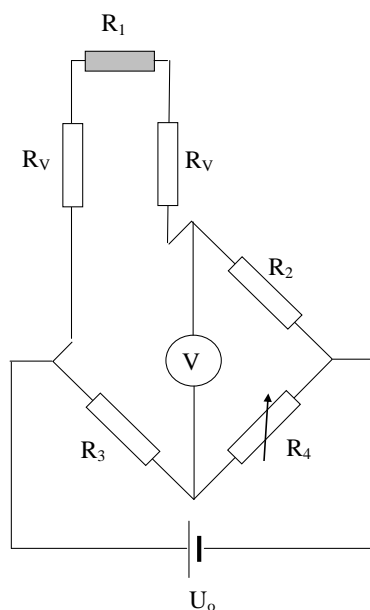
Při měření odporu se nevyhneme nutnosti nechat protékat vlastním snímačem elektrický proud. Tento proud způsobí ohřev snímače Jouleovým teplem. Výkon elektrického proudu je dán vztahem

$$P = \frac{U^2}{R}, \quad (17)$$

kde  $U$  je napětí na snímači a  $R$  jeho odpor. Z tohoto vztahu plyne výhoda snímačů s vyšším odporem (tedy např. Pt1000 proti Pt100), které při stejném napětí na snímači – typicky přímo měřená veličina – jsou zatíženy menším topným výkonem. Z uvedeného je také zřejmé, že při měření nelze zatěžovat odporové čidlo příliš velkým proudem, což klade omezení na napájecí napětí  $U_0$ . Běžné hodnoty měřicího proudu se pohybují v intervalu 0,3 – 1 mA, což při použití čidla Pt1000 odpovídá hodnotě  $U_0$  kolem 1 V.

## Vliv přívodních vodičů

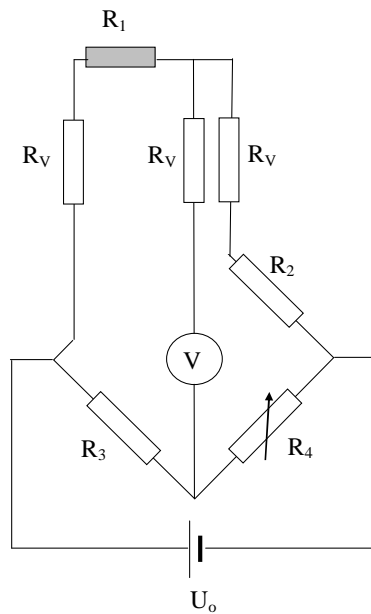
Při měření teploty odporovými čidly může nastat případ, kdy je měřený objekt více vzdálen od vyhodnocujících elektronických obvodů. V tom případě musí být délka vodičů, které připojují vlastní čidlo, velká, takže obecně nelze zanedbat odpor přívodních vodičů  $R_V$ . Situace je schematicky znázorněna na obr. 6.



Obr. 6 Vliv přívodních vodičů s odporem  $R_V$ .

Problémem přitom není odpor vodičů samotných, který kompenzujeme při vyvažování můstku a jehož vliv můžeme započítat. Měření může být nepředvídatelně ovlivněno až kvůli teplotním změnám odporu přívodních vodičů, ke kterým dochází, pokud nezajistíme termostatizaci celé přívodní trasy.

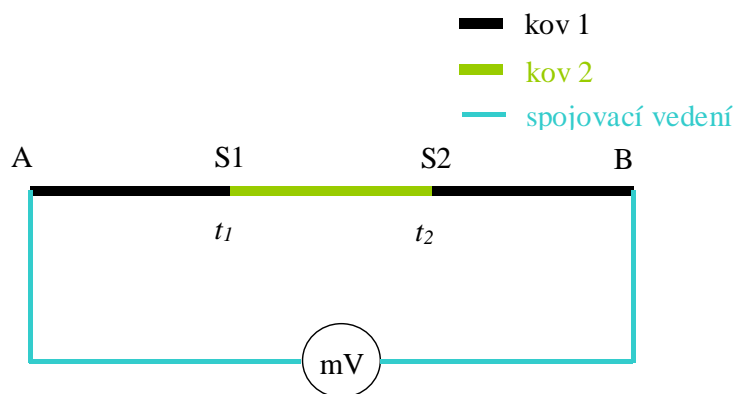
Částečnou, ale ve většině případů postačující kompenzaci zajistí třívodičové vedení podle obr. 7. V tomto zapojení ovlivní odpor přívodních vodičů současně dvě větve můstku a navzájem se kompenzují.



Obr. 7 Třívodičová kompenzace.

## Termoelektrické články

Pokud spojíme dva různé vodivé materiály (kovy nebo polovodiče) ve dvou místech podle obrázku 8 tak, že spoje S1 a S2 budou mít různou teplotu, vznikne mezi spoji tzv. termoelektrické napětí a uzavřeným obvodem začne protékat termoelektrický proud. Tento jev se nazývá také Seebeckův a souvisí s difúzí volných nositelů náboje z teplejších míst do chladnějších.



Obr. 8 Termoelektrický článek – spojení dvou různých kovů..

Teplotní charakteristika termoelektrického napětí je i v relativně velkém rozsahu přibližně lineární; lze ji tedy charakterizovat vztahem

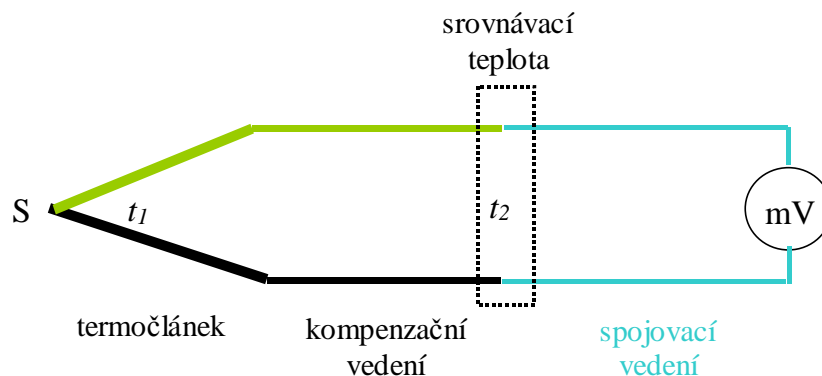
$$U = \beta(t_1 - t_2) \quad (18)$$

kde  $\beta$  je tzv. termoelektrický koeficient.

Pokud do obvodu termočlánku zapojíme vodiče z jiného materiálu (tzv. spojovací vedení), nedojde ke změně termoelektrického napětí, jsou-li všechny ostatní spoje na téže teplotě (viz například body A a B na obr. 8). To je důležitá vlastnost, díky které můžeme za předpokladu teplotní homogenity prostředí použít pro spojení termočlánku s měřicím přístrojem libovolné vhodné vodiče (nejčastěji měděné). Pokud teplotní homogenitu zajistit nelze, musíme postupovat některým z následujících dvou způsobů:

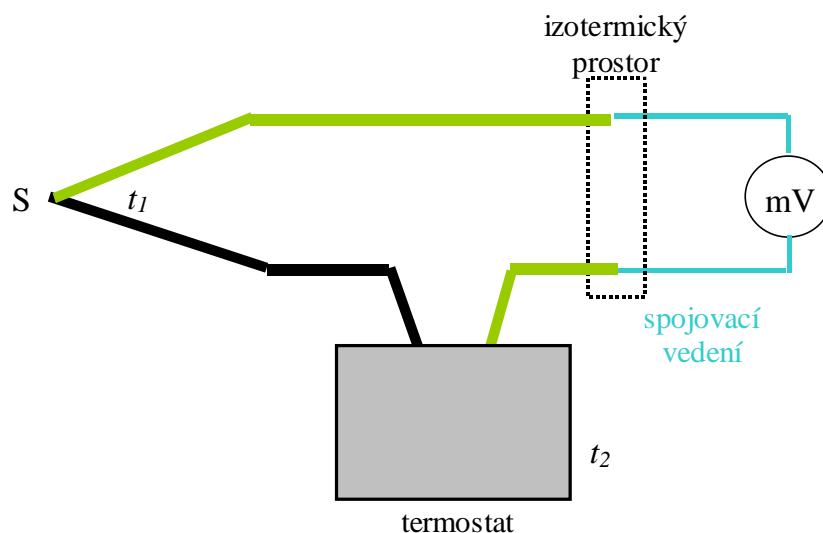
- 1) Použít materiál termočlánku pro celý obvod až ke svorkám měřicího přístroje (o kterém lze předpokládat, že má homogenní teplotu) a nebo alespoň do míst, kde lze homogenitu teploty s požadovanou přesností zajistit.
- 2) Použít tzv. prodlužovací (kompenzační) vedení z jiných kovů, které ovšem mají termoelektrický koeficient co nejbližší materiálům termočlánku. Tento postup se volí, pokud je nutné pro vlastní termočlánek použít drahých kovů (například z důvodů požadovaného teplotního rozsahu) a kompenzační vedení může být realizováno materiály levnějšími.

V technické praxi se nejčastěji používá termočlánek, který má pouze jeden spoj různých kovů. Druhý spoj je pak v místě, kde se připojuje spojovací vedení nebo přímo měřicí přístroj. Na obr. 9 je zakresleno schéma termočlánku s jedním spojem, doplněným kompenzačním a spojovacím vedením.



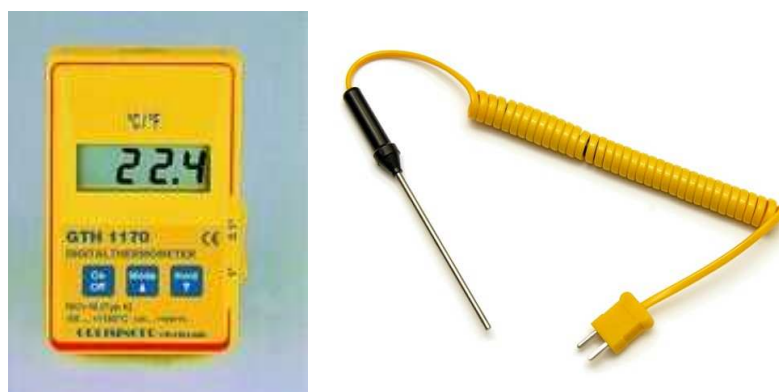
Obr. 9 Termoelektrický článek s jedním spojem.

Pro nejpřesnější měření je nutné srovnávací teplotu termostatizovat. Přitom je nejvýhodnější využít termočlánek s oběma konci, z nichž jeden umístíme do termostatu. Velmi dobrý termostat jednoduše získáme pomocí směsi ledu a vody v Dewarově nádobě, která se bez jakékoliv aktivní termostatizace udržuje na teplotě  $0^{\circ}\text{C}$ . Příklad zapojení termočlánu s oběma konci je na obr. 10.



Obr. 10 Termoeltrický člunek se dvěma spoji. První spoj je měřicí a druhý je termostatizován.

Z předchozího textu jednoznačně vyplývá, že termočlánky měří pouze rozdíl teplot, nikoliv absolutní hodnotu teploty. Přesto jsou běžně na trhu digitální teploměry s termočláňkovými sondami, které absolutní hodnotu teploty ukazují (viz obr. 11). To lze zařídit jen tak, že vlastní elektronická část teploměru je vybavena teplotním čidlem, které měří absolutně teplotu samotného teploměru (například termistor) a k jehož údaji se teplotní rozdíl určený termočláňkem přičítá.



Obr. 11 Digitální teploměr s teplotní termočláňkovou sondou typu K.

Kód	složení	teplotní rozsah (dlouhodobý)	$\beta$ ( $\mu\text{V}/^\circ\text{C}$ ) (při 100 $^\circ\text{C}$ )	$\beta$ ( $\mu\text{V}/^\circ\text{C}$ ) (při 500 $^\circ\text{C}$ )	$\beta$ ( $\mu\text{V}/^\circ\text{C}$ ) (při 1000 $^\circ\text{C}$ )
K	NiCr(+) NiAl(-) chromel – alumel	0 – 1100	42	43	39
T	Cu(+) CuNi(-) měď – konstantan	- 185 – 300	46		
J	Fe(+) CuNi(-) železo – konstantan	20 – 700	54	56	59

N	NiCrSi(+) NiSiMg(-) nicosil – nisil	0 – 1100	30	38	39
E	NiCr(+) CuNi(-) chromel – konstantan	0 – 800	68	81	
R	PtRh13 Pt platina rhodium – platina	0 – 1600	8	10	13
S	PtRh10 Pt platina rhodium – platina	0 – 1550	8	9	11
G	W(+) WRh(-) wolfram – wolfram rhenium	20 – 2320	5	16	21

## Infračervené teploměry, pyrometry

Každé těleso na teplotě vyšší než absolutní nula (tedy skutečně každé) vyzařuje elektromagnetické záření. Toto záření nazýváme tepelné, abychom jej odlišili od záření vzniklého jiným způsobem, například luminiscencí. Emise tepelného záření je ovlivněna zejména teplotou, ale také vlastnostmi povrchu tělesa. Ukazuje se, že nejvíce září to těleso, jež v dané oblasti vlnových délek nejvíce absorbuje. Ideálním zářičem je tedy těleso zcela pohlcující dopadající záření, tzv. dokonale černé těleso. Odchylka konkrétního povrchu od dokonale černého popisuje veličina zvaná emisivita  $\varepsilon$ , která je definovaná jako

$$\varepsilon = \frac{H}{H_o} \quad (19)$$

kde  $H$  je intenzita vyzařování daného tělesa a  $H_o$  intenzita vyzařování tělesa dokonale černého.

Se změnou teploty jsou spojeny dva charakteristické jevy:

1) S rostoucí teplotou se zmenšuje vlnová délka, při které je vyzařování největší. Tuto závislost popisuje tzv. Wienův posunovací zákon

$$\lambda_{\max} T = \text{konst} = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ mK} \quad (20)$$

2) Současně se vzrůstem teploty prudce narůstá celková vyzářená energie dle Stefanova – Boltzmanova zákona

$$H_o = \sigma T^4, \quad \sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4} \quad (21)$$

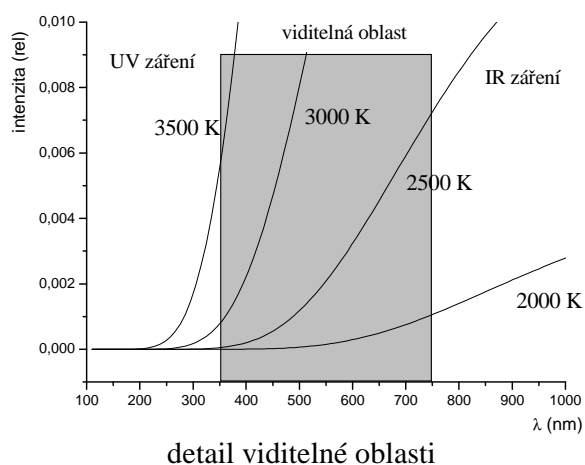
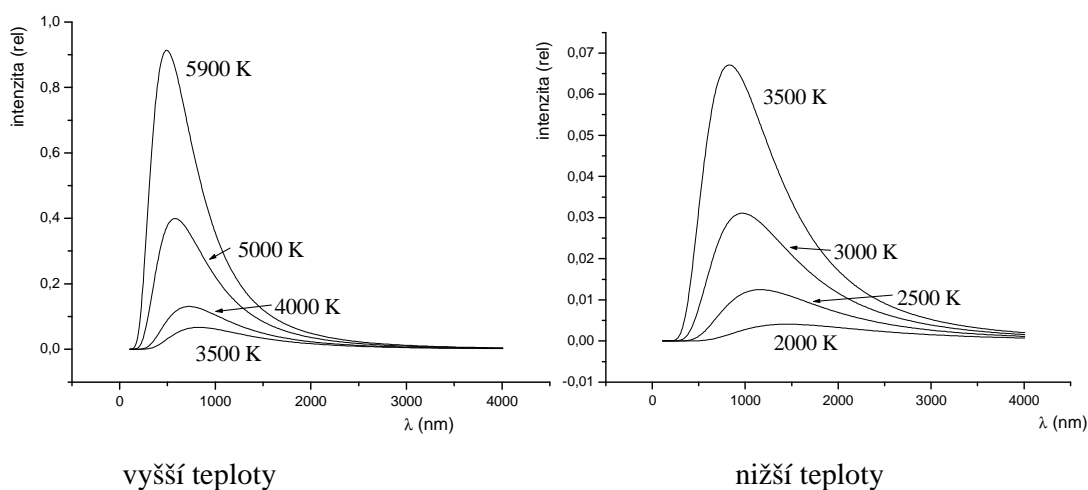
Obě výše uvedené závislosti jsou zdůvodněním toho, že záření těles, která nás běžně obklopují, nevnímáme a sama existence tohoto záření je pro mnohé laiky překvapení. Těleso na pokojové teplotě má maximum vyzařování pro vlnovou délku cca 10  $\mu\text{m}$ , což je daleko od oblastí viditelného světla.

Spektrální závislost intenzity vyzařování (přesněji řečeno spektrální hustota intenzity vyzařování) dokonale černého tělesa je popsána tzv. Planckovým vyzařovacím zákonem ve tvaru

$$H_{o\lambda} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 \left( e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1 \right)} \quad (22)$$

kde  $h$  je tzv. Planckova konstanta  $h = 6,6262 \cdot 10^{-34}$  Js.

Příklady závislostí pro některé teploty jsou na obr. 12.



Obr. 12 Spektrální hustota vyzařování dokonale černého tělesa.

Planckův vyzařovací zákon je úplným popisem záření dokonale černého tělesa. Dříve uvedené zákony – Wienův posunovací a Stefanův-Boltzmannův – jsou v něm obsaženy a je možné je z Planckova zákona odvodit.

Z výše uvedeného popisu je zřejmé, že tepelné záření emitované tělesem nese informaci o teplotě tělesa a může být využito pro bezkontaktní měření teploty. Přístroje měřící toto záření nazýváme infračervené (IR) teploměry nebo pyrometry.

Základním problémem při měření IR teploměry je určení emisivity měřeného povrchu. Z definice emisivity a Stefanova Boltzmannova zákona plyne vztah mezi skutečnou teplotou tělesa  $T$  a teplotou  $T_p$ , kterou ukazuje IR teploměr předpokládající, že těleso je dokonale černé.

$$T = \frac{T_p}{\sqrt[4]{\varepsilon}} \quad (23)$$

Většina lepších IR teploměrů má možnost korekce na emisivitu měřeného tělesa. Pokud na přístroji nastavíme správnou emisivitu, provádí přístroj automaticky korekci a ukazuje správnou hodnotu teploty.

## **Jasový pyrometr**

Klasickým přístrojem je tzv. jasový pyrometr, ve kterém subjektivně – pozorováním lidským okem – porovnáváme jas měřeného objektu s jasem vlákna žhaveného elektrickým proudem (viz obr. 13). Proud měříme ampérmetrem, který je přímo cejchován jako teplotní stupnice. Jasový přístroj můžeme použít jen pro měření takových teplot těles, při kterých je podstatná část záření emitována ve viditelné oblasti. Konkrétně jde o teploty od 700°C do cca 2300°C.

*Obr. 13 Jasový pyrometr. Obrázky převzaty z [2] a [3]*

Při měření postupujeme tak, že pohledem do okuláru **a** dalekohledu pozorujeme wolframové vlákno na pozadí měřeného objektu. Otáčením reostatu **d** se snažíme nastavit proud tekoucí vláknem tak, aby se jas vlákna rovnal jasu zářícího povrchu a vlákno zcela splynulo s pozadím. V tom okamžiku přímo odečteme teplotu z ampérmetru **c**.



## Infračervený teploměr

Pro měření nižších teplot musíme použít snímač, který je schopen detekovat delší vlnové délky, tedy infračervenou oblast elektromagnetického spektra. V praxi se používá několik možností detekce infračerveného záření. Lze je rozdělit následujícím způsobem:

- 1) **tepelné** – měří ohřev čidla na který dopadá fokusovaný svazek IR záření. Pro detekci ohřevu lze využít následující jevy:
  - a. **termoelektrický**. IR záření ohřívá baterii sériově zapojených termočlánků (cca 100) a měříme celkové generované napětí.
  - b. **odporový**. Oteplení detektoru je snímáno prostřednictvím změny odporu vhodného materiálu, Používají se nejčastěji kysličníky MgO, MnO, NiO, TiO<sub>2</sub> a jiné. Tyto detektory nazýváme **bolometry**. Mikrobolometrické senzory lze uspořádat do plošné matice, a tak získat plošný detektor termovizních kamer.
  - c. **pyroelektrický**. Pyroelektrický jev je změna spontánní polarizace v závislosti na teplotě u některých materiálů zvaných pyroelektrika. Nejčastěji se používají keramické materiály na bázi titaničitanu a zirkoničitanu olovnatého (označení PZT), triglycin sulfát (TGS), polyvinylfluorid (PDF). Snímač je konstruován tak, že pyroelektrická látka tvoří dielektrikum kondenzátoru, na němž při změně teploty dochází k indukci elektrického náboje.
- 2) **kvantové**. Při absorpci fotonu elektronem z valenčního pásu polovodiče dojde k excitaci elektronu z valenčního do vodivostního pásu a ke vzniku páru elektron – díra. Bližší informace o tomto mechanismu lze nalézt v [4]. Zvýšením koncentrace nositelů proudu – elektronů a děr – dojde ke dvěma jevům:
  - a. zvýšení vodivosti (snížení odporu) homogenního polovodiče. Jev nazýváme **fotovodivost** a takto pracující součástky fotoodpory. Změnu odporu pak můžeme detekovat podobným způsobem, jako u odporových teplotních čidel.
  - b. generaci elektrického napětí. Dojde-li k absorpci fotonu v oblasti p-n přechodu, pak elektrické pole, jež je spontánně v oblasti p-n přechodu přítomné, oddělí oba druhy nositelů proudu od sebe a vzniká elektrické napětí, případně v uzavřeném obvodu elektrický proud. Tento jev nazýváme **fotovoltaiický**.<sup>1</sup> Měření vzniklého napětí je již standardní experimentální úkol.

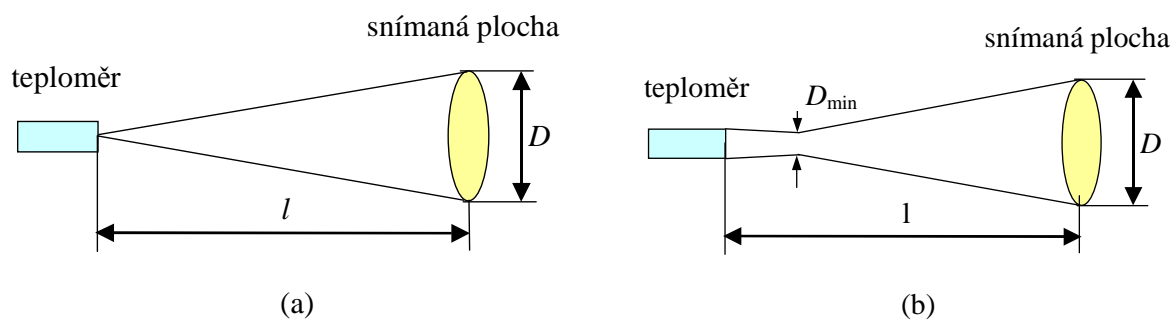
Důležitou charakteristikou IR teploměru je tzv. optika  $\Omega$ , která určuje velikost oblasti, z níž IR teploměr záření snímá. Optika je definována jako poměr průměru snímané oblasti a její vzdálenosti od přístroje, viz obr. 14 a).

$$\Omega = D : l. \quad (24)$$

Je však třeba mít na paměti, že průměr snímané oblasti neklesá se snižující se vzdáleností od přístroje k nule, jak by mohl naznačovat obr. 14 a), ale má jistou minimální hodnotu  $D_{\min}$ . Reálný profil snímané oblasti vystihuje obr. 14 b).

---

<sup>1</sup> Právě tento jev je základem činnosti tzv. solárních článků, které umožňují přímý převod slunečního záření na elektrickou energii, a tak vytvářejí iluzi dokonalého a ekologicky čistého zdroje energie.



Obr. 13 (a) K definici optiky IR teploměru. (b) Reálný profil snímané oblasti.

V praxi máme k dispozici IR teploměr OSXL689 s optikou 1 : 50 a s minimálním průměrem snímané oblasti  $D_{\min} = 20$  mm. Kruhem z laserových stop přístroj vyznačuje aktuální oblast, z níž snímá IR záření, což činí práci s tímto měřicím přístrojem velmi pohodovou a pohodlnou..

#### Literatura

- [1] Marcel Kreidl, **Měření teploty**, BEN – technická literatura, Praha 2005.
- [2] <http://www.fsid.cvut.cz/cz/u210/tem/teplo/pyrometr.htm>
- [3] <http://www.technotrend.cz/stranky/teorie/teorie3.htm>
- [4] <http://www.physics.muni.cz/kof/vyuka/prchem8.pdf>