

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE  
FAKULTA STROJNÍ  
ÚSTAV TECHNIKY PROSTŘEDÍ

---

**VLIV ORIENTACE DISTANČNÍHO KROUŽKU U  
DESKOVÝCH OTOPNÝCH TĚLES**

DIPLOMOVÁ PRÁCE

# Vložit zadání

# Souhrn

---

Hlavním úkolem této diplomové práce je porovnání vlivu orientace dvou odlišných distančních kroužků u deskových otopných těles. V první praktické části je popis experimentu, ve kterém jsou porovnávána nasnímaná teplotní pole termovizní kamerou při náběhu deskových otopných těles s odlišnými distančními kroužky. Dle snímaných teplotních polí lze usuzovat tvar rychlostních polí. V druhé praktické části je popis matematické simulace od vytvoření simulačního modelu po nastavení parametrů v prostředí Ansys Fluent. V závěru práce je porovnání výsledků experimentu s matematickou simulací a to zejména v oblasti teplotních a rychlostních polí. Průběžně v textu je doporučen další směr výzkumu v jednotlivých dílčích částech.

# Summary

---

The objective of this diploma thesis is a comparative analysis on the influence of two differently orientated distance rings on the inflow into panel heating radiators. The first part describes the experiment. Temperature fields are scanned by a thermal imaging camera for two different distance rings, while starting-up the panel heating radiators. The velocity fields have been estimated in accordance to the development of the temperature fields. In the second part, a simulation of the mathematical model developed in Ansys Fluent, using a complete set of parameters is executed. The final chapter provides a comparison between the experimental and simulation results, with a focus on the temperature and velocity fields.

Prohlašuji, že jsem svou diplomovou práci na téma Vliv orientace distančního kroužku u deskových otopných těles vypracoval samostatně pod vedením pana prof. Ing. Jiřího Bašty, Ph.D. a podklady použité k této práci jsou uvedeny v seznamu citovaných zdrojů.

V Třebušíně dne 8.7.2015

.....  
Tomáš Legner

Na tomto místě bych velice rád poděkoval vedoucímu diplomové práce panu prof. Ing. Jiřímu Baštovi, Ph.D. za cenné rady, připomínky a ochotu zodpovídat soustu dotazů v průběhu práce. Dále děkuji panu Ing. Martinu Bartákovi, Ph.D. za konzultace ohledně numerických simulací. Také bych chtěl v neposlední řadě poděkovat svým rodičům za veškerou podporu v průběhu celého studia.

# Obsah

---

<b>1</b>	<b>Úvod .....</b>	<b>10</b>
1.1	Obecná charakteristika .....	10
1.2	Cíle diplomové práce .....	10
<b>2</b>	<b>Sdílení tepla .....</b>	<b>11</b>
2.1	Přestup tepla .....	12
2.1.1	Přestup tepla mezi vodou a povrchem tělesa .....	13
2.1.2	Přestup tepla mezi povrchem tělesa a vzduchem.....	14
2.2	Sdílení tepla vedením .....	16
2.3	Sdílení tepla sáláním .....	17
<b>3</b>	<b>Charakteristiky otopných těles.....</b>	<b>20</b>
<b>4</b>	<b>Bezkontaktní měření teploty.....</b>	<b>21</b>
4.1	Teorie sdílení tepla zářením .....	21
4.2	Doporučení pro měření ve vnitřním prostředí.....	24
4.3	Nejistota měření .....	25
<b>5</b>	<b>Problematika distančních kroužků .....</b>	<b>27</b>
5.1	Historie.....	27
5.2	Vývoj.....	28
<b>6</b>	<b>Experiment .....</b>	<b>30</b>
6.1	Popis experimentu.....	30
6.2	Předpoklady.....	32
6.3	Postup experimentu .....	33
6.4	Naměřená data.....	34
6.4.1	Natočení distančních kroužků.....	34
6.4.2	Opačné napojení tělesa .....	35
6.4.3	Porovnání náběhu obou deskových otopných těles .....	36

6.4.4	Stacionární stav .....	41
6.5	Rozřezání starého tělesa .....	43
6.6	Vyhodnocení nejistoty snímání termovizní kamerou .....	45
<b>7</b>	<b>Matematická simulace .....</b>	<b>46</b>
7.1	Teorie k matematické simulaci .....	46
7.2	Tvorba modelu .....	47
7.3	Nastavení simulace.....	49
7.3.1	Modely proudění a materiály .....	49
7.3.2	Okrajové podmínky .....	50
7.4	Výsledky simulace .....	51
7.4.1	Teplotní pole .....	51
7.4.2	Rychlostní pole .....	52
<b>8</b>	<b>Závěr .....</b>	<b>61</b>
8.1	Obecná zjištění .....	61
8.2	Doporučení pro pokračování ve výzkumu .....	62
	<b>Seznam literatury a použitých pramenů .....</b>	<b>63</b>
	<b>Přílohy: Přiložené CD</b>	

## Soupis použitého značení

---

$A_{x,z}$	[-]	citlivostní koeficient
$C_1$	[W/m <sup>2</sup> ]	první Planckova konstanta
$C_2$	[m.K]	druhá Planckova konstanta
$F_{vzt}$	[N]	vztlaková síla
$H$	[m]	výška mezní vrstvy
$I_T$	[%]	intenzita turbulence
$I_{\lambda\check{z}}$	[W/m <sup>2</sup> .m]	spektrální hustota zářivého toku
$L$	[m]	charakteristický rozměr
$S$	[m <sup>2</sup> ]	plocha povrchu
$T$	[K]	termodynamická teplota
$a$	[m <sup>2</sup> /s]	součinitel teplotní vodivosti
$c$	[J/kg.K]	měrná tepelná kapacita
	[W/m <sup>2</sup> .K <sup>4</sup> ]	součinitel sálání
$d_h$	[m]	hydraulický průměr
$e$	[-]	emisivita povrchu
$g$	[m/s <sup>2</sup> ]	gravitační zrychlení
$n$	[-]	počet měření
$s_x$	[-]	směrodatná odchylka
$t$	[°C]	teplota
$u$	[-]	standardní nejistota
$x,y,z$	[m]	souřadnice
$z_x$	[-]	nepřesnost přístroje
$\dot{M}$	[kg/s]	hmotnostní průtok
$\dot{Q}$	[W]	tepelný tok
$\dot{q}$	[W/m <sup>2</sup> ]	hustota tepelného toku
$\Delta$	[-]	konečný rozdíl
$\alpha$	[W/m <sup>2</sup> .K]	součinitel přestupu
	[-]	součinitel relativní pohltivosti
$\beta$	[1/K]	součinitel objemové roztažnosti
$\delta$	[m]	tloušťka stěny
$\eta$	[Pa.s]	dynamická viskozita
$\lambda$	[W/m.K]	součinitel tepelné vodivosti



	[m]	vlnová délka
$\nu$	[m <sup>2</sup> /s]	kinematická viskozita
$\rho$	[kg/m <sup>3</sup> ]	hustota
	[-]	součinitel relativní odrazivosti
$\sigma$	[W/m <sup>2</sup> .K <sup>4</sup> ]	Stefanova-Boltzmannova konstanta
$\tau$	[s]	čas
	[-]	součinitel relativní propustnosti
$\varphi$	[-]	úhlový součinitel poměrného osálení
$Gr$	[-]	Grashofovo číslo
$Nu$	[-]	Nusseltovo číslo
$Pr$	[-]	Prandtlovo číslo
$Re$	[-]	Reynoldsovo číslo

### Indexy

0	černé těleso
1	vnitřní povrch
2	vnější povrch
c	celkový
č	černé těleso
k	konvekce
l	laminární
m	střední
max	maximum
r	radiační
s, st	stěna
t	tekutina, turbulentní
w	voda
x	ve vzdálenosti x

# 1 Úvod

---

## 1.1 Obecná charakteristika

Desková otopná tělesa patří v poslední době k nejrozšířenějším druhům otopných těles. Je to dáno např. jejich malou hloubkou, která samozřejmě závisí na počtu desek a počtu přidávaných konvekčních plechů. Výhodou je dále malý objem, který umožňuje rychlou odezvu na změnu potřeby tepla v místnosti, tj. regulační zásah. Proto se vyrábí v širokých rozměrových řadách, aby bylo možné pokrýt potřebnou tepelnou ztrátu místnosti. Mohou se lišit různým tvarováním přední desky a plechy, kterými je těleso zakrytováno.

Při konstrukčním návrhu deskového otopného tělesa je snaha dosáhnout lepšího, tj. rovnoměrnějšího zatékání do horní rozvodné komory, jednotlivých kanálků a spodní rozvodné komory tak, aby bylo sdílení tepla efektivní. Mým úkolem není řešit konstrukci deskového otopného tělesa jako celku, ale zaměřit se právě na geometrii a natočení distančních kroužků v komorách deskového otopného tělesa.

## 1.2 Cíle diplomové práce

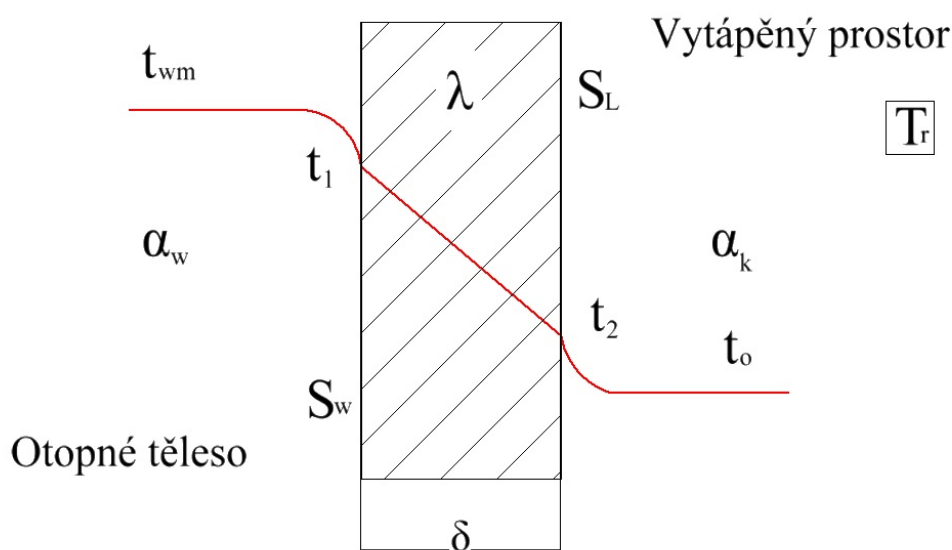
Hlavním cílem diplomové práce je porovnání teplotních a rychlostních polí dvou deskových otopných těles, která mají rozdílnou geometrii distančních kroužků a jejich směrování. Porovnání bude vyhodnoceno na základě výsledků provedeného experimentu. U každého tělesa bude snímáno termovizní kamerou teplotní pole při náběhu tělesa a následně odměřen stacionární stav. Z porovnání teplotních polí především při náběhu otopného tělesa budu posuzovat rozdíly mezi oběma tělesy.

V druhé části se budu věnovat vytvoření simulačního modelu deskového otopného tělesa, který bude geometricky zcela totožný. Vhodným nastavením parametrů v simulačním softwaru přiblížím model skutečnému tělesu. Porovnáním výsledků experimentu a simulačního modelu si ověřím výsledky z matematické simulace. Zobrazením vektorů rychlostního pole v celém otopném tělesu bych rád napomohl k představě proudění v okolí distančních kroužků, v komorách a kanálcích.

Výsledky matematické simulace bych také rád využil k přesnějšímu nastavení parametrů matematické simulace v rámci doktorského studia, kde bych se chtěl věnovat optimalizaci geometrie a natočení distančních kroužků v komorách. K tomu potřebuji mít odladěný a optimalizovaný model deskového otopného tělesa.

## 2 Sdílení tepla

Otopné těleso je prvek otopné soustavy, který slouží ke sdílení tepla mezi otopnou vodou a vytápěným prostorem. Do vytápěného prostoru sdílíme teplo, abychom dosáhli tepelné pohody. Otopné těleso je tedy rekuperační výměník tepla, ve kterém dochází k přestupu tepla mezi tekutinou a vnitřním povrchem, vedením tepla stěnou otopného tělesa a do vytápěného prostoru je sdíleno přestupem tepla vnějšího povrchu otopného tělesa do vzduchu ve vytápěném prostoru a sáláním na okolní povrchy.



Obr. 2-1 Schéma prostupu tepla stěnou otopného tělesa

Sdílení tepla můžeme opsat následující rovnicí

$$\begin{aligned} \dot{Q}_c &= \dot{M}_w \cdot c \cdot (t_{w1} - t_{w2}) = \alpha_w \cdot S_w \cdot (t_{wm} - t_1) = \frac{\lambda}{\delta} \cdot S_m \cdot (t_1 - t_2) = \\ &= \alpha_k \cdot S_L \cdot (t_2 - t_o) + c_0 \cdot e \cdot S_{e\varphi} \cdot \left[ \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_u}{100} \right)^4 \right] \cdot \varphi, \end{aligned} \quad (2.1)$$

kde

$\dot{Q}_c$	celkový tepelný tok [W],
$\dot{M}_w$	hmotnostní průtok na straně vody [kg/s],
$c$	měrná tepelná kapacita [J/kg.K],
$t_{w1}$	vstupní teplota otopné vody [°C],
$t_{w2}$	výstupní teplota otopné vody [°C],

$\alpha_w$	součinitel přestupu na straně vody [W/m <sup>2</sup> .K],
$S_w$	povrch na straně vody [m <sup>2</sup> ],
$t_{wm}$	střední teplota otopné vody [°C],
$t_1$	teplota povrchu na straně vody [°C],
$t_2$	teplota povrchu na straně vzduchu [°C],
$t_o$	teplota vzduchu [°C],
$\lambda$	součinitel tepelné vodivosti [W/m.K],
$\delta$	tloušťka stěny otopného tělesa [m],
$S_m$	střední plocha stěny tělesa pro vedení [m],
$c_0$	součinitel sálání absolutně černého tělesa [W/m <sup>2</sup> .K <sup>4</sup> ],
$e$	emisivita povrchu otopného tělesa [-],
$S_{e\varphi}$	přestupní plocha tělesa příslušná sálání [m <sup>2</sup> ],
$T_r$	střední radiační teplota [K],
$T_2$	teplota povrchu tělesa na straně vzduchu [K],
$\varphi$	úhlový součinitel poměrného osálení [-].

Dále budou blíže upřesněny jednotlivé části předchozí rovnice.

## 2.1 Přestup tepla

Přestup tepla (také přenos tepla prouděním, konvekcí) je složitý děj, ke kterému dochází v tekutinách, kde může dojít k makroskopickému pohybu částic (proudění). Podle příčiny dělíme konvekci na přirozenou a nucenou. Důležitou podmínkou přestupu je teplotní gradient, tedy rozdíl teplot tekutiny a povrchu, a dále závisí na rychlosti proudění, geometrii teplosměnného povrchu, vlastnostech tekutiny a charakteru proudění. Všechny tyto parametry jsou shrnuty v součiniteli přestupu tepla  $\alpha_k$ , který má lokální charakter a jeho hodnota je v různých místech různá. Řešení sdílení tepla konvekcí je obtížné, a proto používáme teorie podobnosti, kde můžeme naměřené hodnoty využít k predikci přestupu tepla u reálných předmětů a usnadnit si tím řešení.

Hodnoty součinitele přestupu tepla  $\alpha_k$  můžeme tedy pro nějaké případy určit pomocí experimentu a v případech, kde to není možné, použijeme výpočet pomocí kritériálních rovnic, které se pro to běžně používají, a dostaneme z nich střední hodnotu součinitele přestupu tepla. Pro určení použijeme bezrozměrný komplex veličin (podobnostní číslo) Nusseltovo číslo značené jako  $Nu$  a vyjádřené vztahem

$$Nu = \frac{\alpha_k \cdot L}{\lambda}, \quad (2.2)$$

kde

- $\alpha_k$  součinitel přestupu tepla konvekcí [W/m<sup>2</sup>.K],  
 $\lambda$  součinitel tepelné vodivosti tekutiny [W/m.K],  
 $L$  charakteristický rozměr [m].

Kriteriální rovnice pro určení Nusseltova čísla závisí na příčině proudění. Pro nucenou konvekci je základní funkční závislost kriteriální rovnice

$$Nu = f(Re, Pr), \quad (2.3)$$

kde

- $Re$  Reynoldsovo číslo vyjadřující poměr setrvačných a třecích sil [-],  
 $Pr$  Prandtlovo číslo vyjadřující podobnost rychlostních a teplotních polí při současném přenosu hybnosti a tepla [-].

Pro přirozenou konvekci je základní funkční závislost vyjádřena kriteriální rovnicí

$$Nu = f(Gr, Pr), \quad (2.4)$$

kde

- $Gr$  Grashofovo číslo vyjadřující poměr vztakových a třecích sil [-].

### 2.1.1 Přestup tepla mezi vodou a povrchem tělesa

Teplonosná látka je do otopného tělesa dopravena pomocí čerpadla, jde tedy o nucené proudění při malých rychlostech, které vycházejí z toho, že se počítá ochlazení vody o 20 °C (příp. 15 °C, 10 °C) v otopném tělese a dle [1] je proudový děj v laminární oblasti. Při splnění podmínky

$$Re \cdot Pr \cdot d_h / L > 12, \quad (2.5)$$

můžeme použít experimentálně určeného vztahu [1]

$$Nu = 1,62 \cdot (Re \cdot Pr \cdot d_h / L)^{1/3}, \quad (2.6)$$

nebo dle Hausenova vztahu [1]

$$Nu = \left[ 3,65 + \frac{0,0668(Re \cdot Pr \cdot d_h / L)}{1 + 0,045(Re \cdot Pr \cdot d_h / L)^{2/3}} \right] \cdot \left( \frac{\eta}{\eta_p} \right)^{0,14}, \quad (2.7)$$

kde

$\eta$	dynamická viskozita proudící tekutiny [Pa.s],
$\eta_p$	dynamická viskozita pro teplotu v mezní vrstvě [Pa.s],
$d_h$	hydraulický průměr [m].

Poměr dynamických viskozit můžeme zanedbat v případě, že předpokládáme přibližně stejnou střední teplotu vody a teplotu vody v termokinetické mezní vrstvě u povrchu tělesa. Charakteristickým rozměrem je v tomto případě u svislé desky její výška (resp. výška/délka kanálku).

Konvekci rozdělujeme také podle vlivu prostoru na volnou a stísněnou konvekci. U konvekce volné se konvektivní proud může rozvinout a není omezen např. stěnou. Konvekce stísněná nastává právě v omezeném prostoru, kde je konvektivní proud značně ovlivněn geometrií prostoru, což nastává třeba právě v otopném tělese. Toto omezení ovlivňuje, zda bude proudění laminární nebo turbulentní, a tedy hodnotu kritického Reynoldsova čísla  $Re_{krit}$ .

### 2.1.2 Přestup tepla mezi povrchem tělesa a vzduchem

Přestup tepla na této straně je vyvolaný pouze rozdílem teplot mezi povrchem tělesa a teplotou vzduchu, resp. rozdílem jejich hustot a jedná se o konvekci přirozenou. Charakteristickým rozměrem je v případě otopného tělesa jeho výška. Vzduch se začne ohřívat u desky otopného tělesa a sníží se jeho hustota a na jeho částice začnou působit vztlakové síly, které jsou větší než síly třecí a setrvačné a uvedou částice do pohybu.

Vztlaková síla je definovaná podle

$$F_{vzt} = g \cdot \rho \cdot \beta \cdot \Delta t, \quad (2.8)$$

kde

$F_{vzt}$	vztlaková síla [N],
$g$	gravitační zrychlení [ $m/s^2$ ],
$\rho$	hustota [ $kg/m^3$ ],
$\beta$	součinitel objemové roztažnosti [ $1/K$ ],
$\Delta t$	rozdíl teplot v mezní vrstvě [K].

Rozdíl teplot v termokinetické mezní vrstvě, která je charakterizována gradientem teploty v blízkosti teplosměnné plochy, je dán dle vztahu

$$\Delta t = \pm(t_s - t_i), \quad (2.9)$$

kde,

- $t_s$       teplota stěny [°C],  
 $t_i$       teplota tekutiny [°C].

Volné proudění kolem desky otopného tělesa má charakter jak laminární, tak i turbulentní. Pro střední hodnotu součinitele přestupu tepla u proudění laminárního a turbulentního jsou dány kritériální rovnice viz [1], které platí v různých mezích Grashofova a Prandtlova čísla, a z nich vyházejí vztahy pro mezní výšky laminárního a turbulentního proudění

$$H_l = 10^3 \cdot \left( \frac{\nu \cdot a}{g \cdot \beta \cdot \Delta t} \right)^{1/3}; H_t = 3,915 \cdot 10^3 \cdot \left( \frac{\nu \cdot a}{g \cdot \beta \cdot \Delta t} \right)^{1/3}, \quad (2.10)$$

kde

- $H_l$       mezní vrstva pro laminární proudění [m],  
 $H_t$       mezní vrstva pro turbulentní proudění [m],  
 $a$       součinitel teplotní vodivosti  $a = \frac{\lambda}{c \cdot \rho}$  [m<sup>2</sup>/s],  
 $\nu$       kinematická viskozita [m<sup>2</sup>/s].

Teoretickým nebo experimentálním zjednodušením kritériálních rovnic (u daných rovnic není uvedené, jakým způsobem byly určeny) je možné od různých autorů nalézt spoustu vztahů pro určení součinitele přestupu tepla viz [1]. Zde uvedu pouze výslednou závislost dle [1] vyhovující pro podmínky otopného tělesa (platnost pro  $t_{wm}$  od 40 do 70 °C)

$$\alpha_k = 1,6 \cdot (t_{st} - t_i)^{0,3}, \quad (2.11)$$

kde

- $t_{st}$       teplota stěny otopného tělesa [°C],  
 $t_i$       teplota vzduchu mimo mezní vrstvu [°C].

*Místní hodnoty součinitele přestupu tepla se mohou značně lišit. Protože při volném proudění ve vzduchu jsou hodnoty součinitele přestupu tepla poměrně nízké, je třeba vždy uvažovat ještě přenos tepla sáláním [1].*

## 2.2 Sdílení tepla vedením

Sdílení tepla vedením se uskutečňuje především v pevných látkách, kde jsou mezi atomy pevné vazby, nebo v nepohyblivých tekutinách, kde nedochází k pohybu (těsné mezery, v blízkosti stěn). Při odvozování vztahu vedení tepla, jak je uveden v rovnici (2.1), vycházíme z experimentálně zjištěného Fourierova vztahu

$$\dot{q} = -\lambda \cdot \text{grad } T, \quad (2.12)$$

kde

$\dot{q}$	hustota tepelného toku [W/m <sup>2</sup> ],
$\lambda$	součinitel tepelné vodivosti [W/m.K],
$\text{grad } T$	gradient teploty [K/m].

Odvozením Fourierovy-Kirchhoffovy rovnice (FKR) pro nestacionární vedení tepla v látce s konstantními vlastnostmi ve tvaru dle [2]

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \cdot \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{\dot{q}^{(V)}}{\rho \cdot c_p}, \quad (2.13)$$

kde

$\tau$	čas [s],
$a$	součinitel teplotní vodivosti [m <sup>2</sup> /s],
$x, y, z$	souřadnice v prostoru [m],
$\dot{q}^{(V)}$	objemová hustota vnitřního zdroje (ohmický ohřev, pohlcená sluneční radiace apod.) [W/m <sup>3</sup> ].

Dále aplikováním počáteční a okrajových podmínek na FKR dostaneme řešení teplotního pole. Zjednodušením na stacionární vedení tepla nekonečnou rovinnou deskou o konstantní tloušťce získáme vztah pro lineární změnu teploty v rovinné desce, jak je také vidět na obr. 2-1

$$T_{(x)} = T_{S1} - \frac{T_{S1} - T_{S2}}{\delta} x, \quad (2.14)$$



kde

$T_{(x)}$	teplota ve vzdálenosti $x$ [K],
$T_{S1,2}$	povrchové teploty [K],
$\delta$	tloušťka stěny [m].

Integrací Fourierova zákona pro stacionární jednorozměrné vedení tepla dostaneme vztah pro tepelný tok rovinnou stěnou (stěna otopného tělesa) ve tvaru

$$\dot{Q} = \dot{q} \cdot S = \frac{S \cdot (T_{S1} - T_{S2})}{\frac{\delta}{\lambda}}, \quad (2.15)$$

kde

$S$  plocha stěny [m<sup>2</sup>].

## 2.3 Sdílení tepla sáláním

*Základní vlastností přenosu tepla radiací vyplývají z toho, že jeho podstatou je elektromagnetické záření, která má korpuskulárně vlnový charakter (fotony, elektromagnetické vlnění) a šíří se rychlostí světla. Na rozdíl od ostatních dvou mechanismů přenosu tepla (vedení, proudění) není přenos tepla zářením vázán na přítomnost látky mezi tělesy. Naopak přítomnost hmoty představuje vždy menší nebo větší bariéru pro tepelnou radiaci. Radiací se teplo přenáší nejlépe ve vakuu. Obecně musí být prostředí mezi tělesy alespoň částečně průteplivé (diatermní) [2].*

Průteplivé prostředí se rozumí, že nepohlcuje energii zářením a samo není zdrojem záření. Mezi takové prostředí zahrnujeme i dvouatomové plyny, které jsou zastoupeny ve vzduchu. Aby mohlo těleso zářit, musí jeho termodynamická teplota  $T > 0$  K a záření vzniká přechodem elementárních částic mezi energetickými stavy. Výsledný směr tepelného toku mezi dvěma tělesy bude, jako u předchozích dvou mechanismů sdílení tepla, směřovat od teplejšího k chladnějšímu tělesu. Teorie záření je založena na záření černého tělesa a obecných těles, a dále na dalších fyzikálních zákonech, ke kterým bych se přiblížil až v další kapitole, která se bude zabývat bezkontaktním měřením teplot.

Pro výpočet tepelného toku zářením použijeme Steffan-Boltzmanův zákon pro černé těleso vztažený na 1m<sup>2</sup>, tedy jeho hustotu

$$\dot{q}_0 = c_0 \cdot \left( \frac{T}{100} \right)^4, \quad (2.16)$$

kde

- $\dot{q}_0$  hustota tepelného toku [W/m<sup>2</sup>],  
 $c_0$  součinitel sálání absolutně černého tělesa [W/m<sup>2</sup>.K<sup>4</sup>],  
 $T$  absolutní teplota povrchu plochy [K].

Pro výpočet přenosu tepla zářením mezi dvěma povrchy, pokud zavedeme určité předpoklady, použijeme obecný vztah

$$\dot{Q} = c_0 \cdot e_0 \cdot e_1 \cdot S_1 \cdot \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \cdot \varphi_{12}, \quad (2.17)$$

kde

- $\dot{Q}$  tepelný tok zářením [W],  
 $e_{0,1}$  emisivity povrchů [-],  
 $S_1$  plocha tělesa 1 [m<sup>2</sup>],  
 $T_{1,2}$  termodynamické teploty povrchů ( $T_1 > T_2$ ) [K],

Výkon otopného tělesa se skládá ze složky konvektivní a sálavé. Potřebujeme tedy vyjádřit přenos tepla zářením ve tvaru analogickém s přenosem tepla konvekcí. K tomu zavedeme součinitel přenosu tepla zářením  $\alpha_s$  [W/m<sup>2</sup>.K] ve vztahu

$$\alpha_s = \frac{c_0 \cdot e_0 \cdot e_1 \cdot \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \cdot \varphi_{12}}{(t_1 - t_2)}, \quad (2.18)$$

kde

- $t_1$  teplota sálajícího povrchu [°C],  
 $t_2$  teplota osálaných povrchů [°C].

Pak můžeme celkový výkon otopného tělesa vztáhnout ke stejnému rozdílu teplot a použít celkový součinitel přenosu tepla  $\alpha_c$  [W/m<sup>2</sup>.K]. Zde však vycházíme ze zjednodušení v rámci linearizace sdílení tepla sáláním v malém rozmezí teplot a zároveň bereme z praktických důvodů teplotu osálaných povrchů, tj. ve vytápěném prostoru střední radiální teplotu rovnu teplotě vzduchu

$$\dot{Q} = (\alpha_k + \alpha_s) \cdot S_1 \cdot (t_1 - t_2) = \alpha_c \cdot S_1 \cdot (t_1 - t_2), \quad (2.19)$$

kde

- $t_1$       střední povrchová teplota otopného tělesa [°C],  
 $t_2$       střední teplota vzduchu ve vytápěném prostoru [°C].

Podíl sálavé složky u různých typů deskových otopných těles je v následující tabulce [1].

Tab. 2-1 Podíl sálavé složky [1]

Otopné těleso		Podíl tepla sdílený sáláním		
		Do místnosti	Na zadní desku	Celkový
Deskové otopné těleso - typ	10	0,38	0,18	0,56
	11	0,25	0,11	0,36
	20	0,23	0,10	0,33
	21	0,20	0,08	0,28
	22	0,17	0,07	0,24
	33	0,14	0,04	0,18

## 3 Charakteristiky otopných těles

---

Charakteristiky otopných těles dělíme na [1]:

- geometrické,
- teplotnické,
- provozní.

U geometrických charakteristik se zajímáme o rozměry otopného tělesa, o jeho geometrické uspořádání, tvar přestupní plochy a rozšířené přestupní plochy. Řadíme sem i vodní obsah otopného tělesa a jeho hmotnost.

Teplotnické charakteristiky nám dávají informaci o sdílení tepla a tepelném výkonu otopného tělesa, který určíme dle vztahu (2.1). Dále součinitel prostupu tepla, který zahrnuje oba přestupy, jak na straně vody, tak i na straně vzduchu a také vedení tepla ve stěně otopného tělesa.

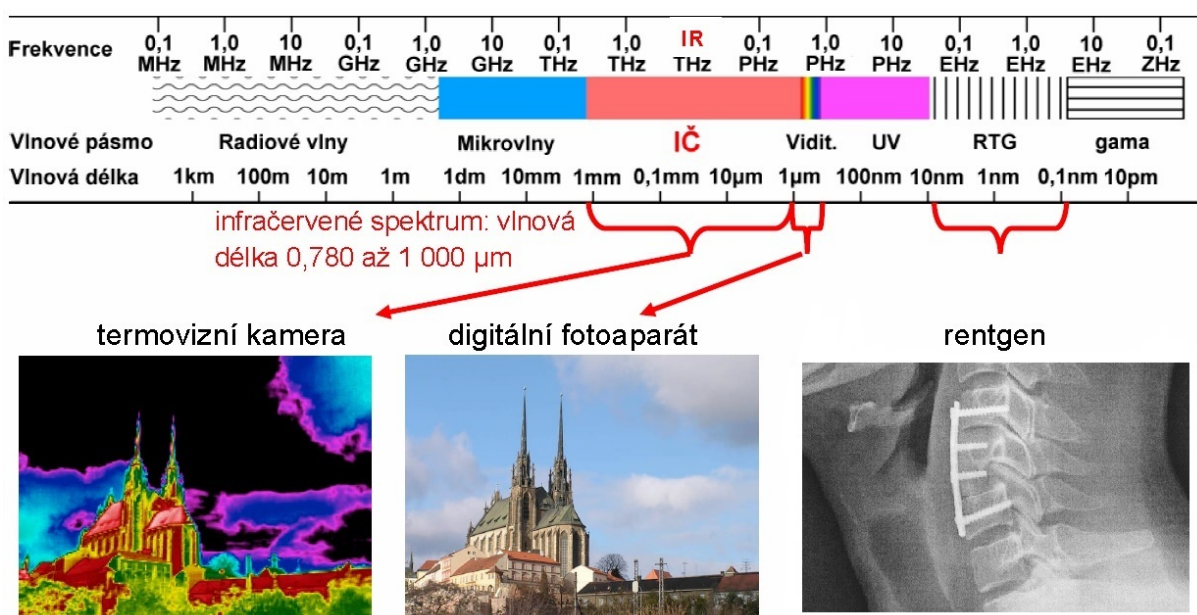
Z provozních charakteristik je pro mě použitelná setrvačnost náběhu, kterou budu zmiňovat v kapitole pojednávající o vlastním experimentu, měřenou pomocí termovizní kamery. Je to doba potřebná pro dosažení jmenovitého tepelného výkonu otopného tělesa při jmenovitých podmínkách. Ta se však nepoužívá a nahrazuje se setrvačností náběhu  $T_{63}$  a  $T_{90}$ , které udávají dosažení 63% a 90% výkonu.

## 4 Bezkontaktní měření teploty

V experimentální části této diplomové práce je měřena povrchová teplota přední desky otopného tělesa pomocí infračervené termovizní kamery, která snímá teplotní pole v celém záběru. Teplotní pole je měřeno na základě elektromagnetického záření povrchu tělesa. Dále se více přiblížím této problematice z teoretického hlediska.

### 4.1 Teorie sdílení tepla zářením

Bezdotykové měření teploty, neboli termografie, využívá vlnové pásmo infračerveného (IČ) záření. Hranice, kde začíná pásmo krátkého IČ záření je tam, kde končí tzv. viditelné pásmo (tmavě červená). Hranice, kde končí pásmo dlouhovlnného IČ záření je tam, kde začíná pásmo „mikrovlnných“ vlnových délek. Číselně lze toto pásmo vyjádřit v rozmezí vlnových délek  $\lambda = 0,75 \mu\text{m}$  až  $1 \text{ mm}$ , což v praxi zahrnuje měření teplot v rozsahu od  $-40$  do  $+10\,000 \text{ }^\circ\text{C}$  [3].



Obr. 4-1 Rozdělení elektromagnetického záření podle vlnové délky, resp. frekvence [4]

Jako ideální zdroj pro odvození následujících vztahů je absolutně černé těleso, které při dané teplotě vyzařuje teplo s nejvyšší intenzitou a dále se vyznačuje:

- pohlcením veškerého dopadajícího záření,
- vyzařováním do všech směrů se stejnou intenzitou,

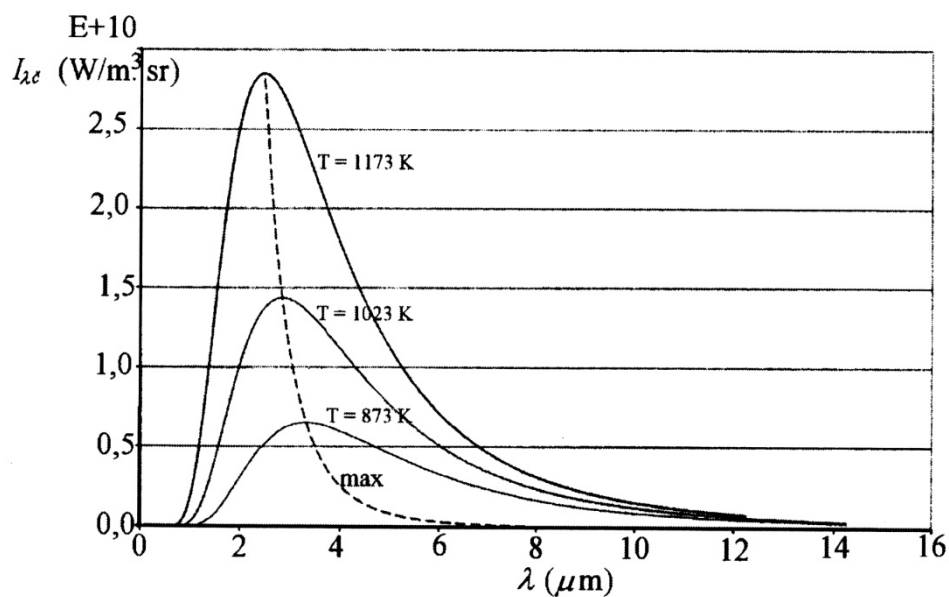
- jako neselektivní zářič.

Závislost spektrální intenzity zářivého toku černého tělesa na vlnové délce a povrchové teplotě do jednotkového prostorového úhlu vyjadřuje Planckův zákon v upraveném tvaru

$$I_{\lambda\epsilon} = \frac{C_1}{\lambda^5 \cdot [\exp(C_2 / \lambda \cdot T) - 1]}, \quad (4.1)$$

kde

- $I_{\lambda\epsilon}$  spektrální intenzita zářivého toku [ $\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{m}$ ],  
 $\lambda$  vlnová délka [ $\text{m}$ ],  
 $T$  termodynamická teplota [ $\text{K}$ ],  
 $C_1$  první Planckova konstanta ( $C_1 = 3,741 \cdot 10^{-16} \text{ W}/\text{m}^2$ ),  
 $C_2$  druhá Planckova konstanta ( $C_2 = 1,438 \cdot 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{K}$ ).



Obr. 4-2 Spektrální křivky vyzařování pro absolutně černé těleso o různé teplotě [5]

V předchozím obrázku je čárkovaně znázorněna závislost, při které je pro danou povrchovou teplotu absolutně černého tělesa nejvyšší hodnota spektrální hustoty zářivého toku. Tato hodnota klesá s větší hodnotou vlnové délky. Výpočet takové vlnové délky je dán Wienovým zákonem

$$\lambda_{\text{max}} \cdot T = 2898. \quad (4.2)$$

Pro získání celkového zářivého výkonu je nutno Planckův zákon (4.1) integrovat přes všechny vlnové délky a dostaneme Stefan-Boltzmannův zákon v obecném tvaru

$$I_{\varepsilon} = \sigma \cdot T^4, \quad (4.3)$$

kde

- $I_{\varepsilon}$  celkový zářivý výkon černého tělesa [ $\text{W}/\text{m}^2$ ],  
 $\sigma$  Stefanova-Boltzmannova konstanta [ $\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{K}^{-4}$ ].

Celkový zářivý výkon (hustota tepelného toku) dopadající na povrch tělesa se skládá ze tří složek:

- odražené zpět do prostoru (reflexe) – daná součinitelem relativní odrazivosti  $\rho$  [-],
- pohlcené povrchem (absorpce) – daná součinitelem relativní pohltivosti  $\alpha$  [-],
- propuštěné tělesem (transmise) – daná součinitelem relativní propustnosti  $\tau$  [-],

kde pro součet těchto složek platí (odvozením z Kirchhoffova zákona)

$$1 = \rho + \alpha + \tau. \quad (4.4)$$

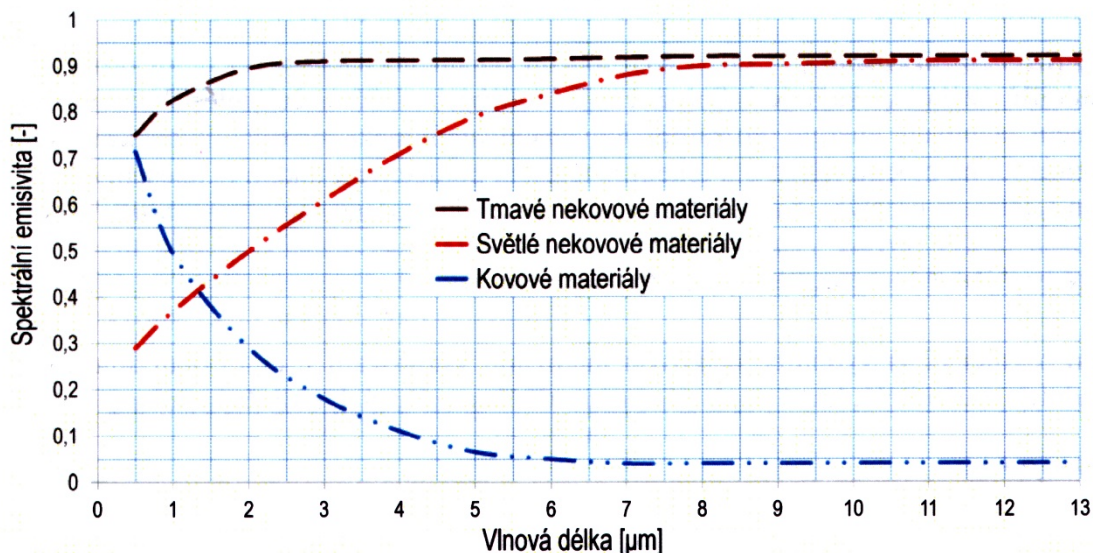
Dle [3] definujeme několik modelů těles, podle velikosti jednotlivých koeficientů:

- absolutně černé těleso (dokonalý přijímač),  $\alpha = 1$ ,  $\rho = \tau = 0$ ,
- šedé těleso,  $\alpha < 1$ ,  $\rho = 1 - \alpha$ ,  $\tau = 0$ ,
- antireflexivní materiál,  $\alpha + \tau = 1$ ,  $\rho = 0$ ,
- zrcadlo (dokonalý reflektor),  $\rho = 1$ ,  $\alpha = \tau = 0$ ,
- dokonale propustný (transparentní) materiál,  $\tau = 1$ ,  $\alpha = \rho = 0$ ,
- matný materiál,  $\alpha + \rho = 1$ ,  $\tau = 0$ ,
- obecný materiál,  $0 < (\rho; \alpha; \tau) < 1$ .

V technické praxi ovšem ideální model černého tělesa nemáme, ale za zjednodušení skutečného modelu bereme model šedého tělesa, který má menší intenzitu vyzařování než černé těleso a tuto skutečnost určuje součinitel relativní zářivosti tzv. emisivita  $e$  [-] daná

$$I_i = I_{\varepsilon} \cdot e. \quad (4.5)$$

Emisivita je závislá na termodynamické teplotě, vlnové délce, ale závisí i na směru záření, což pro šedé těleso tuto závislost můžeme vyloučit, protože je difúzní zářič. Tuto závislost emisivity pro vybrané materiály zobrazuje následující obrázek.



Obr. 4-3 Spektrální emisivita pro kovové a nekovové materiály [3]

Z obrázku je vidět, že emisivita závisí také na struktuře povrchu, který ovlivňuje již zmíněné koeficienty odrazivosti a pohltivosti. Dle [3] se emisivita povrchových úprav (barvy řady RAL) otopných těles pohybuje v rozmezí hodnot od 0,92 do 0,95.

## 4.2 Doporučení pro měření ve vnitřním prostředí

Ve vnitřním prostředí bychom se dle [3] měli vyhýbat nevhodným podmínkám při měření a to zejména:

- výrazné rychlosti proudění vzduchu,
- vysoké vlhkost vzduchu,
- vysoce prašnému prostředí.

Velký vliv na měření má přesnost měření infračervené kamery, která je udána v materiálech výrobce, a dle [3] se pohybuje v hodnotách  $\pm 2\%$  z naměřené hodnoty. Dále má veliký vliv na nejistotu měření správný odhad nebo určení emisivity povrchu tělesa, kterou můžeme určit použitím nalepovacího povrchu o známé emisivitě, nebo použitím dotykové sondy. U lesklých povrchů s nízkou emisivitou může také dojít k odražení povrchové teploty okolních předmětů během experimentu.



Další důležitý faktor ovlivňující nejistotu měření je vliv tzv. zdánlivě odrážející se teploty [3]. Při měření v interiéru, kde jsou nějaké zdroje tepelného záření, považujeme za tuto teplotu střední radiační teplotu, a čím více bude těleso lesklé, tím větší bude vliv této teploty. Dále ovlivňuje nejistotu měření teplota okolí a měřicí vzdálenost.

*Jako neméně důležité na výsledek měření se jeví i vliv obsluhy bezdotykového přístroje. Z tohoto důvodu nestačí vždy jen znalost fyzikálních principů sdílení tepla, ale výrazný podíl na správnosti resp. „čitelnosti“ získaných snímků a vyhodnocení měřicí situace má také praktická zkušenost uživatele. Bezkontaktní měření teplot umožňuje uživateli velmi rychlou a přesnou metodu měření povrchových teplot, navíc použitelnou prakticky v jakémkoliv prostředí. Na druhou stranu je nutné si uvědomit, že sebelepší přístroj je pouze tak přesný, jaká je odborná způsobilost jeho uživatele [3].*

### 4.3 Nejistota měření

Definice nejistoty měření je, že je to interval hodnot kolem naměřené hodnoty, ve kterém se s určitou pravděpodobností nachází skutečná hodnota veličiny [6]. Podle příčiny dělíme nejistoty na

- standardní nejistota typu A -  $u_A$ , která je dána náhodnými vlivy,
- standardní nejistota typu B -  $u_B$ , která zastupuje známé a předvídatelné příčiny vzniku.

Pokud měříme jednu veličinu po více měření, tak uvažujeme její aritmetický průměr a za standardní nejistotu typu A bereme výběrovou směrodatnou odchylku dle [3]

$$u_{Ax} = s_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n \cdot (n-1)}}, \quad (4.6)$$

kde

$s_{\bar{x}}$	směrodatná odchylka aritmetického průměru [-],
$\bar{x}$	aritmetický průměr naměřených hodnot [-],
$x_i$	jednotlivé hodnoty stanovené měření [-],
$n$	počet měření [-].

Standardní nejistota typu B je dána nepřesností měřicího přístroje a nastavením emisivity. Je tedy nutné zahrnout vliv více veličin a počítat je jednotlivě. Standardní nejistota typu B od jednotlivých zdrojů je dána [3]

$$u_{z,x} = \sqrt{\frac{z_x^2}{3}}, \quad (4.7)$$

kde

$z_x$             nepřesnost přístroje, nepřesnost nastavení [-].

Celková nejistota typu B se určí dle vztahu [3]

$$u_{B,x} = \sqrt{\sum_{i=1}^n A_{x,z_i}^2 \cdot u_{z_i}^2}, \quad (4.8)$$

kde

$A_{x,z_i}$         citlivostní koeficient [-].

Citlivostní koeficient udává propojení mezi jednotlivými zdroji nejistot, pokud mezi nimi není, tak je tato veličina rovna 1.

Celková kombinovaná nejistota je pak dána

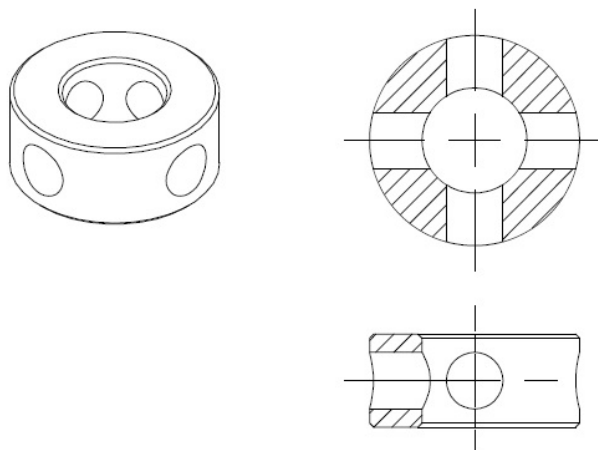
$$u = \sqrt{u_A^2 + u_B^2}. \quad (4.9)$$

## 5 Problematika distančních kroužků

### 5.1 Historie

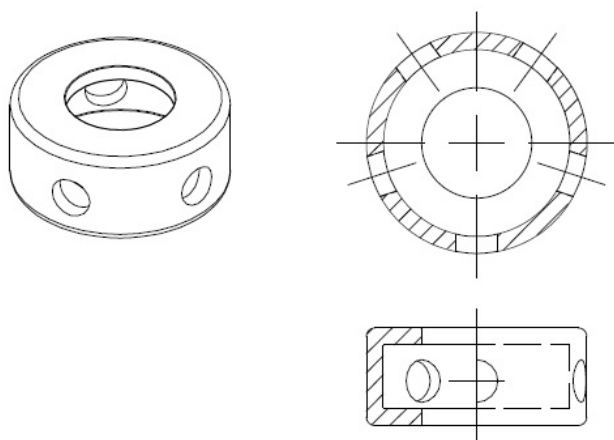
Deskové otopné těleso je složeno ze dvou desek, které jsou po obvodu svařeny odporově švově a mezi kanálky odporově bodově. Aby nedošlo k deformaci desky při přivařování vstupní a výstupní garnitury, je mezi desky v místě přivaření vložen distanční kroužek, který slouží k vymezení požadované rozteče desek.

Distanční kroužky byly nejdříve vyráběné jako vyvrtané kroužky se čtyřmi/pěti vyvrtanými otvory po obvodu jako na následujícím obrázku.



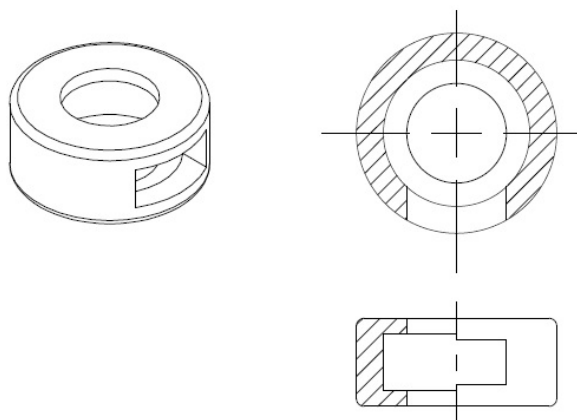
*Obr. 5-1 Vrtaný distanční kroužek*

Další kroužky byly vyráběné jako výkovky s vnitřním vybráním.



*Obr. 5-2 Kovaný distanční kroužek s pěti otvory*

Dnes se vyrábí také kované distanční kroužky ovšem už s jedním otvorem, který není kruhový, ale má obdélníkový tvar vytvořený vyfrézováním.



*Obr. 5-3 Kovaný distanční kroužek s jedním otvorem*

## 5.2 Vývoj

Výroba distančních kroužků s více otvory po obvodu byla daná tím, že technologie výroby nebyla na takové úrovni, aby bylo možné ovlivňovat natočení distančního kroužku vůči horní rozvodné komoře, proto byl kroužek přivařen tak, jak „vypadnul“ ze stroje.

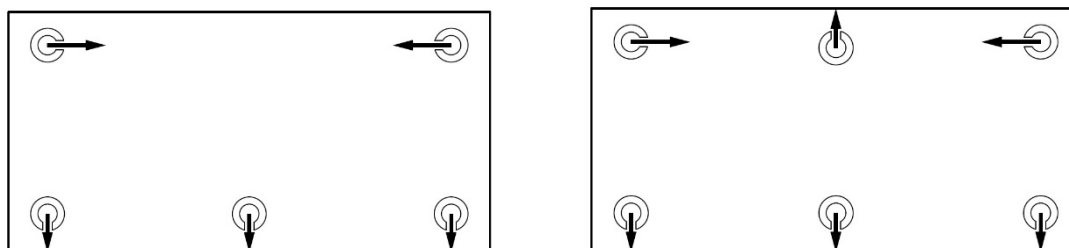
Dnes technologie pokročila a lze už směřovat natočení distančního kroužku, tudíž je možné vyrábět kroužek s jedním otvorem a natočit ho tak, aby bylo možné jeho natočením ovlivnit zatékání do otopného tělesa. Takže určitá geometrie distančního kroužku a jeho výstupního otvoru může pozitivně ovlivnit rovnoměrné zatékání do otopného tělesa a tím ovlivnit např. výkon tělesa při náběhu. Tímto tématem bych se rád dále zabýval v doktorském studiu v rámci disertační práce a snažil se optimalizovat tvar distančního kroužku s ohledem na rovnoměrné zatékání.

V experimentu se budu zabývat měřením na dvou deskových otopných tělesech, kde jedno je starší a není předem znám tvar ani natočení distančních kroužků. U druhého tělesa je tvar i natočení předem známé. Tuto informaci mi poskytl vedoucí diplomové práce a natočení kroužků je podle následujícího obrázku.



*Obr. 5-4 Natočení distančních kroužků u nového tělesa Radik Klasik a Radik VK typu 10*

V novém tělese Radik Klasik a Radik VK jsou horní distanční kroužky natočeny směrem do horní rozvodné komory a slouží jako vstupní. Dolní distanční kroužky jsou natočeny tak, že otvor směřuje dolů proti spodní hraně dolní sběrné komory, a slouží jako výstupní. Těleso je tedy možné napojit pouze shora dolů a to jednostranně nebo oboustranně. Při zapojení je důležité pohlídat si na obalu označení horní hrany deskového otopného tělesa, aby nedošlo k jeho nesprávnému napojení na otopnou soustavu. U těles typů 20,21,22 a 33 je natočení distančních kroužků stejné u všech paralelních desek tělesa.



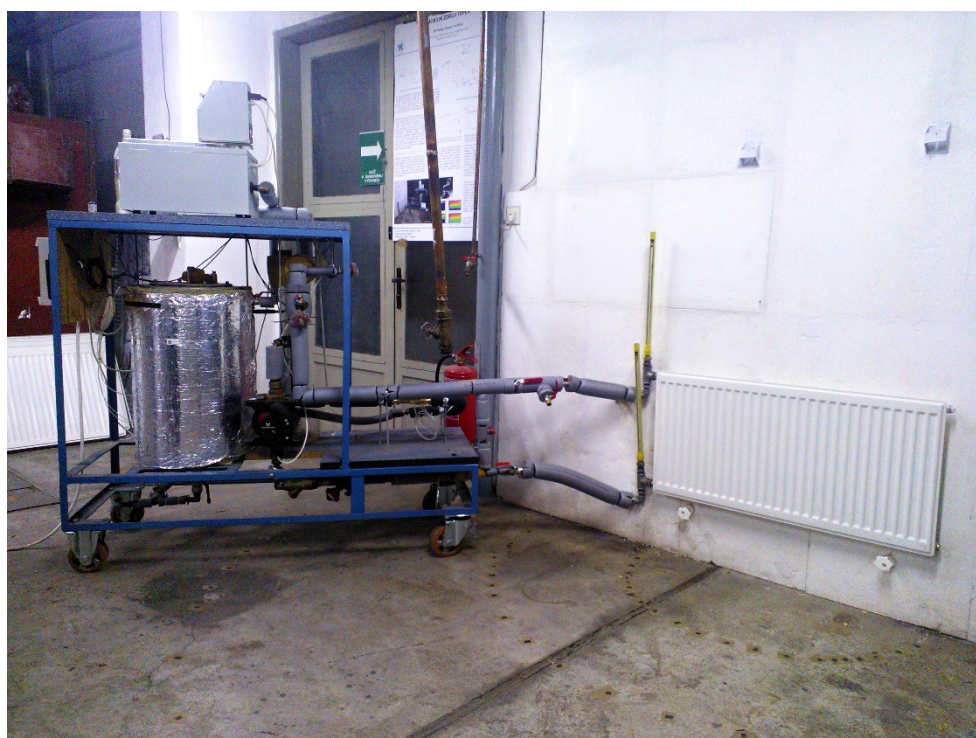
*Obr. 5-5 Natočení distančních kroužků u těles Radik VKM (vlevo) a MM (vpravo) typu 10*

## 6 Experiment

---

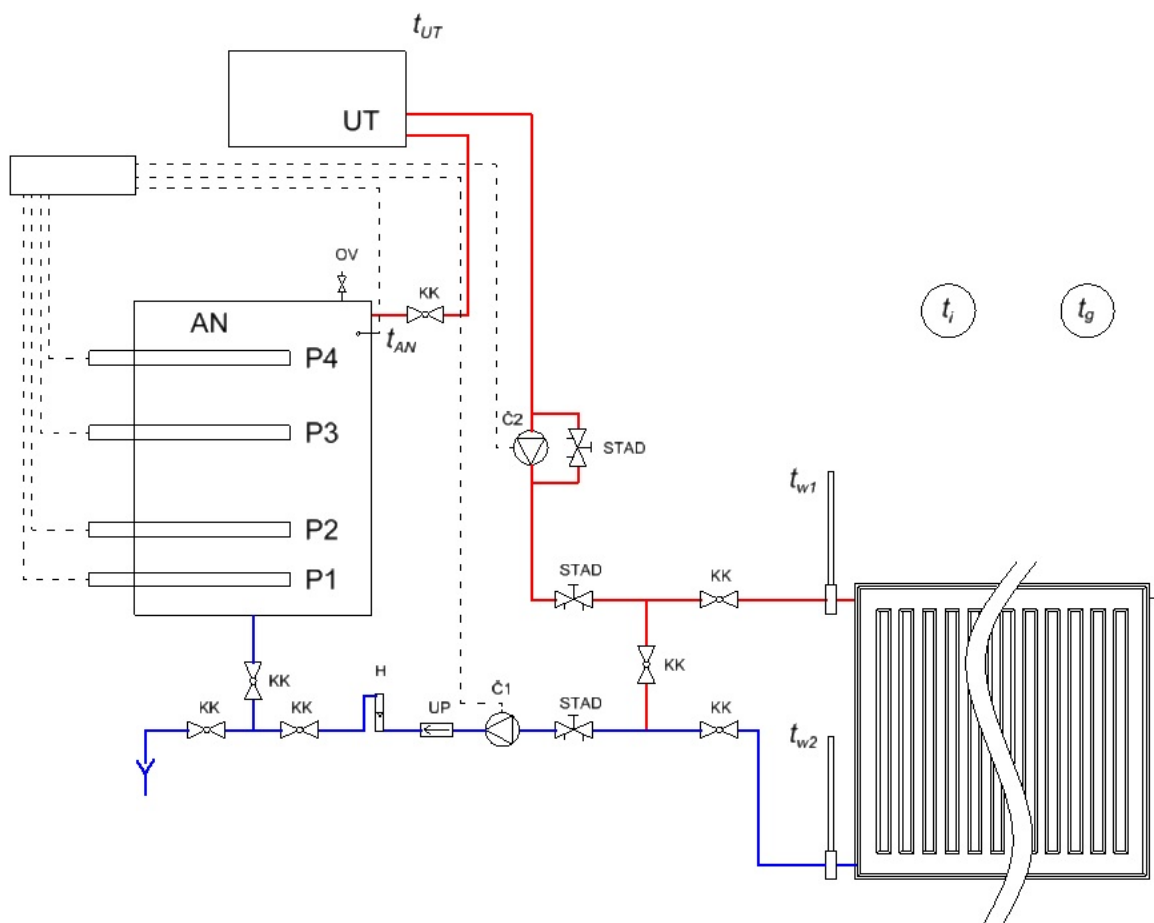
### 6.1 Popis experimentu

Cílem experimentu je naměření a porovnání stacionárních jevů (např. výkon tělesa) i nestacionárních jevů (provozních charakteristik) dvou deskových otopných těles typu 10 – 500 x 1000 pro teplotní spád 75/65 °C jednostranně připojené shora-dolů, kde každé těleso má jinak řešený tvar a natočení distančních kroužků. Abychom mohli měřit provozní charakteristiky, bylo nutné připojit těleso na mobilní zdroj tepla (sestavěný Ústavem techniky prostředí) pro udržení konstantní výstupní teploty.



*Obr. 6-1 Mobilní zdroj tepla napojený na deskové otopné těleso*

Výhodou tohoto mobilního zdroje tepla je, že má oddělitelný primární okruh obsahující zdroj tepla a akumulční zásobník teplé vody, který lze dopředu nahřát na požadovanou výstupní teplotu. Po přerušení zkratu a otevření okruhu otopného tělesa je po celou dobu náběhu držena konstantní výstupní teplota (tj. vstupní do tělesa) a to díky velkému akumulčnímu objemu předem nahřáté vody, a také díky připojenému ultratermostatu, který pouze dohřívá malý rozdíl teplot způsobený tepelnou ztrátou rozvodu. Pásmo proporcionality ultratermostatu je  $X_p = \pm 0,1 \text{ K}$ .



Obr. 6-2 Schéma napojení mobilního zdroje tepla

Označení na schématu:

- AN – akumulční nádoba 60 l,
- Č1 – mokroběžné čerpadlo Magna 32 – 100/180,
- Č2 – mokroběžné čerpadlo UPE 25 – 40/180,
- H – universální plovákový průtokoměr R3U,
- KK – kulový kohout,
- P – topné patry (1 – 2000 W, 2 – 1000 W, 3 – 500 W, 4 – 400 W),
- STAD – vyvažovací ventil,
- $t_{AN}$  – teplotní čidlo PT 500 – teplota na výstupu z akumulční nádoby,
- $t_{UT}$  – teplotní čidlo PT 100 – teplota na výstupu z ultratermostatu,
- $t_{w1}$  – teploměrná jímka se rtuťovým teploměrem – teplota na vstupu do OT,
- $t_{w2}$  – teploměrná jímka se rtuťovým teploměrem – teplota na výstupu z OT,

- $t_i$  – rtuťový stíněný teploměr – teplota vzduchu,
- $t_g$  – kulový teploměr – výsledná teplota,
- UP – ultrazvukový průtokoměr Ultraheat 2W5R,
- UT – utermostat MTB 06.

Termovizní kamerou budu mapovat teplotní pole přední desky otopného tělesa a z něho usuzovat na pole rychlostní. Není možné deskové otopné těleso vyrobit s průhledného materiálu, který by měl stejné vlastnosti jako použitý ocelový plech. Tudíž je vizualizace rychlostních polí obtížný úkol, a i kdyby byl vytvořený takový průhledný model, tak by se do proudu musely umístit nějaké částice, které by musely být nenasákavé, aby se proudění zviditelnilo. Pokud by se použily např. hliníkové piliny, tak mají opět jiné vlastnosti než voda. Zároveň by výrazně členitý vnější tvar tělesa zkresloval obrazy snímající pohyb částic.

## 6.2 Předpoklady

V předešlé kapitole 5 o problematice distančních kroužků byla zmíněna některá konstrukční řešení těchto kroužků. Tato řešení mohou být u všech výrobců různě pozměněna, a proto nelze přesně říci, jaký typ distančního kroužku je v daném tělese použit, pokud nemáme přímo výkresy z výroby.

Měření je provedeno pro dvě „různá“ desková otopná tělesa Radik Klasik od výrobce Korado, kde jedno otopné těleso podle dostupných informací je roku výroby 1998, tudíž budu očekávat, že by se mohl danému kroužku podobat některý z prvních dvou konstrukčních návrhů. To přesně zjistím po následném rozřezání otopného tělesa, kde tyto poznatky budu prezentovat v dalším textu a přesně stanovím směr zatékání do otopného tělesa.

Druhé deskové otopné těleso je stejného typu ovšem roku výroby 2014, které je v dnešní době možné zakoupit a instalovat do otopné soustavy. Předpokládám, že v tělese je použit nový typ distančního kroužku a jeho výstupní otvor je již směřován vůči horní rozvodné komoře. Toto těleso v rámci experimentu rozřezávat nebudu, ale natočení vstupního distančního kroužku budu usuzovat dle detailu snímaného teplotního pole v okolí tohoto distančního kroužku, který bude snímán i u starého tělesa, ale tam se pozice potvrdí destrukcí. Zároveň spoléhám na informaci vedoucího práce, že se distanční kroužky u tohoto výrobce natáčejí daným způsobem od r. 2003 u všech těles.



### 6.3 Postup experimentu

Jak už bylo zmíněno, měření je prováděno na dvou deskových otopných tělesech připojených jednostranně shora dolů k mobilnímu zdroji tepla. Desková otopná tělesa byla připevněna na instalační stěně a v určité vzdálenosti byla umístěna termovizní kamera tak, aby vždy byla v záběru celá přední deska otopného tělesa.

Na začátku experimentu bylo nejprve nutné nahřát akumulaci nádobu mobilního zdroje tepla pomocí sepnutí topných patron a zapnutí oběhového čerpadla, aby došlo k rychlejšímu prohřátí. Pomocí vyvažovacích ventilů se nastavil požadovaný hmotnostní průtok, vypočítaný ze známého výkonu otopného tělesa. Během tohoto procesu byl otevřený zkrat, aby voda neproudila do otopného tělesa, ale pouze okruhem zásobníku a ultratermostatu.

Po nahřátí akumulaci nádoby na teplotu blízkou se 75 °C, kde přesné dosažení teploty 75 °C zajistí ultratermostat, se zapne snímání teplotního pole termovizní kamerou FLIR T 460, přeruší se zkrat a otevřou se kulové kohouty do otopného tělesa. V blízkosti experimentu bylo nutné zhasnout veškeré osvětlení, aby nedošlo k reflexi tohoto záření na lesklém povrchu přední desky otopného tělesa. Během snímání byl kontrolován hmotnostní průtok a případně doregulován.



*Obr. 6-3 Pohled na snímání teplotního pole termovizní kamerou*

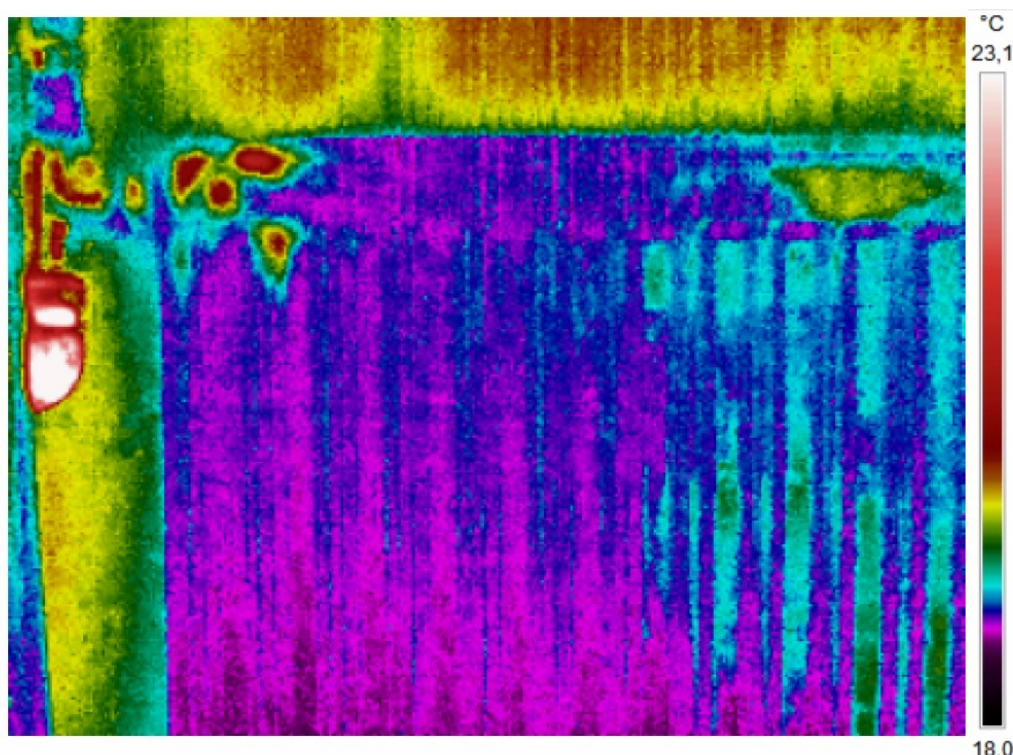
Po dosažení výstupní teploty z otopného tělesa na hodnotě 65 °C bylo snímání zastaveno. V pěti opakováních v průběhu měření byly odečteny hodnoty teploty vzduchu,

relativní vlhkosti vzduchu, vstupní a výstupní teploty z otopného tělesa pro přepočítání skutečného výkonu otopného tělesa a výsledné teploty pro určení střední radiální teploty.

## 6.4 Naměřená data

### 6.4.1 Natočení distančních kroužků

První měření na každém tělese bylo věnováno snímání detailu oblasti vstupního distančního kroužku, aby bylo možné pomocí teplotního pole určit prvotní charakteristiku distančního kroužku a jeho natočení vůči horní rozvodné komoře. Následující detail staršího typu deskového otopného tělesa zaměřuje zhruba polovinu jeho výšky a 11 kanálků.

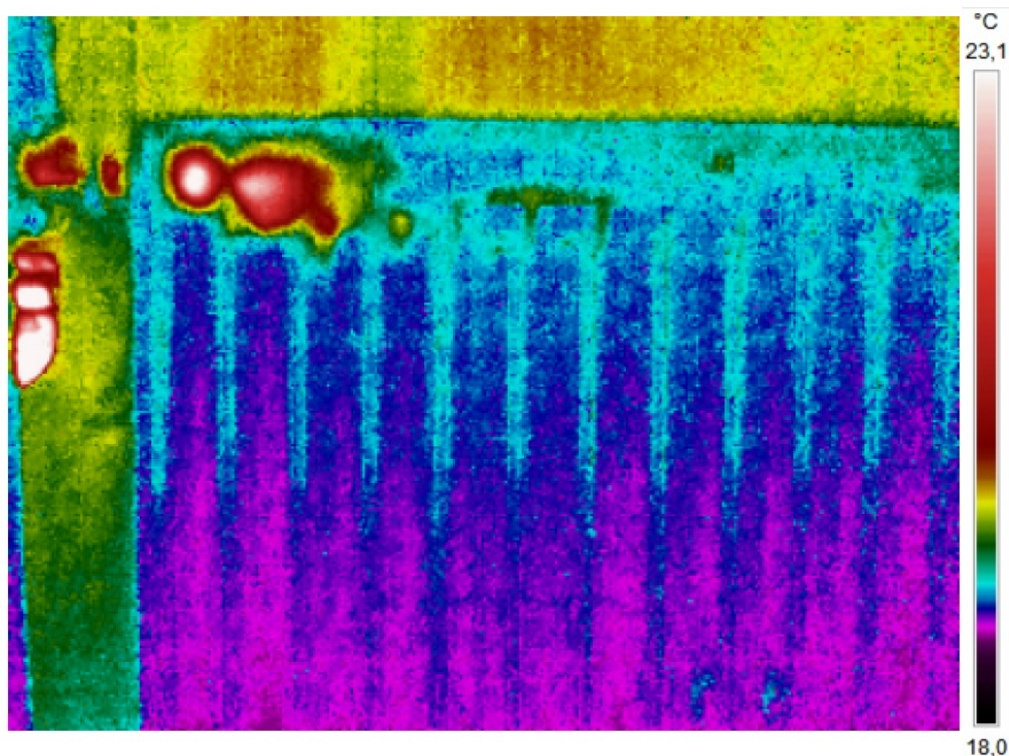


*Obr. 6-4 Detail vstupního kroužku starého tělesa*

Pro zobrazení detailu jsem volil paletu barev a rozsah teplot pouze pro názorné zobrazení teplotního pole. Na obr. 6-4 je zobrazený snímek teplotního pole pro časový okamžik jedné sekundy od počátku náběhu otopného tělesa a je zřetelně vidět, jaká místa se zahřívají rychleji a tudíž lze odhadnout, že má kroužek 4 otvory, kde žádný z nich nesměruje přímo do horní rozvodné komory. Dva horní otvory směřují proti horní stěně horní rozvodné komory a spodní dva kroužky míří každý zvlášť do prvního a druhého kanálku. Levý spodní otvor bude nejspíš částečně ucpaný, protože je vidět, že se v daném místě, kde proudění míří přímo proti stěně, stěna ohřívá pomaleji než třeba v místě, kam míří pravý spodní otvor distančního kroužku. Ale

to je pouze můj odhad, protože otvor může směřovat více do prostoru napojení kanálku než proti stěně a lokálně se dané místo zahřívá odlišně.

Detail vstupního distančního kroužku nového tělesa, kde známe jeho přesný geometrický tvar i natočení vůči horní rozvodné komoře je na následujícím obrázku, kde paleta barev odpovídá stupnici.



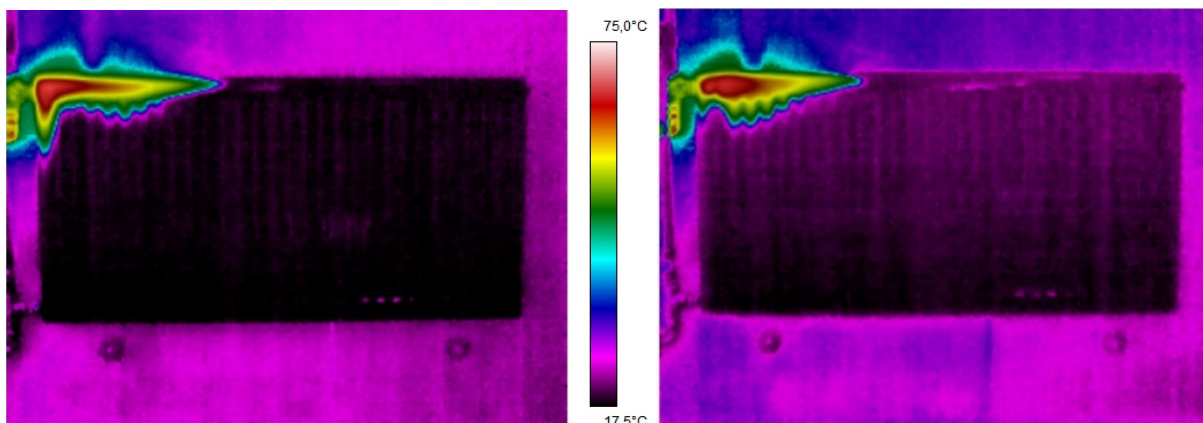
*Obr. 6-5 Detail vstupního kroužku nového tělesa*

Na detailu vstupního distančního kroužku nového tělesa je potvrzena poloha otvoru, který je směřován do podélné osy horní rozvodné komory deskového otopného tělesa.

#### **6.4.2 Opačné napojení tělesa**

Během experimentu došlo při montáži nového tělesa k tomu, že bylo těleso napojeno opačně. Je tím myšleno, že do distančního kroužku, který je určený jako výstupní v dolní sběrné komoře a natočený proti stěně dolní rozvodné komory (viz obr. 5-4), byl připojen přívod z mobilního zdroje tepla. Uvádím to proto, že naměřená data byla přesto uchována a lze porovnat, jaký má vliv špatné připojení k otopné soustavě na teplotní pole při náběhu tělesa.

Porovnání je zobrazeno pouze pro jeden časový okamžik a to pro 10 sekund od náběhu teplé vody a patrného prohřátí vstupního kroužku viz následující obrázek.



*Obr. 6-6 Vlevo – opačné napojení, vpravo – správné napojení*

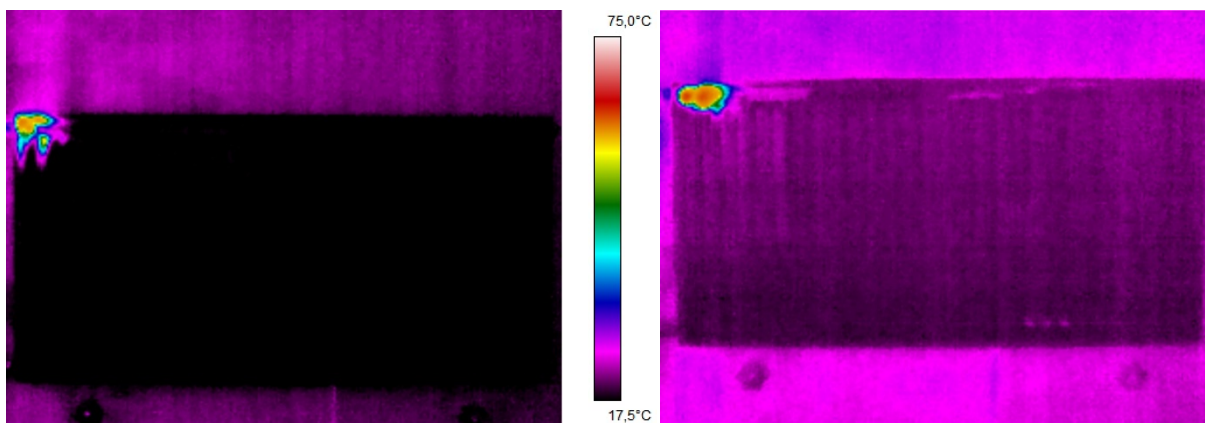
Snímky jsou zobrazeny se stejnou teplotní stupnicí a můžeme na snímcích pozorovat rozdíl v zatékání a to konkrétně v prvním případě, kdy je výstupní otvor z distančního kroužku směřován proti stěně horní komory, tak je toto místo mnohem více zahříváno. Voda proudí okolo kroužku na obě strany a mnohem více také do prvního kanálku. V případě správného napojení je proudění vody usměrněno do horizontální osy do horní rozvodné komory, kde do prvního kanálku zatéká v tomto časovém okamžiku méně teplé vody.

Pro další časové okamžiky je tento trend zatékání podobný a při plném naběhnutí tělesa je stále u opačně napojeného tělesa významnější proudění prvním sloupkem, kde na konci tohoto sloupku je dle teplotního pole vyšší hodnota povrchové teploty oproti správnému napojení a tudíž se do výstupního kroužku dostává méně ohlazená voda.

### **6.4.3 Porovnání náběhu obou deskových otopných těles**

V této podkapitole se dostanu k porovnání teplotního pole ve více různých časových okamžicích pro obě již zmíněná desková otopná tělesa. Pomocí snímaného teplotního pole budu usuzovat dynamické chování v obou tělesech. Měření bylo provedeno pro každé těleso 3x se stejným výsledkem.

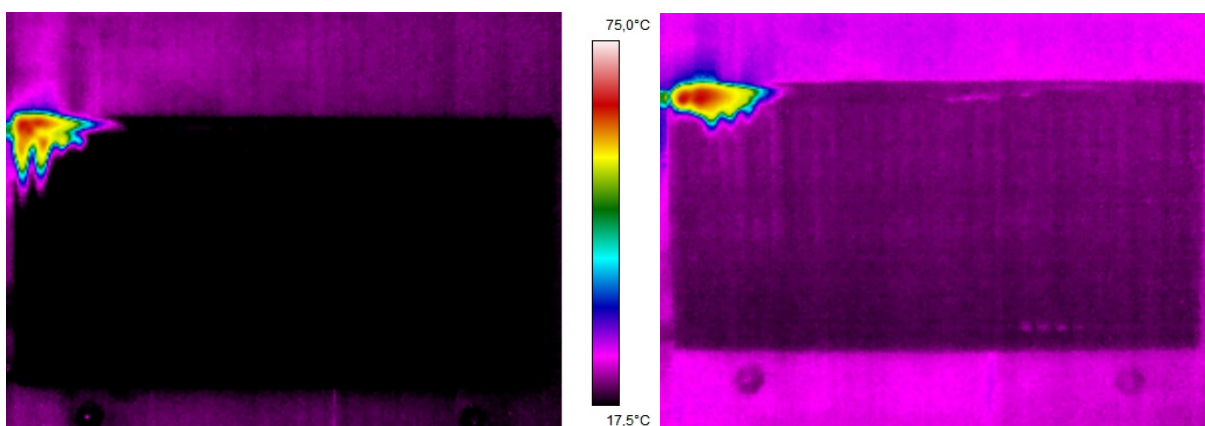
V předchozí kapitole o natočení distančních kroužků je vedle sebe vyobrazeno porovnání teplotního pole pro oba typy deskových otopných těles zhruba v okamžiku 1 sekundy od počátku náběhu otopného tělesa. Pro všechna ostatní porovnání nechám stejný vztažený časový okamžik, od kterého budu měřit dobu nabíhání deskového otopného tělesa.



*Obr. 6-7 Vlevo - staré těleso, vpravo - nové těleso; porovnání v čase 3 sekund*

Na předchozím obrázku je vidět, že tělesa neměla na začátku měření stejnou povrchovou teplotu, tudíž při stejném rozmezí teplot pro obě tělesa je každé jinak viditelné, ale nemohu měnit rozsah teplot, aby byla teplotní pole porovnatelná. Snímání obou těles také nebylo úplně stejně centrováno a horní hrany otopných těles nejsou na obrázku ve stejné výšce, ale snímané teplotní pole je jasně porovnatelné.

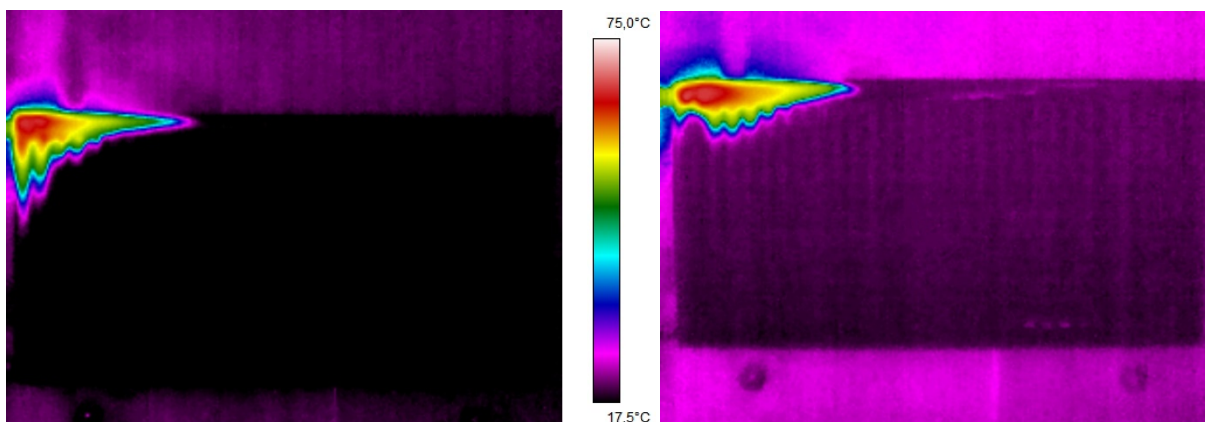
Začnu u starého tělesa, které je na obrázku vlevo, kde dochází k proudění teplé vody ze 4 otvorů distančního kroužku a tím se intenzivněji prohřívá celý levý roh horní rozvodné komory. Další otvory směřují teplou vodu do prvního a druhého kanálku a do horní rozvodné komory není přímo orientovaný žádný otvor. U nového tělesa je proud vody směřován do osy horní rozvodné komory a teplá voda zatím nezatéká do žádného kanálku na rozdíl od starého tělesa.



*Obr. 6-8 Vlevo - staré těleso, vpravo - nové těleso; porovnání v čase 6 sekund*

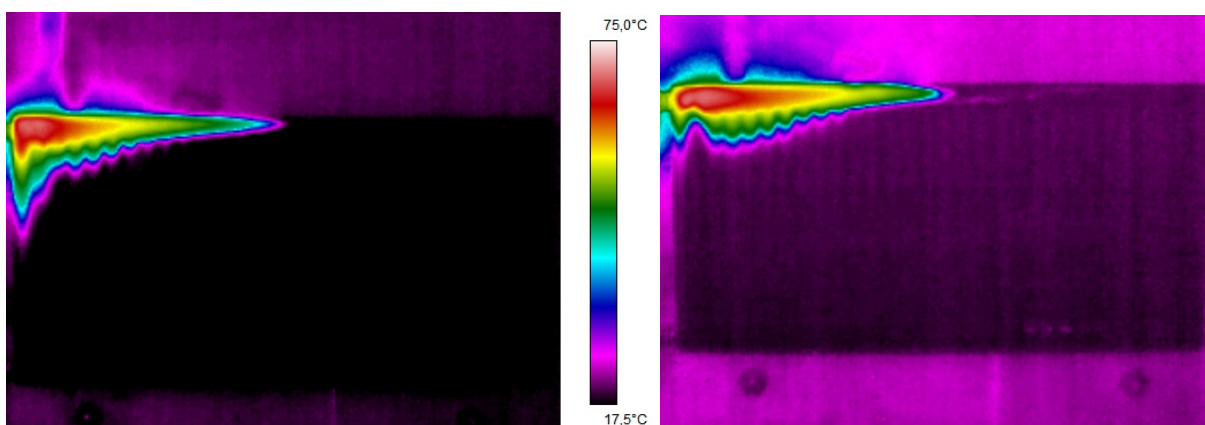
Porovnání v čase 6 sekund ukazuje u starého tělesa stále významné zatékání do prvních dvou kanálků, ale již začíná proudit směrem do horní rozvodné komory, protože tímto směrem má tekutina menší odpor díky většímu průřezu horní rozvodné komory oproti průřezu kanálků.

Horní rozvodná komora se tak začíná postupně prohřívat. U nového tělesa je mohutné proudění směrem do osy horní rozvodné komory a pomalu se teplou vodou zaplňují vstupy do vertikálních kanálků. Do prvních dvou se ale stále proudění nedostává.



*Obr. 6-9 Vlevo - staré těleso, vpravo - nové těleso; porovnání v čase 10 sekund*

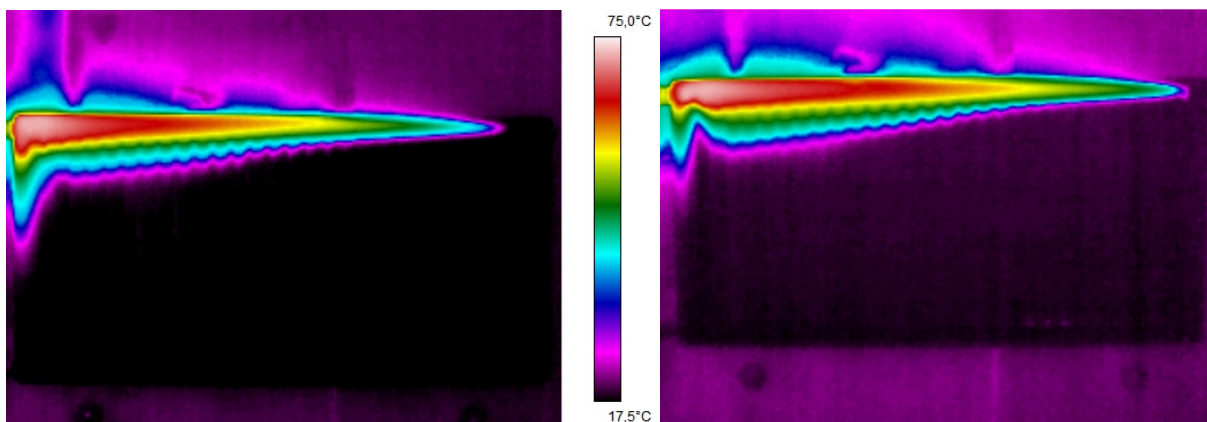
Při porovnání snímků v čase 10 sekund je vidět, jak se u starého tělesa prohřívá levý horní roh ve vertikálním i horizontálním směru. Stále je zde mohutný proud do prvních dvou kanálků, ale na významu vzrůstá proud do horní rozvodné komory. V novém tělese se stále postupně plní horní rozvodná komora teplou vodou, která také téměř rovnoměrně ve směru osy proudění pomalu zatéká do kanálků, které začínají ve směru proudění od otvoru v distančním kroužku. Dle termogramu lze usuzovat, že směrem od distančního kroužku do horní rozvodné komory je u nového tělesa prohřátá oblast delší (beru v potaz oranžovou teplotní hranici zobrazující dle stupnice teplotu vody okolo 50 °C).



*Obr. 6-10 Vlevo - staré těleso, vpravo - nové těleso; porovnání v čase 15 sekund*

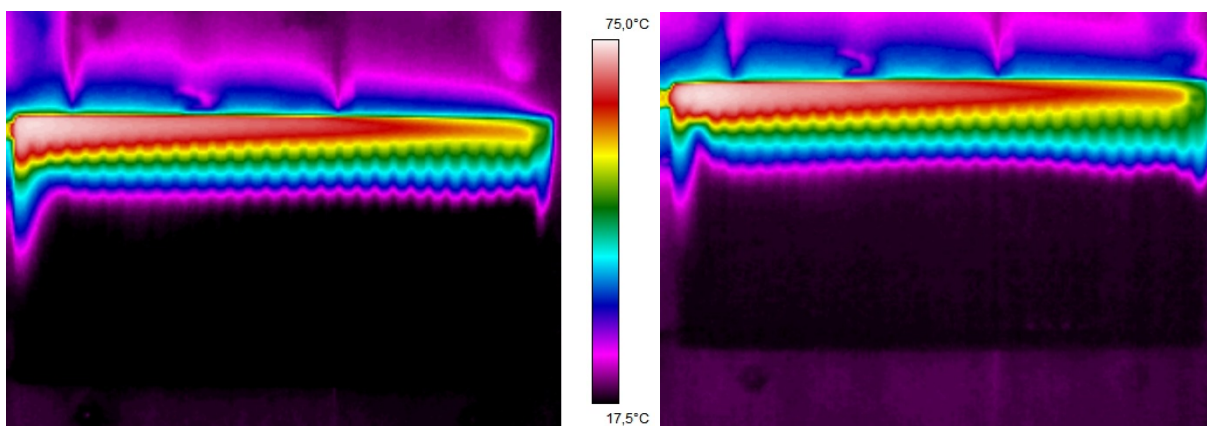
Na dalších snímcích z termovizní kamery je zobrazeno pokračování popsaného trendu zatékání v čase 15 sekund. U starého tělesa je již větší část proudění směřována do horní rozvodné komory oproti předešlým snímkům. V teplotním poli nového tělesa je rozdíl

v postupně rozvíjejícím se proudění do prvního kanálku, ale nikoli v takové míře jako u starého tělesa. Vývoj prohřátí teplosměnné plochy má již jednoznačnou tendenci ve směru podélné osy horní rozvodné komory.



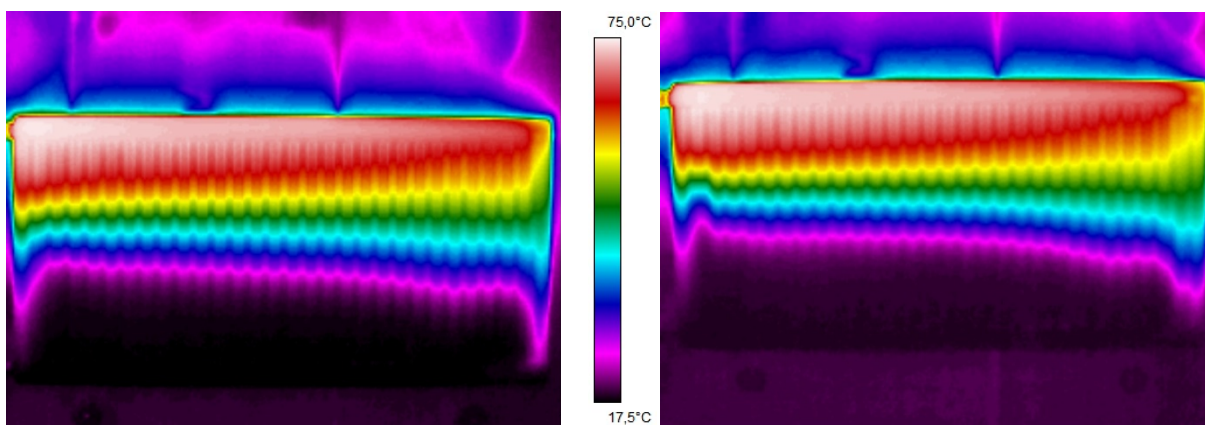
*Obr. 6-11 Vlevo - staré těleso, vpravo - nové těleso; porovnání v čase 30 sekund*

U nového tělesa už proud teplé vody po 30 sekundách téměř zatekl na konec horní rozvodné komory. Zvýšilo se ohřátí počátku prvního kanálku oproti ostatním kanálkům v novém tělese a do druhého zatím téměř nic neproudí, což je dáno natočením distančního kroužku. Do třetího kanálku a dále po směru proudění horní rozvodnou komorou voda natéká díky nasměrování z distančního kroužku. Do prvního kanálku se proudění dostává tak, že nejspíš obléká vrchem distanční kroužek a může tomu také přispívat prohřátí povrchu tělesa vedením tepla z povrchu distančního kroužku. Ve starém tělese je dle snímků proud teplé vody v menší vzdálenosti od distančního kroužku a postupně se teplá voda dostává rovnoměrně do všech kanálků po směru proudění v horní rozvodné komoře, kde proudění v prvním kanálku stále dominuje oproti ostatním.



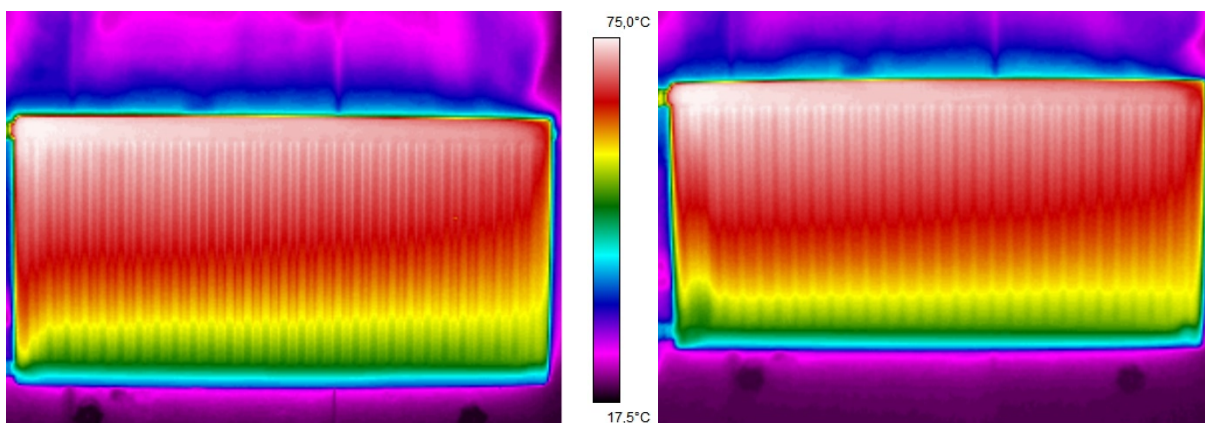
*Obr. 6-12 Vlevo - staré těleso, vpravo - nové těleso; porovnání v čase 1 minuty*

Po jedné minutě už proudění dosáhlo u obou těles opačného konce horní rozvodné komory a zatéká i do posledního kanálku a to mnohem více než do ostatních. Je zde vidět rozdíl ohřátí pravého horního rohu u obou těles. Ve starém tělese je použit kroužek, který má čtyři otvory, tudíž je průtočný a může se lépe ohřát než v případě nového tělesa, kde má distanční kroužek pouze jeden otvor a proudění se do něj dostane mnohem obtížněji, takže se ohřívá spíše vedením tepla od okolní kapaliny. Jinak se postupně zaplňují všechny kanálky u obou těles. U starého tělesa je dle snímků větší proudění do prvního a posledního kanálku než u druhého tělesa, kde je teplotní pole v horizontálním řezu více rovnoměrné.



*Obr. 6-13 Vlevo - staré těleso, vpravo - nové těleso; porovnání v čase 2 minut*

U tohoto porovnání obou snímků v čase dvou minut stále pozoruji menší prohřátí pravého horního rohu u nového tělesa a větší proudění v prvním a posledním kanálku (u starého tělesa více). Oblast odpovídající teplotě blízké se 75 °C je dle teplotního pole větší u nového tělesa.



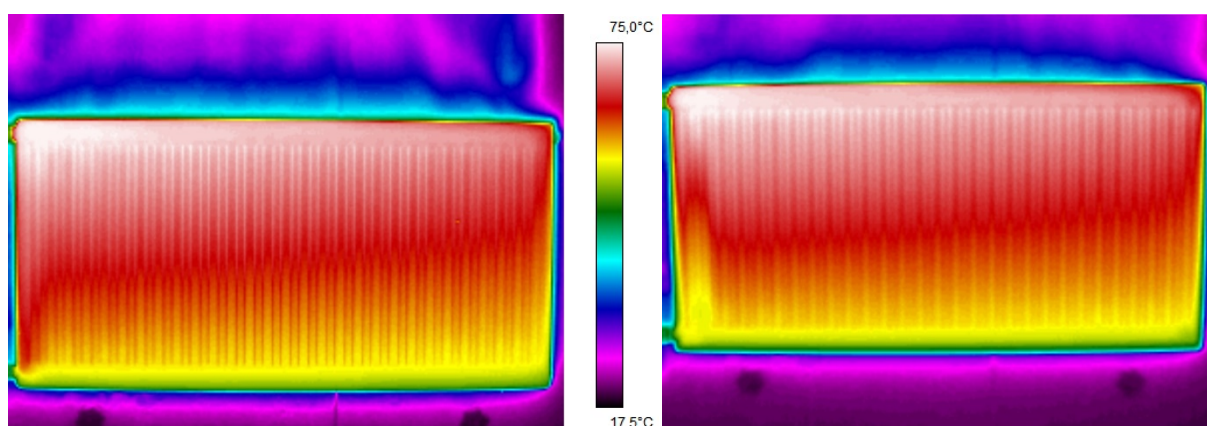
*Obr. 6-14 Vlevo - staré těleso, vpravo - nové těleso; porovnání v čase 5 minut*

V čase 5 minut jsou zahřáté už celé desky obou otopných těles i jejich výstupní garnitury. Staré těleso je opět podle termogramu méně prohřáté oproti novému a hlavně díky



většímu proudění v prvním kanálku se k výstupnímu distančnímu kroužku dostává voda s vyšší teplotou oproti druhému tělesu. Moc tomu nepomáhá ani fakt, že i výstupní kroužek u starého tělesa má 4 otvory, tudíž sbírá vodu rovnou z konce prvního kanálku, která není tolik ochlazená a bude ovlivňovat teplotu výstupní vody z otopného tělesa. Výstupní kroužek bude vždy natočený tak, že více či méně bude směrem ke kanálku směřovat jeden z jeho otvorů.

U nového tělesa, jak jsem již uvedl, je otvor distančního kroužku směřován proti spodní hraně dolní sběrné komory otopného tělesa, a tudíž sbírá vodu z nejnižší části otopného tělesa.



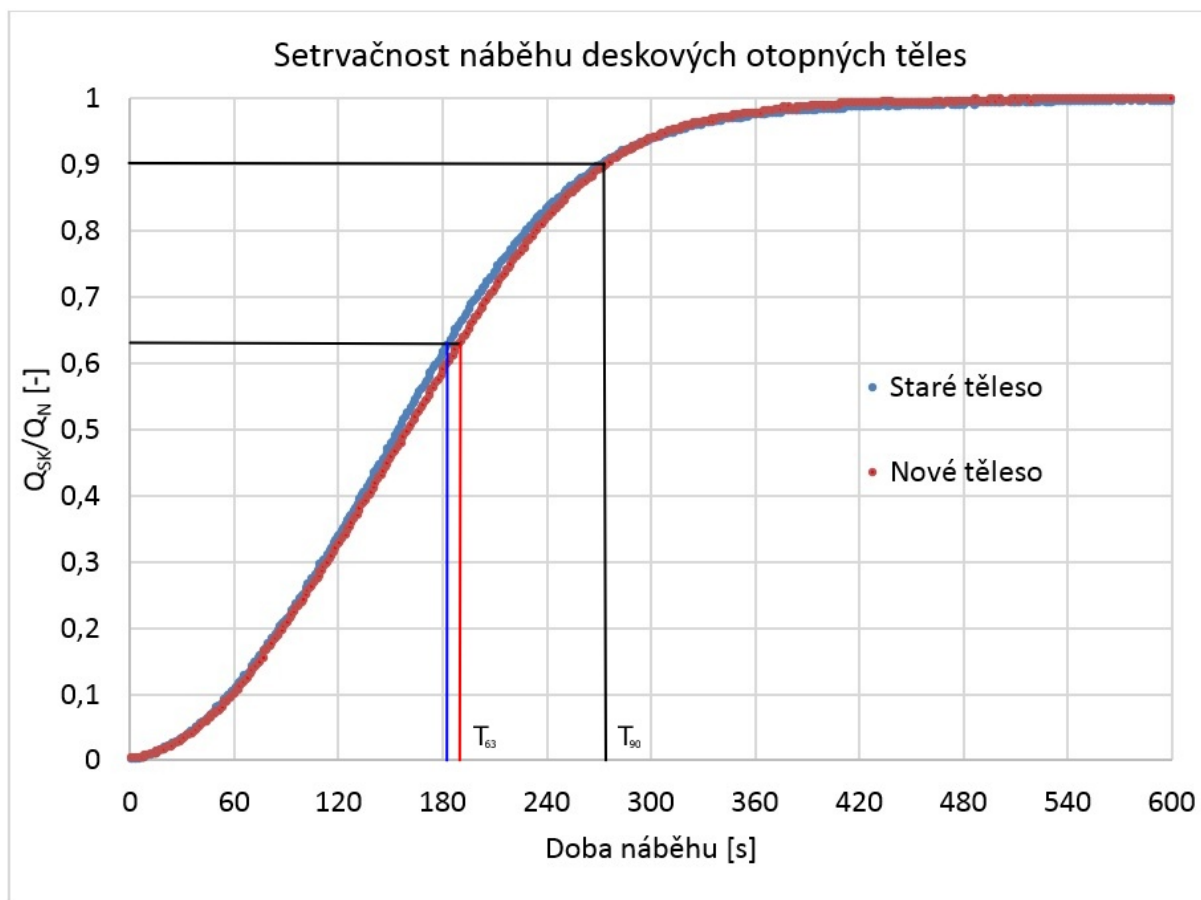
*Obr. 6-15 Vlevo - staré těleso, vpravo - nové těleso; porovnání v čase 10 minut*

Poslední porovnání je v čase 10 minut, kdy už podle neměnicích se termogramů a průměrné povrchové teploty dosáhlo těleso plného výkonu. Největší rozdíl mezi těmito snímky je stejně jako v předchozím snímku v proudění prvním a druhým kanálkem. Vázaně na to i v okolí výstupního distančního kroužku, kdy u starého tělesa je v této oblasti vyšší povrchová teplota. Takže jak jsem již uvedl, bude i vyšší teplota výstupní vody. V pravém dolním rohu u nového tělesa je stejně jako v jeho horním pravém rohu menší prohřátí v blízkosti distančního kroužku. Kromě těchto dvou odlišností jsou termogramy hodně podobné.

#### 6.4.4 Stacionární stav

Pro každé snímání teplotního pole deskového otopného tělesa jsem také naměřil při plném výkonu stacionární stav, abych měl data pro porovnání setrvačnosti náběhu obou otopných těles. Ze stacionárního stavu a nejistoty měření nelze usuzovat vliv distančního kroužku, protože by natočení nemělo ovlivňovat jmenovitý výkon otopného tělesa. Jenomže těleso během otopného období nedává trvale jmenovitý výkon. Je proto důležité řešit, abychom co nejefektivněji využili výkon předaný z otopné vody do tělesa, a jak pomocí směřování proudění zahřejeme větší plochu přední desky. To bude mít vliv na změnu poměru sálavé a konvekční složky tepelného výkonu otopného tělesa při jeho dynamickém tepelně-

technickém chování v průběhu celého otopného období. Takže je důležité řešit dynamické chování otopných těles.



Obr. 6-16 Setrvačnost náběhu obou deskových otopných těles

Na obr. 6-16 jsou vyneseny křivky setrvačnosti náběhu obou deskových těles. Data pro vynesení křivek (střední teploty přední desky otopných těles) jsem získal z naměřených náběhů pomocí termovizní kamery. Na obrázku jsem vyznačil setrvačnosti náběhu pro 63 % a 90 % výkonu těles. Setrvačnost náběhu  $T_{90}$  mohou usuzovat přibližně stejnou pro obě tělesa a hodnotu odhaduji na 275 sekund (cca 4,5 minuty). V tomto čase už obě tělesa dosáhla 90 % svého jmenovitého výkonu.

Patrný rozdíl je v oblasti setrvačnosti náběhu pro 63 % jmenovitého výkonu  $T_{63}$ , kterou staré těleso podle naměřených dat dosáhne za 183 sekund (cca 3 minuty). Nové těleso je zpožděné o 5 sekund. Tím se nepotvrdila skutečnost, že novější typ distančního kroužku má pozitivní vliv na dynamické chování tělesa jako celku při jeho náběhu. Z obrázku mohu ještě usoudit, že tělesa dosáhnou svého jmenovitého výkonu v čase 480 sekund tedy 8 minut.

Celý experiment je samozřejmě ovlivněn určitou nejistotou měření a přesností při zpracování dat z naměřených snímků. Rozdíl mezi oběma tělesy v naměřeném výkonu pro  $T_{63}$  je cca 3 %. Nejistota měření tepelného výkonu otopných těles se běžně pohybuje od 2 do 3 %. Na základě této informace nelze 3% rozdíl u našich těles věrohodně zdůvodnit, neboť spadá do oblasti nejistoty měření.

## 6.5 Rozřezání starého tělesa

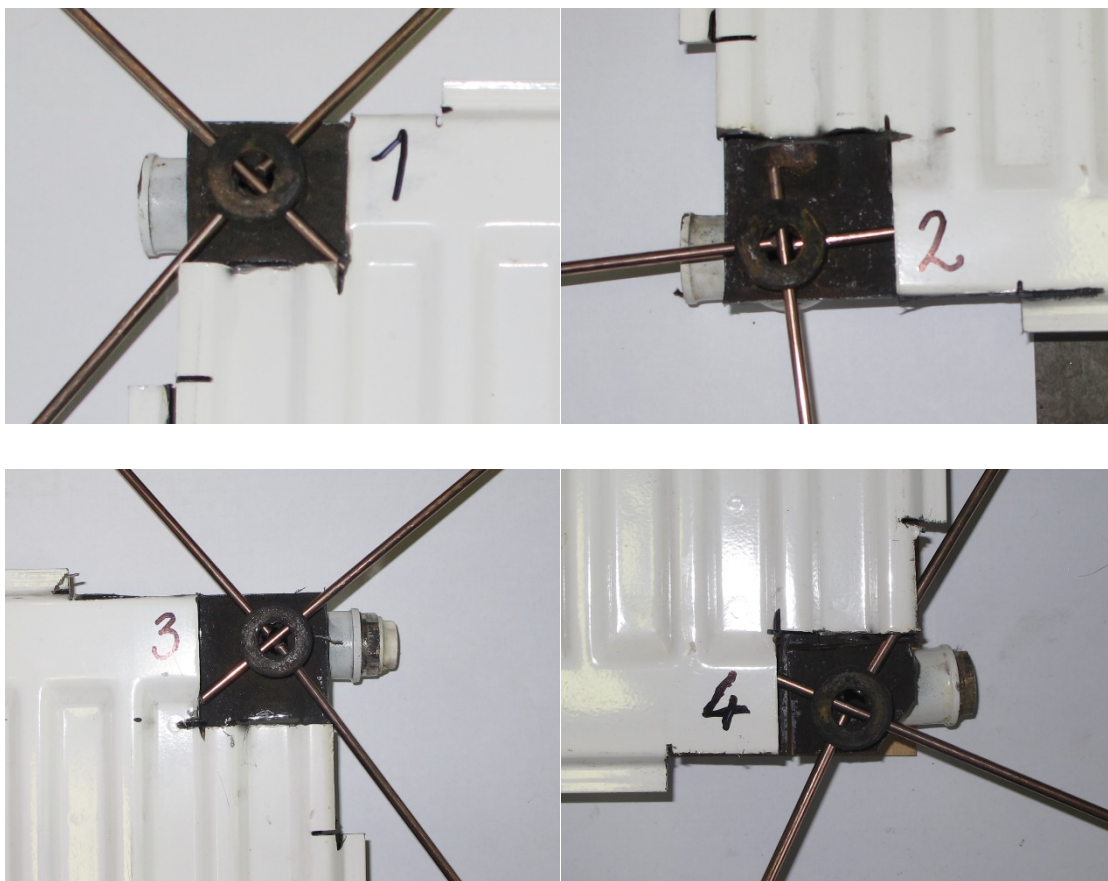
V kapitole 5 o problematice distančních kroužků bylo uvedeno přesné natočení těchto kroužků u nového deskového otopného tělesa a jeho konstrukční řešení, což u starého tělesa není k dispozici a ani nelze předem určit, jaké je jejich natočení, protože je náhodné. V podkapitole 6.4.1 jsem usuzoval na natočení vstupního kroužku u starého tělesa dle teplotního pole snímaného termovizní kamerou.

Se souhlasem vedoucího diplomové práce bylo dohodnuto rozřezání starého tělesa z důvodu zjištění přesného tvaru distančních kroužků a jejich natočení ve všech rozích. A jsem rád, že tyto poznatky mohu prezentovat v mé diplomové práci.



*Obr. 6-17 Očíslování distančních kroužků*

Jednotlivé distanční kroužky byly očíslovány od 1 do 4, kde vstupní kroužek je s číslem 1, výstupní s číslem 2, kroužek u rohu s odvzdušňovacím ventilem má číslo 3 a poslední kroužek má číslo 4 viz obr. 6-17. Pomocí měděných drátů vsunutých do vrtaných otvorů starého distančního kroužku, byly zvýrazněny směry natočení jednotlivých otvorů distančních kroužků vůči otopnému tělesu.



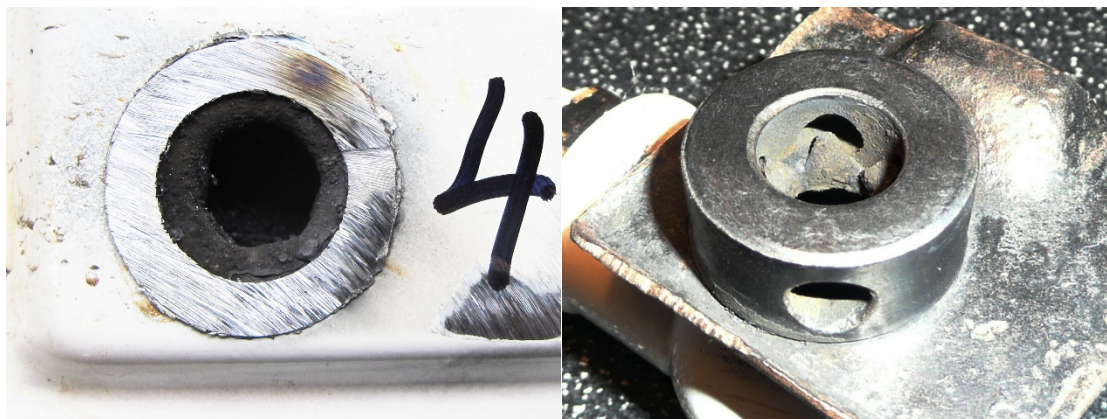
*Obr. 6-18 Detaily jednotlivých distančních kroužků*

Zaměřím se hlavně na natočení distančního kroužku číslo 1 a 2 tedy vstupního a výstupního. Natočení vstupního kroužku jen potvrzuje odhad z termogramu, kde spodní otvory směřují do prvního a druhého kanálku, horní otvory směřují proti stěně horní rozvodné komory otopného tělesa. U výstupního kroužku je jeden otvor nasměrován přesně proti výstupu z prvního kanálku. Pokud se vrátím ke snímkům teplotního pole v čase 5 a 10 minut, kde bylo vidět výraznější proudění prvním sloupkem, tak opravdu toto proudění mohlo ovlivnit teplotu výstupní vody.

Natočení ostatních kroužků už nebylo tak důležité v rámci experimentu, ale dle obrázků lze usoudit, že natočení je opravdu zcela náhodné a žádné dva kroužky nejsou totožně natočené. Tvar distančních kroužků odpovídá prvnímu typu z přechozí kapitoly, tedy s válcovým středovým otvorem a se čtyřmi vrtanými otvory po jeho obvodu, v osách kolmých na sebe.

Ještě bych rád zmínil, že zatékání jednotlivými otvory v distančním kroužku může být také ovlivněno tím, jak je kroužek technologicky umístěn resp. středěn na správnou pozici. Dle poznatků z rozřezání deskového otopného tělesa lze usuzovat, že distanční kroužek je středěn tak, že do předem určeného místa ve výlisku z plechu projede, po podložení distančním

kroužkem, razicí nástroj kuželovitého tvaru přecházejícího až do tvaru válce (větší raznice v podobě důlčíku). Tímto způsobem dostříhne a následně ohne materiál desky do distančního kroužku. Předtím byl ocelový plech desky, tloušťky 1,25 mm, nastřížen do tvaru šesticípé hvězdy. To však zanechá uvnitř kroužku otřepy, které směřují mimo či přímo do jednotlivých vrtaných otvorů.



*Obr. 6-19 Vlevo – pohled na proražený plech, vpravo – viditelné otřepy*

## 6.6 Vyhodnocení nejistoty snímání termovizní kamerou

Snímání bylo provedeno termovizní kamerou Flir T460. Tato termovizní kamera pracuje s přesností  $\pm 2 \text{ }^\circ\text{C}$  nebo  $\pm 2 \%$  z naměřené hodnoty pro teploty nad  $25 \text{ }^\circ\text{C}$  dle informací od výrobce. Měřené teploty byly v rozmezí  $17,5$  až  $75 \text{ }^\circ\text{C}$ . Pro určení přesnosti kamery uvažují nejvyšší měřenou hodnotu  $75 \text{ }^\circ\text{C}$ , z které dostanu rozsah přesnosti  $\pm 1,5 \text{ }^\circ\text{C}$ .

V určení nejistoty snímání termovizní kamerou uvažují pouze nepřesnost přístroje [3] (emisivita povrchu je dána použitým nátěrem RAL). Dále stanovím pouze hodnotu standardní nejistoty typu B dle (4.7) a tím určím i výslednou nejistotu typu B. Standardní nejistotu typu A uvažují rovnu nule. Výsledná standardní nejistota typu B je

$$u_{B,z1} = \sqrt{\frac{z_x^2}{3}} = \sqrt{\frac{1,5^2}{3}} = 0,87 \text{ }^\circ\text{C}.$$

## 7 Matematická simulace

---

### 7.1 Teorie k matematické simulaci

Součástí této práce je porovnání výsledků z experimentu s matematickou simulací. Počítačová mechanika tekutin (CFD - computational fluid dynamics) umožňuje v dnešní době řešení náročnějších 2D a 3D modelů, které bylo dříve možné pouze v omezené míře, nebo muselo být pojato značně zjednodušené. Je to díky pokroku ve výpočetní technice a vylepšení či zjednodušení mnoha funkcí komerčního softwaru.

Pro mou práci jsem měl k dispozici software Ansys Fluent verze 15. Umožňuje numerické řešení Navierových-Stokesových pohybových rovnic (NSR) a rovnice kontinuity s popisem neznámých v celém rozsahu úlohy. Pro výpočet turbulence využívá metodu Reynoldsova rozkladu a průměrování, z čehož dostaneme relevantní výsledky. Software Fluent pracuje s metodou konečných objemů. Celá úloha je rozdělena na potřebný počet konečných objemů. V jednotlivých objemech jsou bilancovány neznámé veličiny a dále probíhá numerické řešení diskretizovaných rovnic. Jednotlivé proměnné jsou uchovávány ve středech konečných objemů.

Pro nastavení mnoha parametrů a modelů turbulence je důležité mít určité povědomí v oblasti mechaniky tekutin a termodynamiky. To především při zpracovávání a vyhodnocování výsledků z matematické simulace, kdy je potřeba posoudit jejich fyzikální smysl. I během výpočtu je nutné kontrolovat správnost nastavení úlohy. Dále je také výhodné, když je simulace vytvořena pro úlohu, která je předem naměřena experimentálně. Z experimentu je možné použít okrajové podmínky a dosadit do simulace. Výsledky je pak možné porovnat, případně zjistit nedostatky matematické simulace a doladit simulační model.

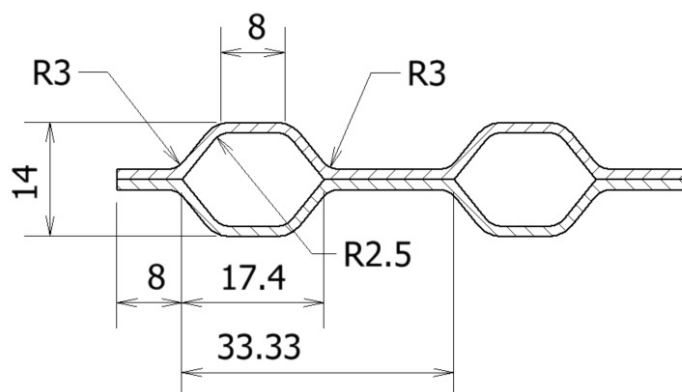
Pomocí matematické simulace mohu porovnat s experimentem teplotní pole na vnějším povrchu otopného tělesa a rychlostní pole proudění v určitých částech otopného tělesa.

Model otopného tělesa jsem vytvořil v softwaru Autodesk Inventor 2015. Ansys také nabízí objemového modeláře Design Modeler, ale bez větších zkušeností jsem v něm nebyl schopen tak složitý model vytvořit.

## 7.2 Tvorba modelu

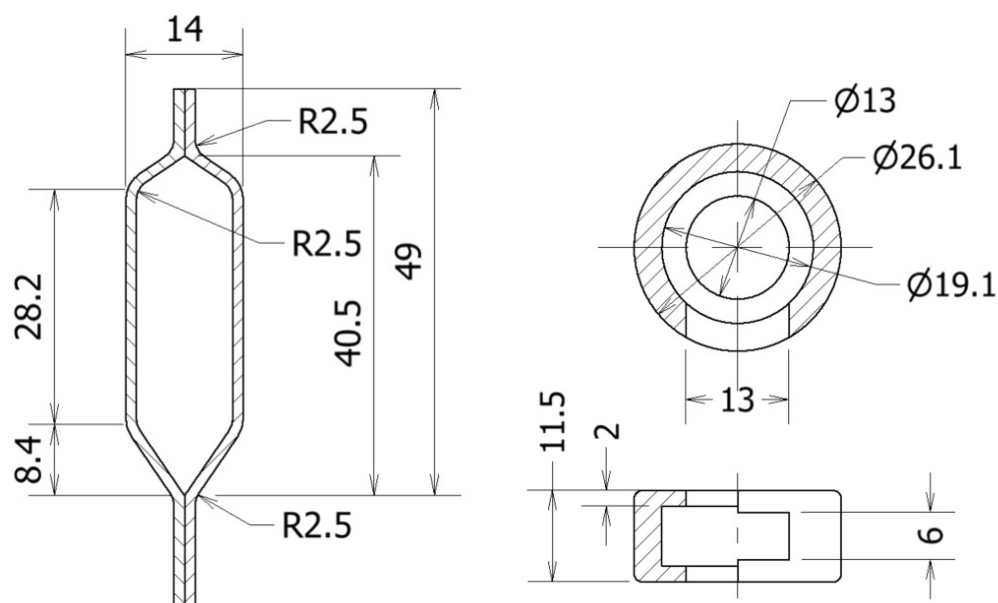
Při tvorbě simulačního modelu jsem dbal na to, abych se co nejpřesněji přiblížil ke geometrii reálného tělesa. Tím myslím uvažování všech vnějších i vnitřních zaoblení na stěně tělesa, tvaru distančních kroužků včetně natočení a jejich přesné umístění v rozvodných komorách tělesa. Rozměry tělesa, rozvodných komor a kanálků mi byly poskytnuty od vedoucího diplomové práce.

Možností, jak vytvořit simulační model, bylo více. Mohl jsem pouze vytvořit vnitřní geometrii prostoru, kde proudí tekutina, a přilehlý plech řešit nastavením imaginární tloušťky plechu na vnější ploše a okrajových podmínkách. Což by při zobrazování výsledků teplotního pole mohlo zkreslovat výsledky tím, že by nebylo možné vykreslit teplotní pole na vnějším povrchu stěny tělesa, ale pouze na povrchu vnitřního objemu tekutiny. Proto jsem dbal na vytvoření jak přesného modelu vnitřního prostoru, tak i na přesném modelu plechu, kde budu moci přesně vykreslit teplotní pole pro srovnání s naměřeným experimentem.



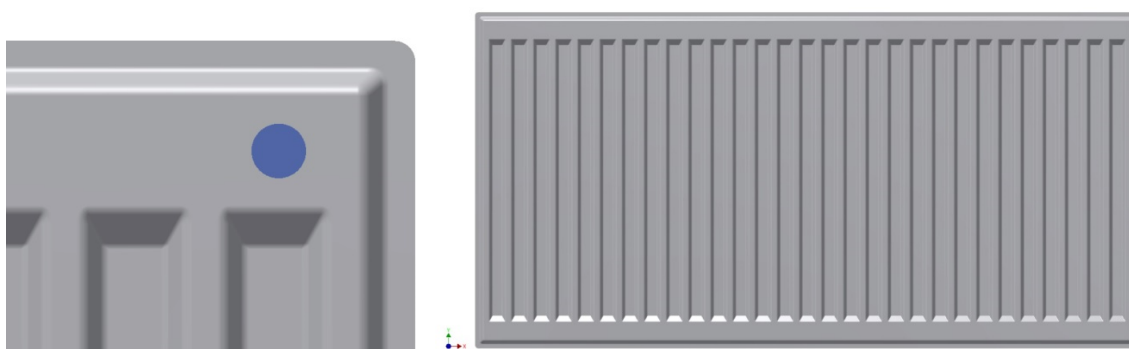
*Obr. 7-1 Rozměry plechu v oblasti kanálků*

Těleso má celkové rozměry 1000 x 500 mm a počet kanálků je 30. Tloušťka plechu je 1,25 mm. Simulační model je vytvořen pro nový typ deskového otopného tělesa, tudíž distanční kroužky jsou s jedním vyfrézovaným obdélníkovým otvorem a natočeny dle obr. 5-4.



Obr. 7-2 Rozměry plechu v oblasti rozvodné komory, rozměry distančního kroužku

Ze všech těchto poskytnutých rozměrů jsem vytvořil simulační model odpovídající reálnému tělesu. Napojení tělesa je také stejné jako u experimentu a to jednostranné shora dolů. Desku otopného tělesa jsem rozdělil vertikálně na 4 stejně vysoké části, aby bylo možné nastavit různé celkové součinitele přestupu tepla podle povrchové střední teploty jednotlivých částí dle naměřených dat, a tím se více přiblížit reálnému tělesu. Při vytváření geometrie modelu jsem počítal s použitím simulačního modelu pro další simulační účely v doktorském studiu při optimalizaci distančních kroužků. Proto je geometrie v okolí těchto kroužků vytvořená tak, aby bylo umožněno ji jednoduchou úpravou změnit za jiný typ distančního kroužku.

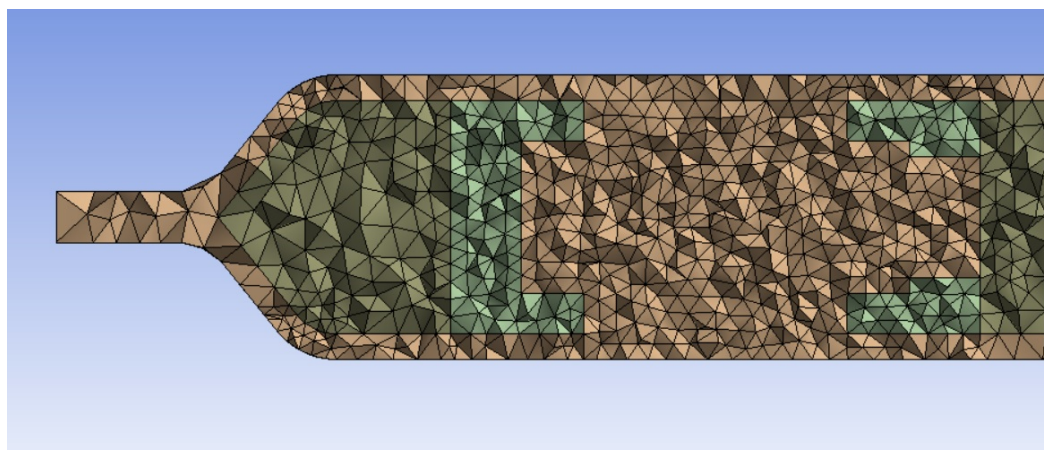


Obr. 7-3 Detail zaoblení plechu, pohled na celý model

Další nedílnou součástí, před samotnou simulací, je vytvoření dostatečně jemné sítě a rozdělení tělesa na buňky. K tomuto procesu jsem využil software Ansys Meshing, do kterého jsem importoval vytvořený model. Pro tvorbu sítě a její úpravu je k dispozici spousta nástrojů. Důležité je hlídat kvalitu sítě, která ovlivňuje konvergenci úlohy. Je zde několik metod



na měření kvality buněk. V mém případě jsem se řídil velikostí zkosení buněk (skewness), což je míra deformace proti ideálnímu tvaru buňky například čtyřstěnu. Model byl geometricky natolik složitý, že celou síť tvoří téměř čtyřstěny. Hlavním omezením při tvorbě sítě byl počet vytvořených buněk. S rostoucím počtem buněk rostou i nároky na výpočetní výkon. Proto jsem zvolil velikost buněk mezi 4,5 mm a 0,8 mm, kde jsem ještě v okolí distančních kroužků síť zjemnil. Celkově se počet buněk vyšplhal až na hodnotu 19 milionů.



*Obr. 7-4 Pohled na vytvořenou síť*

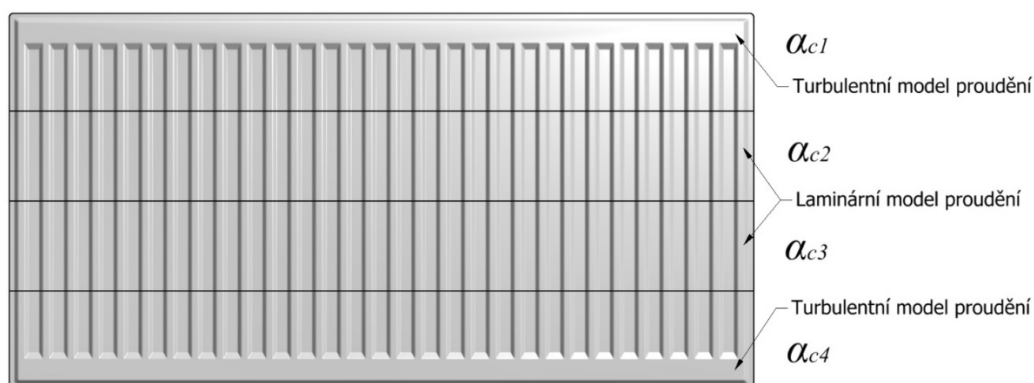
Na obr. 7-4 jsou viditelné jednotlivé části modelu: vnější plech, kapalina v rozvodné komoře, distanční kroužek a kapalina v distančním kroužku s příívodem zespodu.

## 7.3 Nastavení simulace

### 7.3.1 Modely proudění a materiály

Začnu s popisem modelu turbulentního proudění, kde jsem zvolil dvourovnicový model SST  $k-\omega$ , který má tu vlastnost, že využívá výhod  $k-\omega$  i  $k-\epsilon$  modelu. Proudění v otopném tělese má malé rychlosti a v oblasti proudění v kanálcích usuzuji, že je spíš vhodné nastavit laminární model proudění.

Jako materiál plechu tělesa jsem zvolil ocel s přednastavenými konstantními vlastnostmi. Pro vodu jsem zadal hustotu a viskozitu závislou na teplotě a zbylé vlastnosti jsem ponechal přednastavené.



Obr. 7-5 Modely proudění

### 7.3.2 Okrajové podmínky

Vstup je nastavený jako Mass flow inlet a je zadáný hydraulickým průměrem a hmotnostním průtokem, který jsem uvažoval stejný jako při experimentu. Jednotlivé parametry jsou:

- $d = 0,013 \text{ m}$ ,
- $\dot{m} = 0,0136 \text{ kg/s}$ ,
- $T_{w1} = 348,15 \text{ K}$ ,
- $I_t = 10 \text{ \%}$ .

Výstup je nastaven jako Pressure outlet se stejným nastavením intenzity turbulence a hydraulického průměru jako u vstupu.

Okrajové podmínky vnějšího plechu jsou:

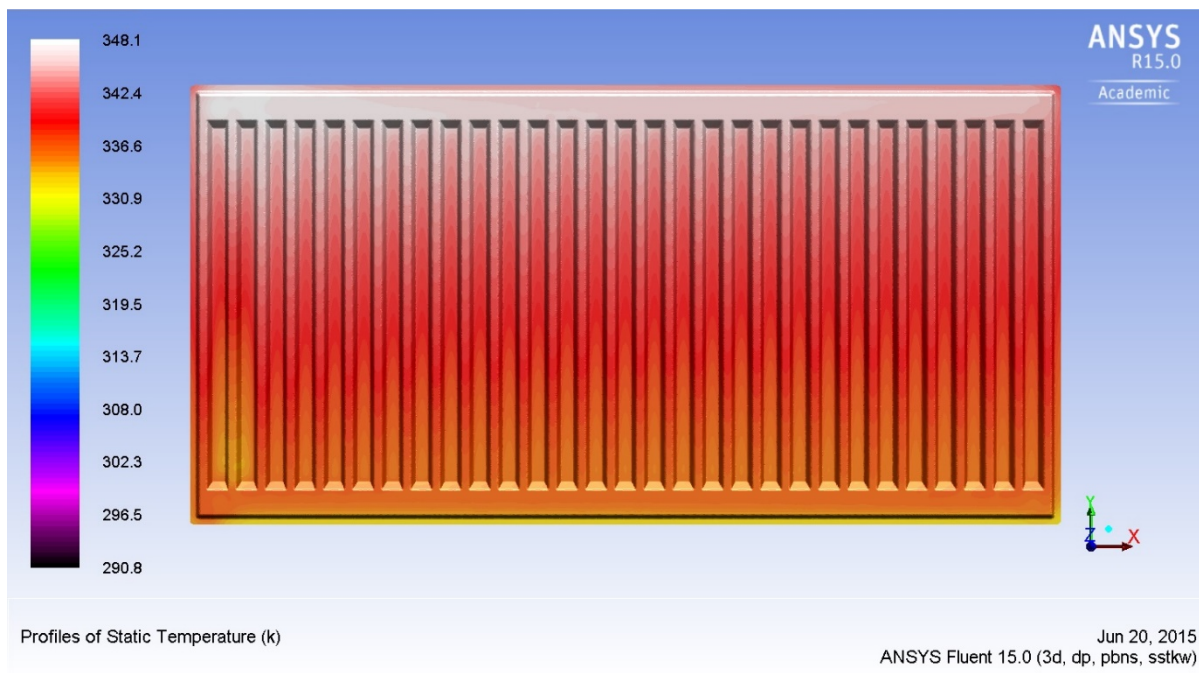
- $t_i = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ,
- $\alpha_{c1} = 12,2 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ ,
- $\alpha_{c2} = 12,1 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ ,
- $\alpha_{c1} = 12,0 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ ,
- $\alpha_{c1} = 11,8 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ .

Během simulačního výpočtu bylo nutné v závislosti na konvergenci úlohy upravovat nastavení podrelaxačních faktorů tak, aby residua jednotlivých proměnných byla v přijatelných hodnotách s ohledem na složitost úlohy.

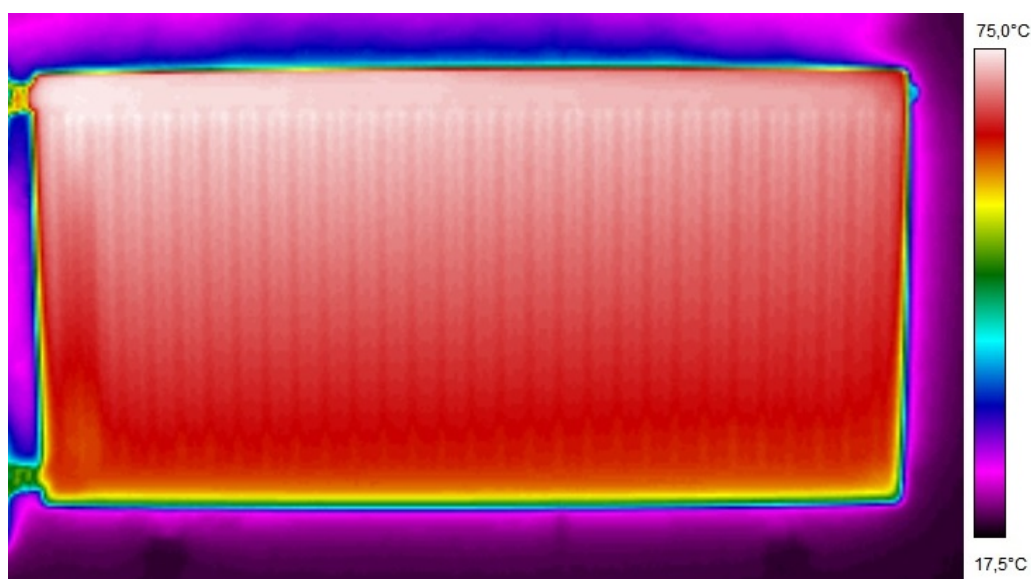
## 7.4 Výsledky simulace

### 7.4.1 Teplotní pole

Na následujících obrázcích je porovnání teplotního pole získaného matematickou simulací a termogramu z naměřeného experimentu nového tělesa. Barevnou stupnici a rozsah teplot jsem pro oba obrázky sjednotil, kde u matematické simulace jsem musel vytvořit svoji vlastní stupnici barev, abych se co nejvíce přiblížil ke stupnici z experimentu.



*Obr. 7-6 Teplotní pole matematické simulace*



*Obr. 7-7 Teplotní pole naměřeného experimentu*

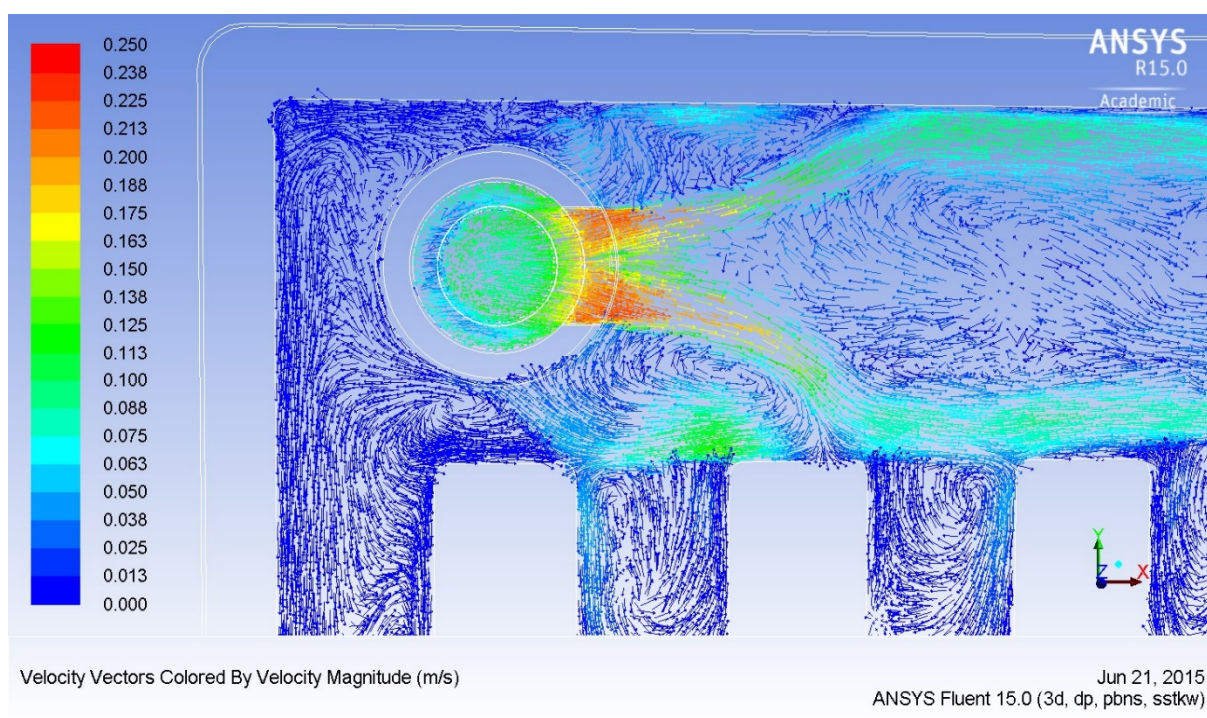
Mezi oběma obrázky teplotního pole je viditelná podobnost. Nejdůležitější je z mého pohledu oblast dolní poloviny druhého kanálku, kde je v obou případech menší průtok a tím stejná chladnější oblast, než v ostatních kanálcích. Také v prvním kanálku je v obou případech menší průtok oproti třetímu kanálku, a je to dáno tím, že do prvního a druhého kanálku proudí pouze sekundární proud, který obtéká distanční kroužek.

Od třetího kanálku dále působí primární proud z otvoru distančního kroužku, který postupně ztrácí svou kinetickou energii, jak zatéká do jednotlivých sloupků. Toto proudění bylo více zřetelné u jednotlivých snímků při snímání náběhu otopného tělesa, ale je dostatečně viditelné u obou obrázků teplotního pole.

Z porovnání obrázků mohu usuzovat podobné proudění v obou komorách a podobné zatékání do jednotlivých kanálků.

## 7.4.2 Rychlostní pole

Matematická simulace mi umožňuje vykreslit v celém objemu modelu otopného tělesa vektorové rychlostní pole a mohu se pod lupou zaměřit na zajímavá místa z pohledu vytváření různých sekundárních vírů. Tato detailní simulace také poslouží k vytvoření představy, v jakých oblastech otopného tělesa můžeme uvažovat laminární a turbulentní proudění.



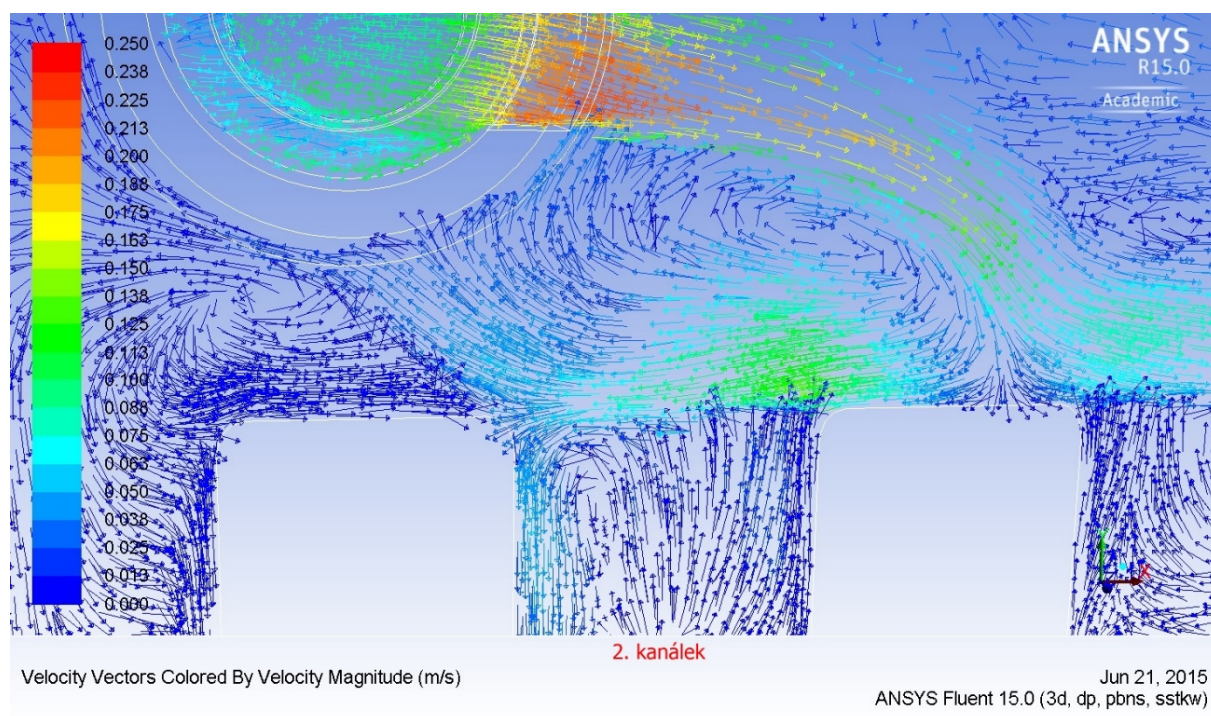
Obr. 7-8 Vektorové pole rychlostí okolo vstupního distančního kroužku

Relativně velkých rychlostí je dosaženo pouze v oblasti výstupního otvoru z distančního kroužku, jak je vidět na obr. 7-8. Z tohoto vyfrézovaného otvoru vystupuje proud vody, který se ve velmi krátké vzdálenosti rozděluje na dvě části. Toto rozdělení si vysvětluji tak, že existuje spousta možných stavů, jak může vystupující proudění vypadat. Tohle je jeden z nich, který si výpočetní program vybral. Může to být dáno nastaveným modelem turbulence, který nemusí být vhodný pro danou úlohu. Dále tento děj může ovlivňovat inicializace úlohy. Což je také zajímavá otázka pro budoucí pokračování v mapování rychlostního pole v deskovém otopném tělese v závislosti na použitém distančním kroužku a nastavení modelu turbulence.

To co je tedy zobrazeno na obr. 7-8 je jeden z možných stavů. Tento jev si vysvětluji tak, že zde vzniká Coandův (Coanda) efekt. To je známý efekt při výtoku tekutiny podél stěny. Proud vytékající tekutiny způsobí strhávání a nasávání okolních částic do proudu, a tím podél stěny vzniká podtlak. Proud poté přilne ke stěně. Ovšem při výtoku z distančního kroužku vzniká rozdvojený proud. Přilnutí proudu ke stěně strháváním částic může vzniknout především v horní části horní rozvodné komory a částečně i v dolní. Může také vzniknout oscilační proudění, kde proud přilne více k jedné straně a poté ke druhé. Pro přesnější zmapování je potřeba simulovat nestacionární úlohu, která by zodpověděla tyto odhady. Tomu bych se také rád věnoval v dalším studiu.

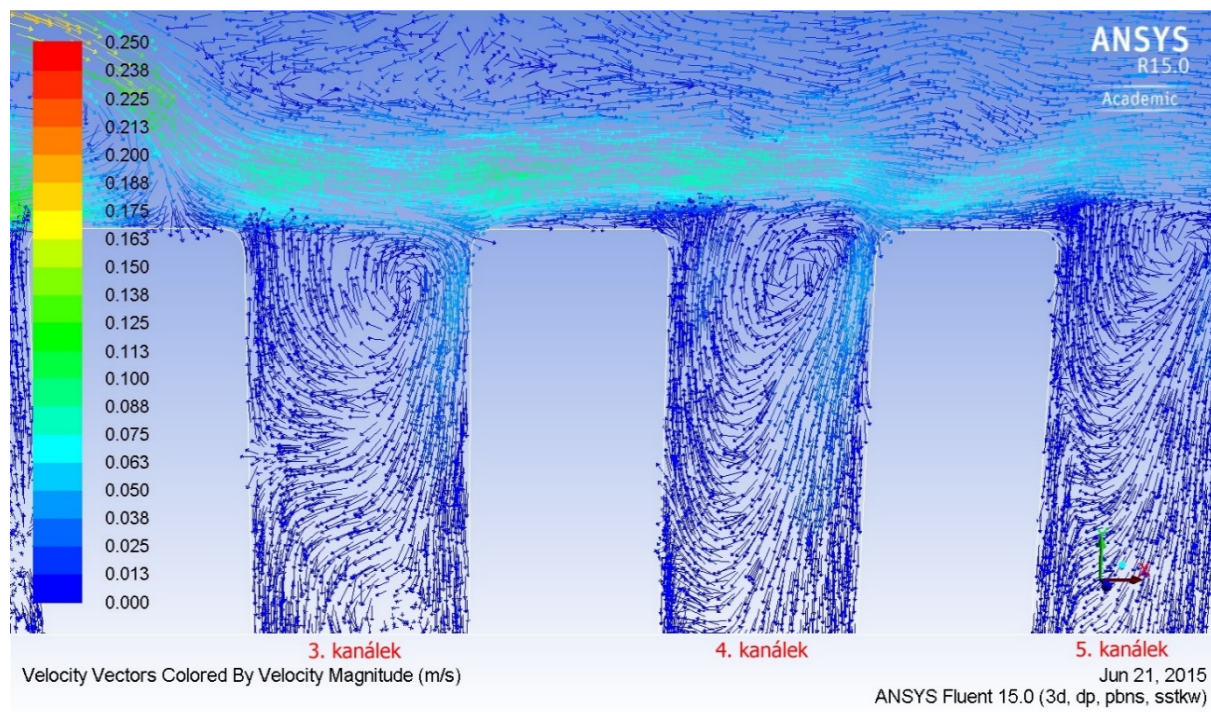
Při výtoku vzniká tedy nestabilní proudění, které má i vliv na horší konvergenci úlohy, protože nelze nalézt ustálený stav. Na obr. 7-8 je tedy zobrazen jeden možný stav, i když to nemusí být ten nejpravděpodobnější.

Detail proudění v blízkosti druhého kanálku na obr. 7-9 ukazuje, jak vlivem primárního proudu vzniká sekundární cirkulační vír, který má pravděpodobně vliv na menší zatékání do druhého kanálku. Proudění pak směřuje spíše do prvního kanálku, protože vír zvyšuje tlakovou ztrátu v okolí druhého kanálku. Zároveň může docházet k přísávání z této oblasti do primárního proudu, vytváření podtlaku a následnému rozšiřování proudu primárního.



*Obr. 7-9 Detail proudění v blízkosti vstupu do druhého kanálku*

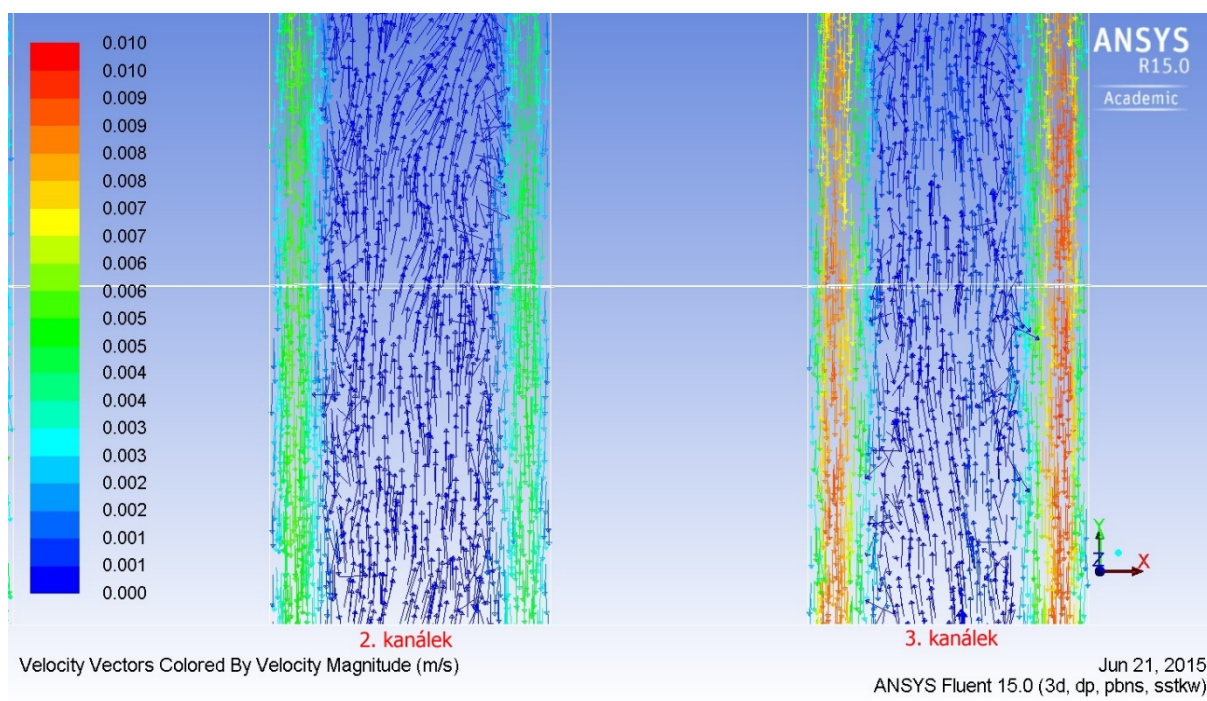
Na dalším obrázku je zobrazeno, jak se hlavní proud pohybuje nad vstupy do kanálků, jakoby je téměř hydraulicky oddělil, a dojde k velké turbulenci v horní části napojení kanálků.



*Obr. 7-10 Výrazná turbulence v kanálcích*

Postupným ubýváním kinetické energie proudění v horní rozvodné komoře se zmenšuje vliv hlavního masivního proudu a kanálky v druhé polovině otopného tělesa již nejsou tak masivně ovlivněny a nemají na počátku tak výrazné sekundární cirkulační víry. Také je viditelné zmenšování těchto vírů podél horizontální osy horní rozvodné komory ve směru od distančního kroužku.

Výrazné víry v horních částech kanálků potvrzují, že laminární oblast lze uvažovat až v určité vzdálenosti od začátku kanálků. Na obr. 7-11 je detail druhého a třetího kanálku v oblasti přechodu modelu turbulence do laminární zóny (v  $\frac{1}{4}$  tělesa), kde je tato hranice vyznačena. Přesto ve spodní části uvažované jako laminární není ustálené proudění. Pak je tedy na místě otázka, zda v této oblasti uvažovat laminární model.

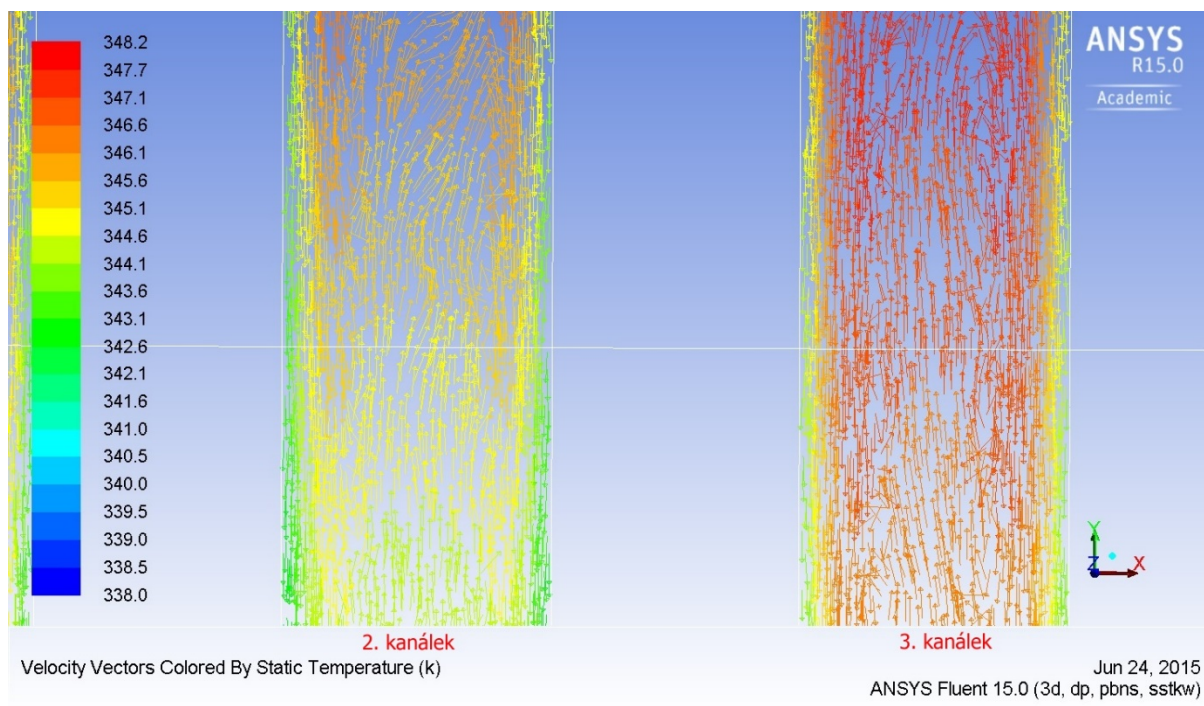


*Obr. 7-11 Rozdíl v proudění druhým a třetím kanálkem*

Proudění na obr. 7-11 není ustálené hlavně z toho důvodu, že podél stěn proudí tekutina směrem dolů a uprostřed kanálku se s malou rychlostí pohybuje vzhůru. Tento jev je viditelný u všech kanálků. Příčinou tohoto jevu mohou být cirkulační víry na začátku a konci kanálků. Ale spíše bych usuzoval, že blízko stěn proudí tekutina, která je ochlazována stěnami. Tato chladnější tekutina má větší hmotnost než má tekutina uprostřed kanálku. Styk těchto dvou proudů vyvolá víření částic. Proudění uprostřed kanálků má rychlost menší než 1 mm/s (rozsah rychlostí je změněný oproti předchozím obrázkům) a na takto pomalé proudění mohou mít vliv

i nepatrné podněty. Mezi oběma kanálky je také viditelný rozdíl v rychlostech proudění tekutiny.

Na dalším obrázku jsou vektory rychlosti v barvách teploty tekutiny (rozsah teplot je zvolený pouze pro názorné zobrazení) a proudění u stěny má teplotu nižší o několik kelvinů než tekutina uprostřed. Druhý kanálek je viditelně chladnější než třetí.

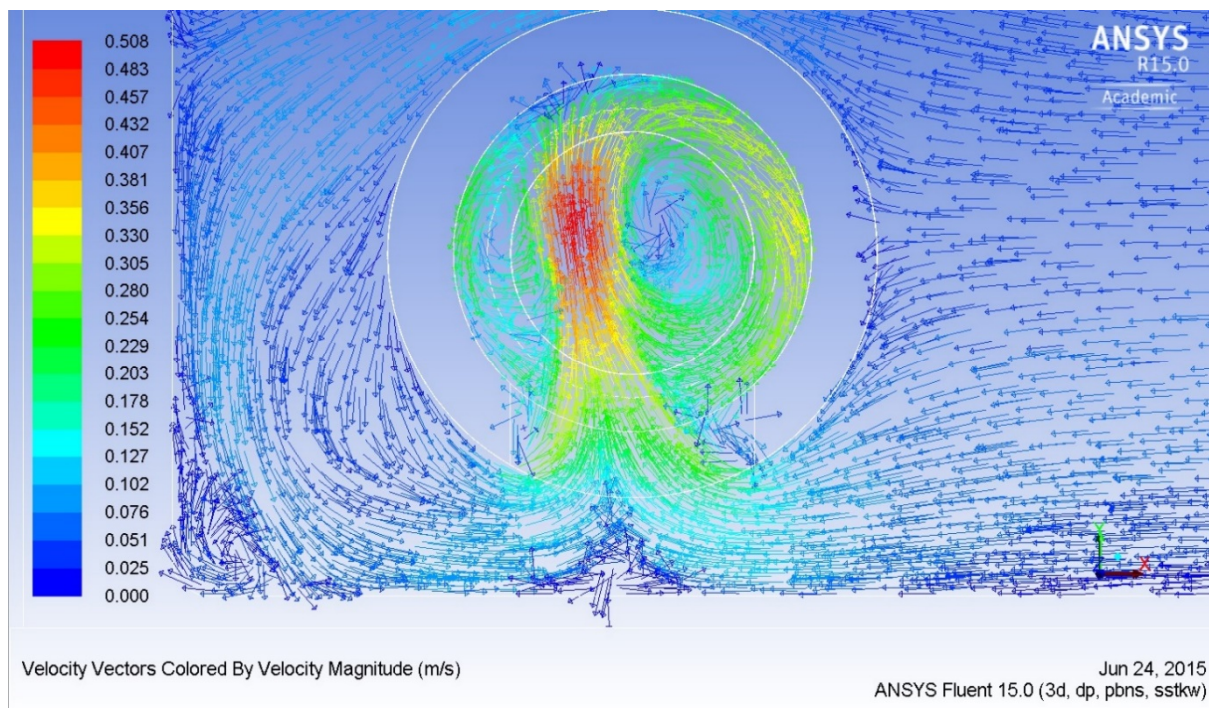


Obr. 7-12 Vektorové pole rychlostí v barvách teploty tekutiny

Podle simulace je velice zajímavé proudění také v okolí výstupního distančního kroužku a v něm samotném. Nejdříve uvedu na obr. 7-13 detail výstupního distančního kroužku. Proudění v něm dosahuje rychlosti až 0,508 m/s. Do otvoru výstupního kroužku se spojují dva proudy. Jeden proudí přímo z dolní části dolní rozvodné komory a druhý je veden nad horní částí distančního kroužku, obtéká ho a natéká do něj z levé spodní strany.

Uvnitř distančního kroužku je vidět červená oblast nejvyšších rychlostí. Důvod, proč zrovna v tomto místě vzniká oblast nejvyšších rychlostí, bych přisuzoval tomu, že se zde spojuje vstupní proud do distančního kroužku a jakýsi vír, který rotuje v kroužku. Ovšem v kroužku vidíme dva nesymetrické víry. Uprostřed víru je oblast s nižšími rychlostmi. Proudění ve výstupním distančním kroužku se chová téměř jako nesymetrický propad. Je to velice složité proudění, protože tekutina v této malé oblasti mění výrazně svůj směr.





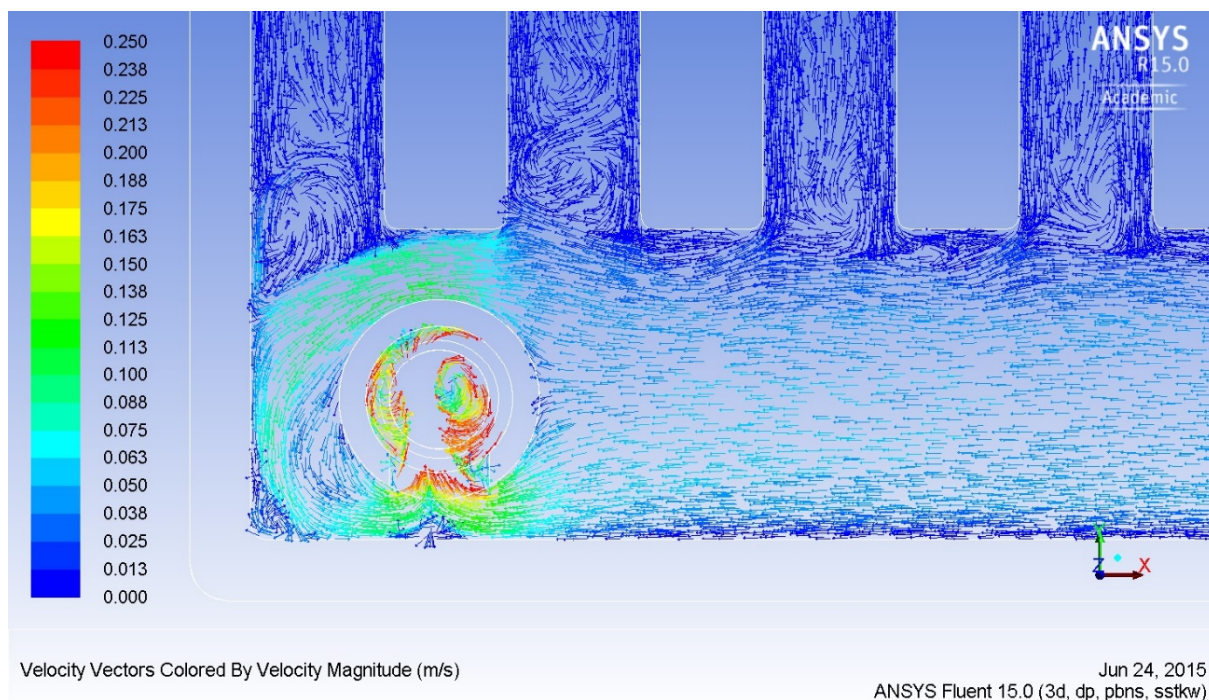
*Obr. 7-13 Detail výstupního distančního kroužku*

Na obr. 7-14 je zobrazen detail výstupního distančního kroužku společně se čtyřmi výstupy z kanálků. V distančním kroužku je vynechaná oblast vektorů vyšších rychlostí, protože jsem upravil rozsah rychlostí tak, aby byl stejný, jako u vstupního kroužku, aby byla vektorová rychlostní pole porovnatelná. Vynechané vektory jsou již popsány na předchozím obrázku.

Ve spodních částech kanálků jsou opět viditelné velké cirkulační víry a z nich vystupující proudění nízkých rychlostí směřující vzhůru středem kanálků. Proud v dolní sběrné komoře je v místě nárazu na distanční kroužek rozdělen na dvě části. Jedna proudí pod distančním kroužkem, kde zvýší svou kinetickou energii průchodem přes malý průřez, přímo do jeho otvoru. Druhá část proudí nad distančním kroužkem a také zvýší svou kinetickou energii. Toto proudění o vyšší rychlosti vytváří na konci prvního kanálku mnohem větší cirkulační vír oproti jiným kanálkům.

V tomto detailu by možná bylo výhodnější, kdyby byl otvor výstupního distančního kroužku směřován proti rohu dolní rozvodné komory. Proudění by nebylo nasáváno z nejužší oblasti pod distančním kroužkem, kde se musí stočit o  $90^\circ$ . Mohlo by také být výhodnější, kdyby vyfrézovaný otvor byl větší a proudění by nebylo vedeno do tak úzkého otvoru. Dále je vidět, jak se proudění musí stočit přes ostrý roh distančního kroužku. Změnou geometrie tohoto

otvoru (zvětšení, zaoblení rohů) může dojít k menší turbulizaci proudění. To jsou další otázky, kterými bych se rád zabýval v budoucím studiu.



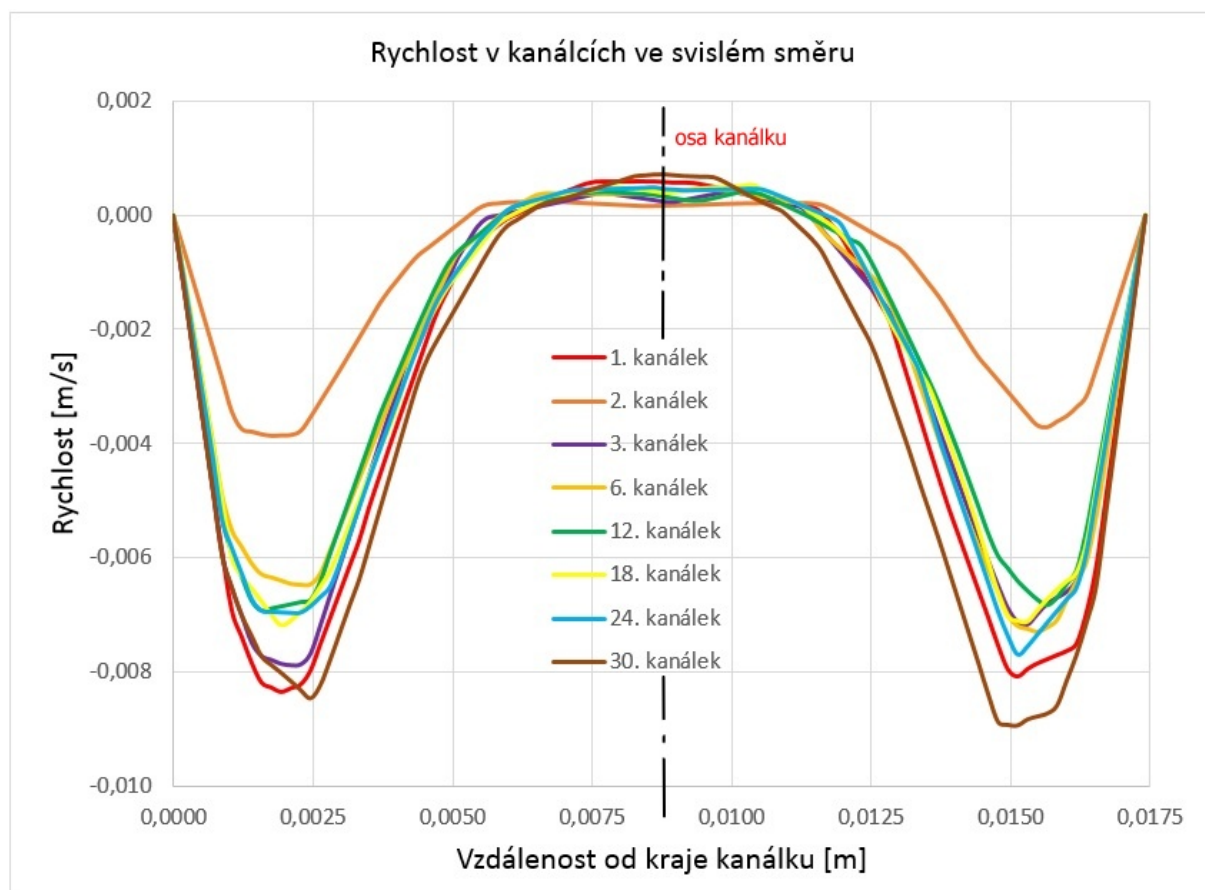
*Obr. 7-14 Vektorové pole rychlostí okolo výstupního distančního kroužku*

Nejvíce zajímavé oblasti vektorového rychlostního pole v otopném tělese jsem již zmínil. Dále bych uvedl graf, který srovnává rychlostní profily v jednotlivých kanálkách určené v horizontálním řezu uprostřed výšky otopného tělesa. Na svislé ose je uvedena rychlost proudění vody stanovená matematickým modelem a na vodorovné ose je vynesena šířka kanálku, tj. jeho rozměr v ose x.

Jednotlivé křivky, které jsou barevně odlišeny, pak odpovídají jednotlivým kanálkům v pořadí od vstupu vody do otopného tělesa (č. 1) až do posledního kanálku (č. 2). Nejedná se o vynesení skutečné rychlosti, tj. velikosti rychlosti ve skutečném směru, ale o promítnutí rychlosti ze skutečného směru do osy y, tj. do osy hlavního proudu.

Viditelně menší je rychlost proudění u stěn ve druhém kanálku. Je to o více než polovinu rychlosti proudění v prvním kanálku. Dle grafu se dá usuzovat, že proudění kanálky, které jsou uprostřed otopného tělesa, je nižší než kanálky v krajních polohách (pokud pomínu odlišné zatékání do druhého kanálku). Největší rychlost proudění je dle simulace v posledním třicátém kanálku.

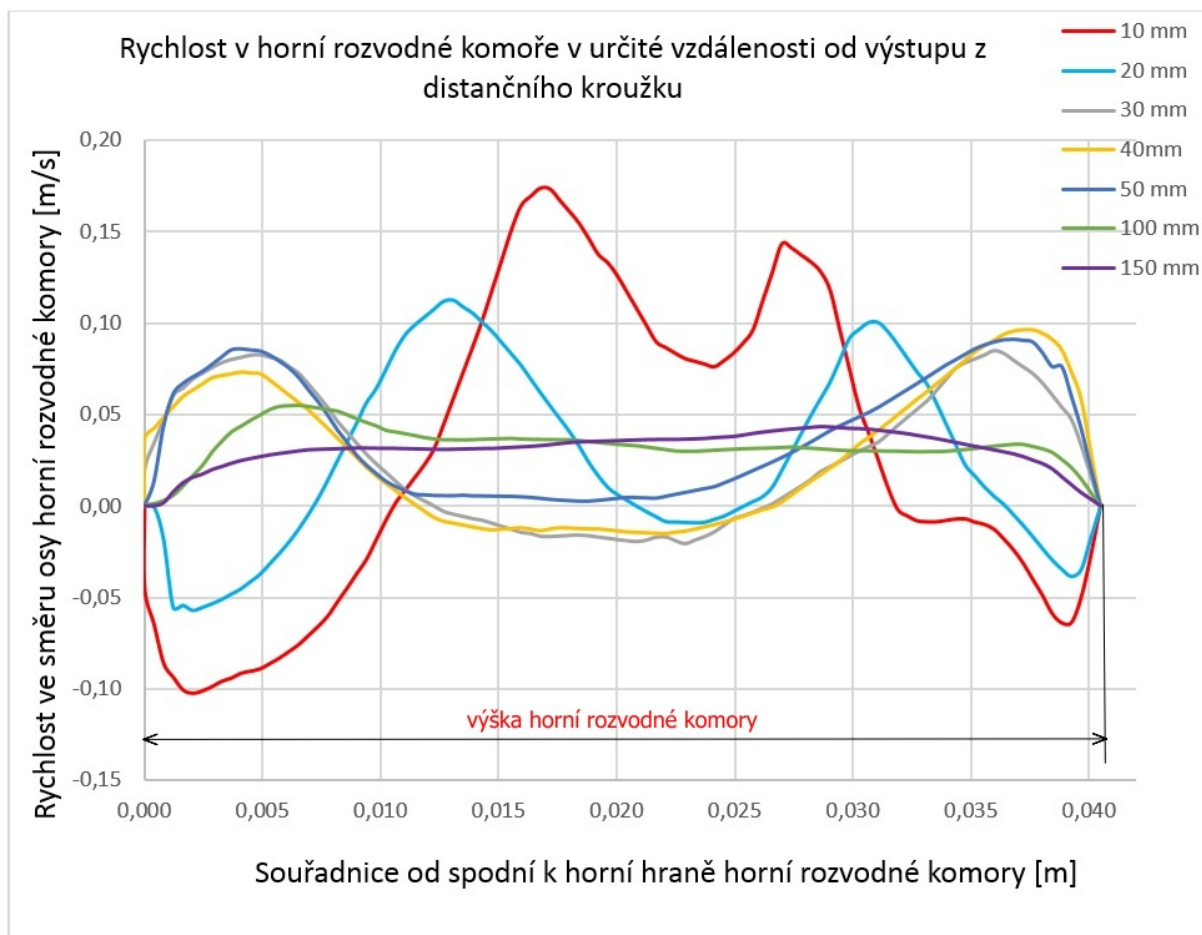
Ve všech uvedených kanálcích je u stěny proudění záporné tzn. směrem do dolní sběrné komory a uprostřed kanálků je proudění stoupající s rychlostmi v intervalu 0 až cca 0,001 m/s. Po bližším zkoumání, zda proudí ochlazená tekutina po celém obvodu kanálku, jsem dalším vhodným řezem potvrdil tento úsudek. Nejvyšší rychlost klesajícího proudu je v oblasti, kde je teplo sdíleno vedením i do plechu mezi kanálky, kde je tedy největší ochlazení.



Obr. 7-15 Grafické porovnání rychlosti v kanálcích

Na obr. 7-16 jsem porovnal do jednoho grafu rychlosti v horní rozvodné komoře měřené po y-ové souřadnici od spodního okraje po horní okraj komory. Vzdálenosti jsou odečítány od výstupního otvoru distančního kroužku. První spojnice rychlostí je pro vzdálenost 10 mm, kde je již viditelné rozdělení proudění na dvě části. Záporné hodnoty rychlostí jsou v oblastech sekundárních cirkulačních vírů pod a nad vstupním distančním kroužkem. Po rozdělení proudění se mezi proudy vytvoří také oblast víru se záporou rychlostí.

Směrem od distančního kroužku ztrácí proudění svou kinetickou energii a rozdělené proudy se přemění na jeden proud postupující celým průřezem horní rozvodné komory. Jednotlivé křivky mohou být při levém okraji ovlivněny napojenými kanálky. Ve vzdálenosti 150 mm je proudění již vyrovnané a s menší rychlostí než 0,05 m/s.



Obr. 7-16 Graf rychlostí v horní rozvodné komoře

## 8 Závěr

---

### 8.1 Obecná zjištění

Na základě měření bylo zjištěno několik poznatků. Snímání teplotního pole při náběhu deskových otopných těles prokázalo patrné rozdíly proudění v jednotlivých tělesech v závislosti na použitém distančním kroužku. Od začátku náběhu bylo rozdílné proudění hlavně v oblasti prvních dvou kanálků, kde u starého otopného tělesa bylo významnější proudění do prvního kanálku. U tohoto tělesa docházelo také k většímu prohřívání horního levého rohu, protože tam mířil jeden z otvorů distančního kroužku. U nového tělesa byl významnější proud ve směru osy horní rozvodné komory. Celkově bylo zatékání do nového otopného tělesa rovnoměrnější, protože u starého tělesa bylo i větší zatékání posledním kanálkem.

Dále jsem sledoval u nového typu tělesa, jak dochází k menšímu prohřívání v oblasti druhého kanálku, tudíž jsem usuzoval, že dochází orientací distančního kroužku k ovlivňování proudění do tohoto kanálku. Tento úsudek jsem potvrdil matematickou simulací, kde skutečně podle vykreslených vektorů rychlostního pole dochází k vytváření sekundárních cirkulačních vírů, které toto proudění ovlivňují. Omezené zatékání do druhého kanálku jsem pozoroval na porovnání teplotních polí experimentu a matematické simulace, kde jsem tyto dva obrázky shledal velice podobné.

Výsledky matematické simulace jsou podloženy počtem 10 000 iterací, po kterých nedochází ke změně výše uvedených teplotních a rychlostních polí. Vykreslení rychlostního pole v celém řezu otopného tělesa napomůže k představě proudění ve všech částech vnitřního prostoru otopného tělesa. Nevýhoda této úlohy je poměr rozměrů, kde výška a šířka deskového otopného tělesa je mnohem větší než hloubka. Dále jsou tyto rozměry mnohem větší než samotná tloušťka ocelového plechu otopného tělesa, kde by bylo vhodné jeho tloušťku při vytváření sítě rozdělit na více vrstev, což z důvodu velikého počtu buněk nebylo ve všech částech dodrženo.

Součástí experimentu bylo i porovnání opačně napojeného nového otopného tělesa, kdy výstupní distanční kroužek byl napojen na přívodní potrubí jako vstupní a naopak. Měření bylo provedeno s ohledem na skutečnost, že v praxi při mírné nepozornosti může k takovému opačnému napojení těles velice snadno docházet. Porovnáním teplotních polí správně i opačně napojeného tělesa se opačně napojené těleso svým zatékáním podobá starému otopnému tělesu.

Je to dáno tím, že dochází rovněž k většímu prohřívání levého horního rohu. Je zde zvýšené proudění do prvního kanálku, neboť proud není primárně směřován do osy horní rozvodné komory. Zvýšené proudění prvním kanálkem má vliv na teplotu výstupní vody z otopného tělesa, protože je jím ohřívána. Pouze u správně napojeného nového tělesa je dle termogramů oblast výstupního distančního kroužku chladnější.

Matematickou simulací jsem zobrazil vektorové rychlostní pole v celém objemu otopného tělesa a komentoval jednotlivé detaily. Zajímavá je oblast vstupního distančního kroužku, kde dochází k rozdělení proudu hned za otvorem z distančního kroužku a až v určité vzdálenosti od distančního kroužku dochází k vytvoření proudu v celém průřezu horní rozvodné komory. Zobrazení proudění v jednotlivých kanálcích ukázalo, že jsou tam velice malé rychlosti a na proudění má veliký vliv rozdíl teplot vody u stěny a ve středu kanálku. Chladnější proud u stěny směřuje do dolní rozvodné komory a proudění ve středu kanálku naopak stoupá velice malou rychlostí zpět nahoru.

## 8.2 Doporučení pro pokračování ve výzkumu

Doporučení bych uvedl hlavně k nastavení simulačního modelu. Bylo by vhodné aplikovat na danou úlohu jiný model turbulence než SST  $k-\omega$  a porovnat vliv modelu turbulence, protože na různé úlohy jsou vhodnější různé modely. Jak jsem již uvedl, tak i v kanálcích dochází k proudění oběma směry a oblast není určitě zcela laminární. Proto, uvažovat laminární model v této oblasti, nemusí být vhodné. Při nastavení okrajových podmínek byla intenzita turbulence zvolena 10 %, ale po bližším zkoumání vektorového rychlostního pole je vidět mnoho cirkulačních vírů v celém tělese. Bylo by tedy vhodné nastavit intenzitu turbulence na vyšší hodnotu např. 30 % a porovnat její vliv. Dále pro zodpovězení otázky stran proudění okolo vstupního distančního kroužku je důležité vytvořit nestacionární úlohu a zjistit vývin tohoto proudění. Uvedl jsem také, že by bylo vhodné změnit natočení a zvětšit otvor ve výstupním distančním kroužku, aby nebyla voda odebírána z nejužší oblasti pod kroužkem, ale např. z rohu dolní rozvodné komory. Tato úvaha však musí být podložena novou matematickou simulací.

## Seznam literatury a použitých pramenů

---

- [1]. Bašta, Jiří. *Otopné plochy*. Praha : Ediční středisko ČVUT, 2001. ISBN 80-01-02365-6.
- [2]. Barták, Martin. *Úvod do přenosových jevů pro inteligentní budovy*. Praha, 2010.
- [3]. Vavříčka, Roman. *Bezkontaktní způsoby měření teploty*. Praha : Společnost pro techniku prostředí, 2013. ISBN 978-80-02-02515-3.
- [4]. Zwiener, Viktor. Termovize a blower door test. [Online] 2011. [Citace: 5. květen 2015.] [www.usporteenergii.cz/download.php?fid=489](http://www.usporteenergii.cz/download.php?fid=489).
- [5]. Bašta, Jiří. *Velkoplošné sálavé vytápění*. Praha : Grada Publishing, a.s., 2010. ISBN 978-80-247-3524-5.
- [6]. Matuška, Tomáš. *Experimentální metody v technice prostředí*. Praha : Nakladatelství ČVUT, 2005. ISBN 80-01-03291-4.
- [7]. Kozubková, Milada. *Modelování proudění tekutin, Fluent, CFX*. Ostrava : Vysoká škola báňská - Technická univerzita Ostrava, Fakulta strojní, Katedra hydromechaniky a hydraulických zařízení, 2008.