



Diplomová práce

Experimentální výzkum součinitele přestupu tepla metodou HFA

Studijní program:

N0715A270019 Konstrukce strojů a zařízení

Autor práce:

Bc. Zdeněk Vébr

Vedoucí práce:

doc. Ing. Petra Dančová, Ph.D.
Katedra energetických zařízení

Liberec 2023



Zadání diplomové práce

Experimentální výzkum součinitele přestupu tepla metodou HFA

<i>Jméno a příjmení:</i>	Bc. Zdeněk Vébr
<i>Osobní číslo:</i>	S21000247
<i>Studijní program:</i>	N0715A270019 Konstrukce strojů a zařízení
<i>Zadávající katedra:</i>	Katedra energetických zařízení
<i>Akademický rok:</i>	2022/2023

Zásady pro vypracování:

V případě smíšené konvekce v ohřívaném obdélníkovém kanále je přestup tepla závislý na průtoku, tepelném toku, ale i pozici v kanále z důvodu specifických konvekčních struktur. Předmětem práce je experimentální výzkum přestupu tepla z ohřívané stěny kanálu za nízkých Reynoldsových čísel.

Cílem je stanovení součinitele přestupu tepla v závislosti na průtoku a tepelném toku. K měření bude použita metoda termoanemometrie v režimu HFA.

Hlavní cíle práce jsou:

- Provedte teoretický rozbor řešeného problému.
- Navrhněte a sestavte vhodný experiment.
- Provedte měření metodou HFA.
- Zpracujte výsledky měření a porovnejte je s hodnotami z literatury.
- Provedte diskuzi výsledků.

Rozsah grafických prací: 10
Rozsah pracovní zprávy: 60
Forma zpracování práce: tištěná/elektronická
Jazyk práce: Čeština

Seznam odborné literatury:

Doporučená literatura:

1. INCROPERA, Frank P. a David P. DEWITT. *Fundamentals of heat and mass transfer*. 5th ed. Hoboken: John Wiley, 2002. ISBN 0-471-38650-2.
2. ÇENGEL, Yunus A., John M. CIMBALA a Robert H. TURNER. *Fundamentals of thermal-fluid sciences*. 4th ed. New York: McGraw-Hill, 2012. ISBN 978-0-07-338020-9.
3. Shah, R.K., London, A.L. LAMINAR FLOW FORCED CONVECTION IN DUCTS. Academic Press, 1978. ISBN 0-12-020051-1
4. BRUUN, H.H. *Hot-wire anemometry: principles and signal analysis*. 2 ed. Oxford: Oxford University Press, 1995. ISBN 978-0-19-856342-6.

Vedoucí práce: doc. Ing. Petra Dančová, Ph.D.
Katedra energetických zařízení

Datum zadání práce: 1. listopadu 2022
Předpokládaný termín odevzdání: 30. dubna 2024

doc. Ing. Jaromír Moravec, Ph.D.
děkan

L.S.

doc. Ing. Petra Dančová, Ph.D.
vedoucí katedry

V Liberci dne 1. listopadu 2022

Prohlášení

Prohlašuji, že svou diplomovou práci jsem vypracoval samostatně jako původní dílo s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím mé diplomové práce a konzultantem.

Jsem si vědom toho, že na mou diplomovou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb., o právu autorském, zejména § 60 – školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci nezasahuje do mých autorských práv užitím mé diplomové práce pro vnitřní potřebu Technické univerzity v Liberci.

Užiji-li diplomovou práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědom povinnosti informovat o této skutečnosti Technickou univerzitu v Liberci; v tomto případě má Technická univerzita v Liberci právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Současně čestně prohlašuji, že text elektronické podoby práce vložený do IS/STAG se shoduje s textem tištěné podoby práce.

Beru na vědomí, že má diplomová práce bude zveřejněna Technickou univerzitou v Liberci v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb., o vysokých školách a o změně a doplnění dalších zákonů (zákon o vysokých školách), ve znění pozdějších předpisů.

Jsem si vědom následků, které podle zákona o vysokých školách mohou vyplývat z porušení tohoto prohlášení.

Anotace

Tato diplomová práce se zabývá experimentálním výzkumem součinitele přestupu tepla při smíšené konvekci. V práci je navržena a zkonstruována experimentální trať, kterou tvoří kanál obdélníkového průřezu (200×20) mm² o délce 2500 mm. Kanál je napojen na ventilátor v sacím režimu. Uprostřed kanálu je experimentální oblast vyhřívána topnými fóliemi. V této oblasti vzniká smíšená konvekce v důsledku nucené konvekce od ventilátoru a volné konvekce od topných fólií. Celá experimentální oblast je proměřena třemi různými sondami při různých režimech ventilátoru.

Klíčová slova: proudění vzduchu, smíšená konvekce, obdélníkový kanál, součinitel přestupu tepla, CTA

Annotation

This master's thesis deals with the experimental investigation of the heat transfer coefficient during mixed convection. The thesis proposes and constructs an experimental setup consisting of a rectangular channel with dimensions of (200×20) mm² and a length of 2500 mm. The channel is connected to a fan operating in the suction mode. In the middle of the channel is a heated region created by heating foils. This region experiences mixed convection due to the forced convection from the fan and natural convection from the heating foils. The entire experimental region is measured using three different probes under various fan operating conditions.

Keywords: air flow, mixed convection, rectangular channel, heat transfer coefficient, CTA

Poděkování

Chtěl bych touto cestou vyjádřit své upřímné díky doc. Ing. Petře Dančové, Ph.D. za její odborné vedení mé diplomové práce. Její cenné rady, doporučení a lidský přístup mi byly nesmírně užitečné a inspirativní. Také bych chtěl velice poděkovat Ing. Jaroslavu Pulcovi a Ing. Janu Novosádovi, Ph.D. za jejich věcné rady, připomínky a za čas, který mi věnovali. Poděkování patří také všem pracovníkům Katedry energetických zařízení TUL, kteří mi v průběhu mé práce poskytli pomoc. Na závěr bych rád poděkoval své rodině a přítelkyni za jejich nepostradatelnou podporu a pomoc po celou dobu studia.

Obsah

1. Úvod.....	15
2. Teoretická část	18
2.1. Proudění vazké tekutiny	18
2.1.1. Laminární proudění	18
2.1.2. Hydrodynamická vstupní oblast	19
2.1.3. Turbulentní proudění	19
2.2. Tepelná konvekce.....	19
2.2.1. Přirozená konvekce	19
2.2.2. Nucená konvekce.....	20
2.2.3. Smíšená konvekce	20
2.2.4. Poiseuilleova–Rayleighova–Bénardova konvekce.....	20
2.2.5. Přestup tepla při konvekci	20
2.3. Termokonvektivní struktury.....	23
2.4. Termoanemometrie	24
2.4.1. Princip termoanemometrie	25
2.4.2. Režim konstantního proudu CCA	28
2.4.3. Režim konstantní teploty CTA.....	28
2.4.4. Typy termoanemometrických sond	29
2.4.5. HWA.....	29
2.4.6. HFA	29
2.4.7. Součinitel přehřátí sondy	30
2.4.8. Kalibrace sond	31
2.4.9. Směrová citlivost sondy	32
2.4.10. Výhody termoanemometrie	32
2.4.11. Nevýhody termoanemometrie	33

2.5.	Nejistota měření typu B.....	33
2.5.1.	Termoanemometr	34
2.5.2.	Kalibrace.....	34
2.5.3.	Linearizace	34
2.5.4.	Rozlišení A/D převodníku.....	35
2.5.5.	Pozice sondy	35
2.5.6.	Změna teploty	35
2.5.7.	Změna okolního tlaku.....	36
2.5.8.	Změna složení vzduchu, vlhkosti	36
3.	Praktická část	37
3.1.	Návrh experimentální trati	37
3.2.	Návrh experimentálního kanálu	37
3.3.	Vstupní oblast.....	38
3.4.	Numerická simulace měřicí trati	38
3.4.1.	Výsledky numerické simulace.....	40
3.4.2.	Tlačná trať	40
3.4.3.	Sací trať	42
3.5.	Experimentální oblast.....	44
3.6.	Výstupní oblast.....	47
3.7.	Výběr topné fólie.....	47
3.7.1.	Experimentální zařízení	48
3.7.2.	Popis experimentu	48
3.7.3.	Výsledky experimentu.....	49
3.8.	Experimentální zařízení.....	52
3.9.	Experimentální ověření charakteru proudění	54
3.9.1.	Nejistota měření typu B.....	57
3.10.	Použité sondy	58

3.10.1. Poškození HFA sond	58
3.10.2. Popis sondy 55P11	59
3.10.3. Popis sondy 55R47	59
3.10.4. Popis sondy Omega HFS-4	60
3.10.5. Popis sondy gSKIN-XM.....	62
3.11. Měřené režimy	62
3.12. Průběh měření filmovou sondou 55R47.....	65
3.13. Průběh měření sondami Omega HFS-4 a gSKIN-XM.....	65
3.14. Průběh měření teploty volného proudu vzduchu.....	65
4. Vyhodnocení výsledků	66
4.1. Teplota volného proudu vzduchu	66
4.2. Součinitel přestupu tepla	68
5. Závěr	72
6. Seznam použité literatury	74

Seznam vybraných symbolů a zkratek

Seznam symbolů

Symbol	Jednotka	Popis
A, B, C, D	1	kalibrační konstanty
a	1	součinitel přehřátí
a_t	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	teplotní vodivost (termální difuzivita)
c	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	rychlost proudění
c_p	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	měrná tepelná kapacita při konstantním tlaku
c_v	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	měrná tepelná kapacita při konstantním objemu
d_h	m	hydraulický průměr
d_u	m	charakteristický rozměr
d_w	m	průměr drátku sondy
E	V	elektrické napětí
Gr	1	Grashofovo číslo; $\gamma g d_u^3 \Delta t / \nu^2$
g	$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$	tíhové zrychlení
H	m	výška kanálu
h	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$	součinitel přestupu tepla
I	A	elektrický proud
$k_{1,2}$	1	koeficienty směrové citlivosti
l	m	délka drátku, po které dochází k vedení tepla
L_{hy}	m	vstupní délka
L_{hy}^+	1	bezrozměrná vstupní délka

m	kg	hmotnost
Nu	1	Nusseltovo číslo; hd_u/λ
n	1	exponent kalibračních vztahů
O	m	smáčený obvod
Pr	1	Prandtlovo číslo; $\mu c_p/\lambda$
\dot{Q}	W	tepelný tok
\dot{Q}_J	W	tepelný tok (odvozený z Joulova tepla)
\dot{q}	$W \cdot m^{-2}$	plošná hustota tepelného toku
R_0	Ω	elektrický odpor drátku sondy při teplotě T_0
R_A	Ω	elektrický odpor drátku sondy při teplotě T_A
Ra	1	Rayleighovo číslo; Pr Gr
Ra_c	1	kritické Rayleighovo číslo
Re	1	Reynoldsovo číslo; $c_s d_u/\nu$
Re_c	1	kritické Reynoldsovo číslo
S	m^2	průřez
T_0	K	referenční teplota
T_{BODY}	K	teplota stěny tělesa
T_T	K	teplota proudící tekutiny
U	$m \cdot s^{-1}$	rychlost proudění pohybující se tekutiny
U_{eff}	$m \cdot s^{-1}$	efektivní rychlost chlazení drátku
X, Y, Z	m	souřadnice experimentální oblasti kanálu
X_v, Y_v, Z_v	m	souřadnice vstupní části kanálu
x, y, z	1	bezrozměrné souřadnice kanálu

X_u	1	vzdálenost minimálního Nusseltova čísla
x_c	1	bezrozměrná vzdálenost začátku konv. nestability
x_u	1	bezrozměrná vzdálenost minimálního Nusseltova čísla
α_o	K^{-1}	koeficient tepelného odporu při teplotě T_0
γ	K^{-1}	izobarický součinitel objemové roztažnosti
ε	1	emisivita
χ_w	$\Omega \cdot m$	měrný odpor materiálu drátku
λ	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$	součinitel tepelné vodivosti
μ	$Pa \cdot s$	dynamická viskozita
ν	$m^2 \cdot s^{-1}$	kinematická viskozita
ρ	$kg \cdot m^{-3}$	hustota
σ	$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$	Stefan-Boltzmanova konstanta
ζ	$V \cdot m^2 \cdot W^{-1}$	napěťový termoelektrický koeficient
τ	s	charakteristický čas

Význam indexů

c	kritická hodnota
d_h	vztaženo k hydraulickému průměru d_h
H	vztaženo k výšce kanálu H
$2H$	vztaženo ke dvojnásobku výšky kanálu H
max	maximální hodnota
q	vztaženo k hustotě tepelného toku \dot{q}
s	střední hodnota
W	vztaženo k drátku sondy

Seznam zkratk

CT konstantní teplota (z angl. *constant temperature*)

CCA anemometrie za konstantního proudu (z angl. *Constant Current Anemometry*)

CTA anemometrie za konstantní teploty (z angl. *Constant Temperature Anemometry*)

HWA anemometrie se žhaveným drátkem (z angl. *Hot Wire Anemometry*)

HFA anemometrie s horkým filmem (z angl. *Hot Film Anemometry*)

1. Úvod

Pokud se dvě látky s odlišnou teplotou dostanou do společného kontaktu, dojde mezi nimi k přenosu tepelné energie, který může probíhat třemi základními mechanismy. Jedním z nich je konvekce. Konvekcí se předává teplo díky proudění tekutiny, a to, jak velké množství tepla se během konvekce předá, závisí na součiniteli přestupu tepla. Obecně se konvekce dělí na volnou a nucenou, avšak mohou působit i současně za vzniku konvekce smíšené. Smíšená konvekce má zajímavá praktická využití, jelikož může přinést výrazné zvýšení přenosu tepla. Tento zlepšený přenos tepla je způsoben vznikem termokonvektivních struktur, které přispívají k nepřetržitému zásobování vyhřívané stěny chladnější tekutinou. Příkladem mohou být technologie tepelných výměníků, solárního ohřevu, chemické depozici par (CVD) nebo chlazení elektronických součástí a jaderných reaktorů. Jedním ze základních způsobů, jak lze smíšenou konvekci simulovat v experimentálních podmínkách, je v ohřivaném obdélníkovém kanále, kde nastávají smíšené konvekční podmínky kombinací primárního proudění řízeného tlakovým gradientem a sekundárního proudění vyvolaným vztlačovými silami v důsledku ohřevu. Bylo provedeno značné množství prací na problémech spojených se smíšenou konvekcí v obdélníkových kanálech rovnoměrně vyhřívaných ze spodu. Zjistilo se, že struktura proudění a přestup tepla silně závisí na průtoku, tepelném toku, ale i pozici v kanále z důvodu vzniku specifických vírových struktur. Ty se v závislosti na rychlosti proudění mohou objevit v několika typech. Jedná se buď o podélné 3D vírové válce značené $R_{//}$, 2D/3D příčné válce značené R_{\perp} nebo jejich kombinaci [1]. Jednou z prvních prací zabývajících se smíšenou konvekcí je od Mori a Uchida [2]. Autoři pomocí analýzy lineární stability předpověděli dvě kritická Rayleighova čísla závislá na Reynoldsově čísle, při kterých k tvorbě válců dochází mezi dvěma nekonečnými paralelními deskami. První typ válců vzniká při $Ra_{Hqc1} = 1708$. Druhý typ se značně nepravidelnými a nestabilními vírovými válci vzniká při $Ra_{Hqc2} = 18352$. Experimentálně existenci vírových válců prvního typu vykazujících pravidelné teplotní rozložení potvrdili Ostrach a Kamotani [3], kteří provedli experiment v kanále konečné délky. Dále shledali, že vírové válce druhého typu existují i při nižších Rayleighových číslech, které postupně, jak se zvyšuje Rayleighovo číslo sílí a narušují pravidelnou strukturu válců prvního typu až se nakonec tok stane nestabilním okolo $Ra_{Hq} = 8000$. Dalšími experimenty se ukázalo, že výsledky z lineární teorie nejsou v plné shodě s experimentálními metodami [4]. Kritické Rayleighovo číslo je

1,4 až 10krát vyšší. Výsledky také naznačují, že počet vírových válců napříč průřezem kanálu má tendenci blížit se teoretické hodnotě, jak se poměr šířky a výšky kanálu zvyšuje. Kim a kol. [5] zkoumali kritický stav, při kterém nastává sekundární proudění a vznikají pravidelné podélné vírové válce v oblasti tepelného vstupu na základě teorie šíření (přeloženo z anglického *propagation theory*). Zjistili, že počáteční poloha kritického stavu x_c se posouvá proti proudu s tím, jak narůstá Rayleighovo číslo. Dále byla poloha kritického stavu zkoumána metodou konečných objemů (FVM) Parkem a kol. v [6]. Byly navrženy tři charakteristické vzdálenosti, vzdálenost konvektivní nestability X_c , vzdálenost minimálního Nusseltova čísla X_u a detekční vzdálenost sekundárního toku X_D , která se nachází mezi X_c a X_u . Numerickou simulací [7] se podařilo odhalit vývoj sekundárního proudění v kanále s vysokým poměrem stran. Vírové válce se nejdříve tvoří u bočních stěn a následně prostupují kanálem do jeho středu. V další práci Incropera a Schutt [8] prokázali, že sekundární proudění se vyvíjí v blízkosti stěny bez ohledu na poměr stran kanálu a je spojeno se vznikem vztaku. Vývoj sekundárního proudění v [9] zkoumali Maughan a Incropera. Zjistili, že nástup sekundárního proudění je intenzivnější při zvýšení Grashofova čísla anebo snížení Reynoldsova čísla. Experimentální a numerické zkoumání proudění vzduchu s nízkým Reynoldsovým číslem ($Re_H < 50$) ukázalo změnu vírového proudění z podélného na příčné [10]. Do hodnoty $Re_H \sim 5$ se proud skládá z podélných válců u stěny a příčných válců ve středu kanálu. Při ještě nižších hodnotách $Re_H < 5$ příčné válce vyplňují celý průřez kanálu. Podrobnou studii vývoje sekundárního proudění ve vodě publikoval Benderradji a kol. [11]. Pomocí experimentálních i numerických metod objevil, že při poměru $Ra_{Hq}/Re_H^2 \approx 18$ dochází k přechodu mezi dvěma mechanismy vzniku válců. První mechanismus se vyskytuje při poměru $Ra_{Hq}/Re_H^2 < 18$ efektem boční stěny. Stěna nejprve generuje dva válce, které postupně tvoří po sobě jdoucí dvojice válců, dokud nevyplní celý průřez. Druhý mechanismus nastává při poměru $Ra_{Hq}/Re_H^2 > 18$. Stejně jako v prvním případě, nejprve vznikají dva podélné válce u stěny, ale místo tvorby dalších válců spouští vertikální teplotní gradient v dolní mezní vrstvě dvojice válců v celé zóně mezi bočními stěnami. V tomto případě tedy vzniká přirozená konvekce ve stejný okamžik a na stejném místě přes celý průřez. Závěrem lze konstatovat, že bylo provedeno mnoho experimentů zaměřených na smíšenou konvekci v ohřivaném obdélníkovém kanále, přičemž bylo získáno mnoho nových poznatků. Avšak málo prací se zabývá smíšenou konvekcí ve vzduchu, a ještě méně pak měření smíšené konvekce kontaktními metodami.

Cílem této diplomové práce je navrhnout experimentální trať, která bude sloužit na Katedře energetických zařízení ke zkoumání dějů při smíšené konvekci. Dalším cílem je na této trati provést měření součinitele přestupu tepla. K měření součinitele přestupu tepla budou použity tři různé nalepovací sondy. Nalepovací filmová sonda 55R47 a nalepovací sondy Omega HFS-4 a gSKIN-XM. Posledním cílem této práce je zhodnotit naměřené výsledky a porovnat je s hodnotami z literatury.

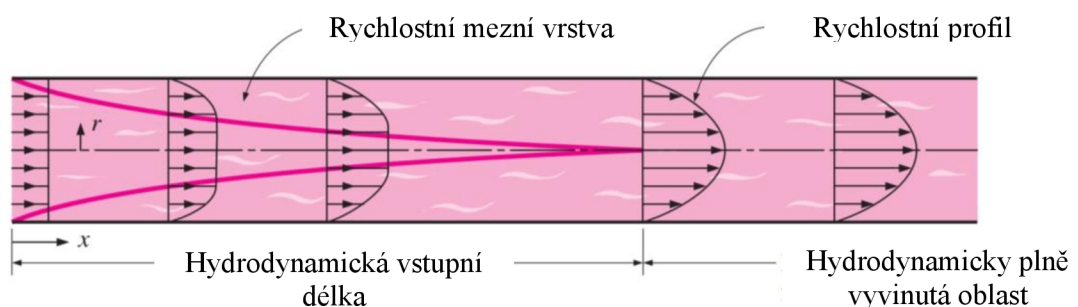
2. Teoretická část

2.1. Proudění vazké tekutiny

Proudění reálné, tj. vazké tekutiny představuje proudění, u kterého se uvažuje vnitřní tření tekutiny. Při proudění se částice tekutiny pohybují převážně jedním směrem z místa vyššího tlaku do místa s tlakem nižším. V závislosti na podmínkách může být proudění laminární, přechodové nebo turbulentní. Při nízkých rychlostech je proudění laminární, ale při překročení určité kritické hodnoty rychlosti se proudění změní na turbulentní. K tomuto přechodu však nedojde skokově, nýbrž probíhá v určité přechodové oblasti, než se proudění stane zcela turbulentní. V přírodě a ve většině potrubních toků, se nejčastěji vyskytuje proudění turbulentní. K laminárnímu proudění dochází pouze výjimečně.

2.1.1. Laminární proudění

Laminární proudění, také označované jako proudnicové, se vyskytuje u viskózních tekutin při nízkých Reynoldsových číslech. Charakteristickým rysem tohoto typu proudění je absence makroskopických fluktuací rychlosti v jakémkoliv bodě proudového pole. Částice tekutiny se pohybují pouze ve směru proudění po přesně určených drahách, nazývaných proudnice a vzájemně se nemísí. Při hydrodynamicky plně rozvinutém laminárním proudění je rozložení rychlosti tekutiny v příčném řezu nezávislé na osově vzdálenosti x , jak je znázorněno na obr. 1. Při proudění v kruhovém potrubí přetrvává v závislosti na vstupu a drsnosti vnitřní stěny potrubí plně vyvinuté laminární proudění až do $Re_{dh} < 2300$ pro potrubí o délce L větší, než je délka hydrodynamického vstupu L_{hy} . [12]



Obr. 1 Vývoj laminárního rychlostního profilu v potrubí (převzato z [13])

2.1.2. Hydrodynamická vstupní oblast

V hydrodynamické vstupní oblasti se proudění nazývá hydrodynamicky se vyvíjející, neboť je to oblast kde se vyvíjí rychlostní profil proudění. V blízkosti stěny dochází ke zpomalování částic tekutiny v důsledku tření, až dojde na stěně k jejich úplnému zastavení. Aby se toto snížení rychlosti při zachování hmotnostního průtoku vyrovnalo, rychlost tekutiny ve středu trubky se musí zvýšit. V důsledku toho se podél trubice vytvoří hraniční vrstva rychlosti. Tato vrstva se po směru proudění zvětšuje, dokud nedosáhne středu trubky a nevyplní tak celou trubku, jak je znázorněno na obrázku 1. [13]

2.1.3. Turbulentní proudění

Při laminární proudění dominují viskózní síly, proudění je značně pravidelné a předvídatelné. Pokud je však zdroj kinetické energie dostatečně silný, může překonat viskózní jevy a vést k velmi nepravidelnému a nepředvídatelnému proudění, označovanému jako turbulentní [14]. Při turbulentním proudění dochází k porušení spojitého rozložení tekutiny v proudnicích a částice tekutiny konají komplikovaný pohyb, který vede k tvorbě vírů. Z hlediska Reynoldsova čísla nastává turbulentní proudění v kruhovém potrubí při hodnotách přesahujících 4000. [15]

2.2. Tepelná konvekce

Pokud pohybující se médium v blízkosti stojícího média změní svou teplotu a začne se vzdalovat, ponese s sebou tepelnou energii. Tento mechanismus přenosu tepla se označuje jako konvekce nebo také přenos tepla prouděním. Pohybující se médium je obvykle tekutina (kapalina či plyn), ale není to pravidlem, jelikož ke konvekci může docházet i např. u padajícího písku kolem pevné stěny. Důležitý je pohyb média, pokud se médium nepohybuje, ke konvekci nedochází. Rozlišujeme dva základní typy konvekce: přirozenou (nazývanou také jako volnou) a nucenou. V mnoha reálných případech se pak můžeme setkat i s kombinací volné a nucené konvekce označované jako smíšená konvekce.

2.2.1. Přirozená konvekce

Přirozená konvekce je druh proudění, při kterém pohyb molekul látky není generován působením vnějších sil. Proudění probíhá samovolně pouze díky vztlaku v důsledku změny hustoty vlivem změny teploty.

2.2.2. Nucená konvekce

Čerpadla, ventilátory, kompresory aj. dodávají pohybující se látce energii a vytvářejí nucený pohyb. Přenos tepla je mnohem intenzivnější než u přirozené konvekce, neboť pohyb částic je řízen tlakovým gradientem, nikoli pouze vztlakem.

2.2.3. Smíšená konvekce

Smíšená konvekce je stav přenosu tepla, při kterém najednou působí jak tlakové (nucená konvekce), tak vztlakové síly (přirozená konvekce). Vztlakové síly od přirozené konvekce vytvářejí sekundární proudění, které přispívá k přenosu tepla. Toho se využívá u zařízení s vysokými výkony, kde samotná nucená konvekce nestačí k rozptýlení veškerého tepla. Typickou aplikací smíšené konvekce je chlazení elektronických součástek nebo jaderných reaktorů. Dále nachází uplatnění v technologiích tepelných výměníků, solárního ohřevu nebo chemické depozici par (CVD).

2.2.4. Poiseuilleova–Rayleighova–Bénardova konvekce

Poiseuilleova–Rayleighova–Bénardova konvekce představuje základní model smíšené konvekce v obdélníkovém kanálu s rovnoměrně vyhřívanou spodní stěnou. Smíšené konvekční podmínky nastávají v kanálu superpozicí primárního proudění od nucené konvekce pohánějící tekutinu kanálem a sekundárního proudění od volné konvekce, které vytváří vztlak. [16]

2.2.5. Přestup tepla při konvekcii

Přenos tepla konvekcii mezi dvěma fázemi, z nichž jedna je tekutá a druhá pevná se řídí tzv. Newtonovým ochlazovací zákonem

$$\dot{q} = h \cdot (T_{\text{BODY}} - T_{\text{T}}) \quad (1)$$

kde \dot{q} ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$) je plošná hustota tepelného toku, h ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$) je součinitel přestupu tepla (v české literatuře označován také jako α), T_{BODY} (K) je teplota stěny tělesa a T_{T} (K) je teplota proudící tekutiny.

Zákon však v této podobě nikdy Newtonem formulován nebyl. Newton v roce 1701 slovně popsal vztah mezi teplotou T a časem t v chladícím procesu, kdy konvekci značně

zjednodušil. Poznamenal, že ji lze odvodit matematicky z lineárního vztahu mezi rychlostí chlazení a teplotním rozdílem mezi objektem a prostředím. Což lze formulovat vztahem:

$$-\frac{dT_{\text{BODY}}}{dt} \propto T_{\text{BODY}} - T_{\text{T}} \quad (2)$$

Dosazením prvního zákona termodynamiky pro nestlačitelné těleso, kdy se měrné tepelné kapacity rovnají $c_v = c_p \equiv c$ ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)

$$\dot{Q} = \frac{dU}{dt} = m \cdot c \cdot \frac{dT_{\text{BODY}}}{dt} \quad (3)$$

vzejde vztah

$$-\dot{Q} \propto T_{\text{BODY}} - T_{\text{T}}, \quad (4)$$

kde $-\dot{Q}$ (W) je záporný tepelný tok, který značí odvod tepla z tělesa. Ze kterého lze dojít k současné podobě Newtonova ochlazovacího zákona z rovnosti $-\dot{Q} = \dot{Q}_{\text{out}}$ vztažené na plochu A a aplikací součinitele přestupu tepla. [17]

Součinitel přestupu tepla stanovuje, kolik tepla se v procesu konvekce vymění mezi tekutinou a pevnou látkou. Jeho hodnota závisí na mnoha faktorech, jako jsou fyzikální vlastnosti proudící tekutiny a podmínky, ve kterých konvekce probíhá. Proto je nutné pro každý případ určit vhodný součinitel, který odpovídá daným podmínkám. Ve složitějších případech se součinitel přestupu tepla určuje experimentálně. Jednodušší případy se řeší prostřednictvím bezrozměrných podobnostních čísel a kritériálních rovnic. Výpočet konvektivního přenosu tepla pomocí podobnostních čísel vychází z Nusseltova čísla:

$$\text{Nu} = \frac{h \cdot d_u}{\lambda} \quad (5)$$

kde d_u (m) je charakteristický rozměr a λ ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) součinitel tepelné vodivosti. Charakteristický rozměr se liší podle tvaru průřezu kanálu. Při proudění v kruhovém potrubí je charakteristický rozměr průměr trubky. V případě nekruhového průřezu se charakteristický rozměr určuje na základě hydraulického průměru:

$$d_h = \frac{4 \cdot S}{O} \quad (6)$$

kde S (m^2) je průřez celého kanálu a O (m) smáčený obvod. Pro výpočet Nusseltova čísla je klíčové správné určení materiálové vlastnosti, tepelné vodivosti λ ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$), která je závislá na teplotě. Teplota, podle které se tepelná vodivost při výpočtu Nusseltova čísla určuje se nazývá filmová a je dána vztahem:

$$T_f = \frac{T_{BODY} + T_T}{2} \quad (7)$$

Materiálové vlastnosti u ostatních podobnostních čísel se určují především na základě teploty volného proudu tekutiny T_T .

Na základě Nusseltova čísla jsou také definované kritériální rovnice, pro konvekci nucenou

$$Nu = f(Re, Pr) \quad (8)$$

a přirozenou

$$Nu = f(Gr, Ra, Pr) \quad (9)$$

Nucená konvekce je definována Reynoldsovým číslem vyjadřující poměr setrvačných a vazkých sil:

$$Re = \frac{c_s \cdot d_u}{\nu} \quad (10)$$

kde c_s ($m \cdot s^{-1}$) je rychlost proudění a ν ($m^2 \cdot s^{-1}$) je kinematická viskozita. U Reynoldsova čísla je standardní při výpočtu v kanále nekruhového průřezu používat jako charakteristický rozměr hydraulický průměr d_h . Ovšem ve většině prací zabývajících se smíšenou konvekci v obdélníkovém kanále se jako charakteristický rozměr používá výška kanálu H . Lze se však setkat i s interpretací Reynoldsova čísla kde se používá $2H$. Hodnoty určených podobnostních čísel i jejich kritické hodnoty se pak různí podle použitého charakteristického rozměru.

Reynoldsovo číslo charakterizuje druh proudění (laminární, přechodové, turbulentní). Při turbulentním proudění je součinitel přestupu tepla zpravidla větší než při laminárním proudění, protože při turbulentním proudění se tekutina v mezní vrstvě silně promíchává.

Přirozená konvekce je vyvolaná pouze vztlkovými silami a je popsána Grashoffovým číslem, jež je definováno jako poměr mezi vztlkovými a vazkými silami:

$$\text{Gr} = \frac{\gamma \cdot g \cdot d_u^3}{\nu^2} \Delta t \quad (11)$$

kde γ (K^{-1}) je izobarický součinitel objemové roztažnosti, g ($\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$) je tíhové zrychlení a Δt (K) je teplotní rozdíl mezi stěnou a tekutinou.

Obě kriteriální rovnice jsou závislé na Prandtlovo číslu udávající poměr mezi hybnostní a tepelnou difuzivitou:

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{a_t} = \frac{\nu \cdot \rho \cdot c_p}{\lambda} = \frac{\mu \cdot c_p}{\lambda} \quad (12)$$

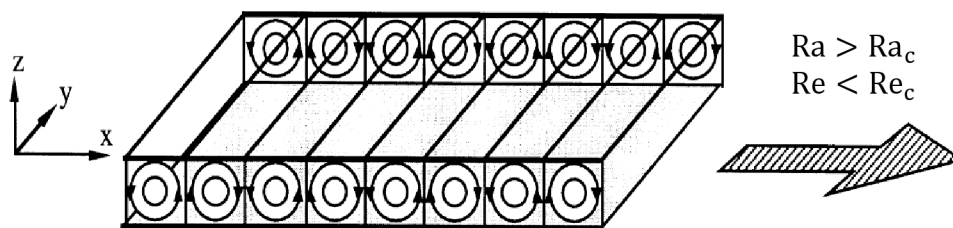
kde a_t ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$) je termální difuzivita, ρ ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$) je hustota, c_p ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) je měrná tepelná kapacita a μ ($\text{Pa} \cdot \text{s}$) je dynamická viskozita.

Vzájemnou důležitost přirozené konvekce a tepelné vodivosti popisuje Rayleighovo číslo, které lze definovat jako součin Grashoffova a Prandtlova:

$$\text{Ra} = \text{Gr} \cdot \text{Pr} \quad (13)$$

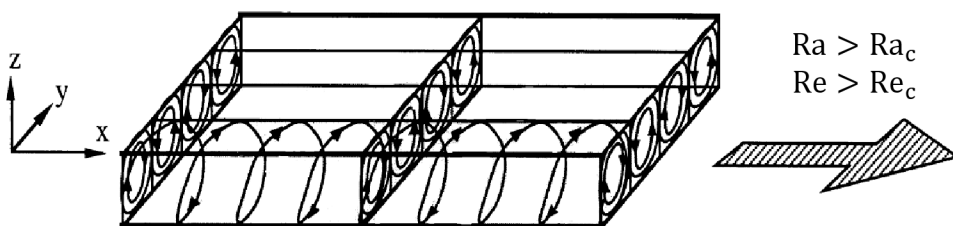
2.3. Termokonvektivní struktury

Sekundární proudění se v kanále nekonečné délky začíná objevovat při překročení kritického Rayleighova čísla $\text{Ra}_{\text{Hqc}} = 1708$ a může se objevit v několika typech termokonvektivních struktur. Experimenty bylo zjištěno, že v kanále konečné délky nastává sekundární proudění při hodnotách Ra_{Hqc} 1,4 až 10krát vyšších. Druh termokonvektivních struktur se odvíjí od Reynoldsova čísla. Při $\text{Re}_H = 0$ se jedná o Rayleighův–Benárdův tok a tekutina vytváří pravidelný vzor konvekčních buněk známých jako Benárdovy buňky. Pokud je Re_H nenulové, ale menší než kritická hodnota Ra_{Hqc} , objeví se v kanále termokonvektivní válce s osami příčnými k ose potrubí, které tvoří řetězec protiběžných válců nesených středním tokem, jak je vidět na obrázku 2. Tyto struktury se nazývají „příčné válce“ (z angl. *transversal rolls*) a označují se R_{\perp} . Jsou téměř dvourozměrné a s výjimkou bočních stěn mají nulovou příčnou složku rychlosti.



Obr. 2 Termokonvektivní válce s osami příčnými k ose potrubí [18]

Překročí-li Reynoldsovo číslo kritickou hodnotu, objeví se v kanále spirálové, proti sobě rotující, stacionární termokonvektivní válce s osami rovnoběžnými s osou potrubí (viz obrázek 3). Tyto válce se nazývají „podélné válce“ (z angl. *longitudinal rolls*) se značkou $R_{//}$ a mají všechny tři složky rychlosti nenulové. V případě proudění mezi dvěma nekonečnými deskami, jsou podélné válce $R_{//}$ vždy stabilnější než příčné R_{\perp} , jelikož kritické Rayleighovo číslo Ra_c pro výskyt $R_{//}$ je vždy menší než Ra_c pro výskyt R_{\perp} . [18] [19]



Obr. 3 Termokonvektivní válce s osami rovnoběžnými s osou potrubí [18]

Tato práce se zabývá pouze smíšenou konvekcí při nízkých Reynoldsových číslech, kde je nestabilita tepelného původu.

2.4. Termoanemometrie

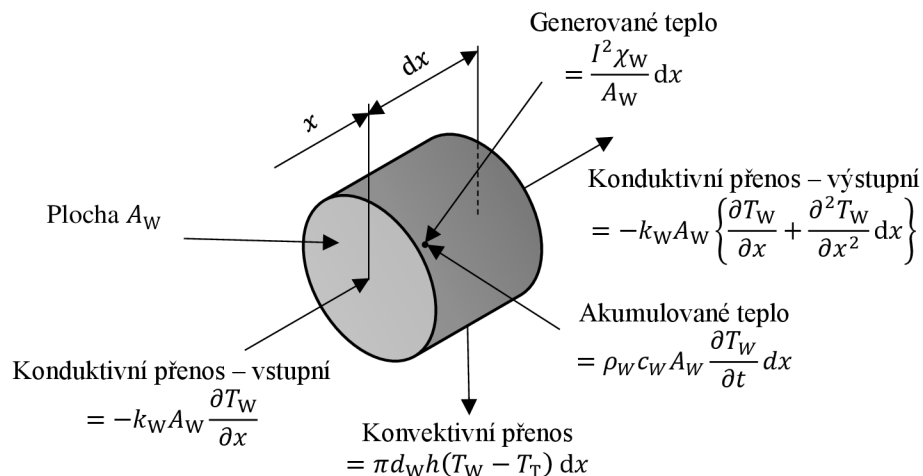
Termoanemometrie je metoda měření rychlosti nebo teploty proudící tekutiny a lze ji také použít na nepřímé měření součinitele přestupu tepla. Metodika je založena na konvektivním ochlazování vyhřívaného snímacího prvku proudem tekutiny. Jako snímací prvek může být použit tenký odporový drátek, odtud odvozen také používaný název metody HWA (z angl. *Hot Wire Anemometry*), nebo tenkovrstvý odporový film – HFA (z angl. *Hot Film Anemometry*). Bez ohledu na tvarové rozdíly, oba snímače sdílejí stejný fyzikální princip snímání. [20]

2.4.1. Princip termoanemometrie

Metoda termoanemometrie funguje na jednoduchém principu. Drátkem sondy prochází elektrický proud, který způsobuje zahřívání drátku. Pokud tekutina proudí přes sondu, ochlazuje drátek a odebírá mu část tepelné energie. K fyzikálnímu popisu toho, co se během tohoto procesu ohřevu a chlazení drátku děje, slouží rovnice bilance tepelného výkonu, kterou pro element drátku dx , lze vyjádřit jako:

$$d\dot{Q}_J = d\dot{Q}_{\text{conv}} + d\dot{Q}_{\text{cond}} + d\dot{Q}_{\text{rad}} + d\dot{Q}_{\text{ac}} \quad (14)$$

kde na levé straně rovnice je celkový tepelný tok $d\dot{Q}_J$ generovaný na drátku sondy a na pravé straně je součet tepelných toků odvádějících teplo z drátku, $d\dot{Q}_{\text{conv}}$ je konvektivní tepelný tok, $d\dot{Q}_{\text{cond}}$ je kondunktivní tepelný tok, $d\dot{Q}_{\text{rad}}$ je vyzářený tepelný tok a $d\dot{Q}_{\text{ac}}$ je akumulovaný tepelný tok.



Obr. 4 Geometrie a teplotní bilance elementu sondy (převzato z [21])

Drátek sondy je ohříván průchodem elektrického proudu a v drátku vzniká tzv. Joulovo teplo. Celkový tepelný tok se pak odvíjí od velikosti Joulova tepla, které se řídí Joulovým zákonem:

$$d\dot{Q}_J = \frac{I^2 \chi_w}{A_w} dx \quad (15)$$

kde I (A) je elektrický proud, χ_w ($\Omega \cdot \text{m}$) je měrný odpor drátku při místní teplotě drátku T_w (K) a A_w (m^2) je průřez drátku.

Nejvýznamnějším členem odvádějícím teplo z drátku sondy je konvektivní přenos, který je charakterizován Newtonovým ochlazovací zákonem:

$$d\dot{Q}_{\text{conv}} = \pi \cdot d_W \cdot h \cdot (T_W - T_T) dx \quad (16)$$

kde d_W (m) je průměr drátku, $(T_W - T_T)$ (K) je rozdíl teplot drátku a proudící tekutiny a h ($W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$) je součinitel přestupu tepla.

Obrázek 4 ukazuje, že celková tepelný tok přenosu tepla vedením ven z prvku je:

$$d\dot{Q}_{\text{cond}} = -\lambda_W \cdot A_W \cdot \frac{\partial^2 T_W}{\partial x^2} dx \quad (17)$$

kde λ_W ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$) je součinitel tepelné vodivosti drátku při teplotě drátku T_W (K).

Tepelný tok radiací je popsán jako:

$$d\dot{Q}_{\text{rad}} = \pi \cdot d_W \cdot \sigma \cdot \varepsilon \cdot (T_W^4 - T_T^4) dx \quad (18)$$

kde σ ($W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$) je Stefan-Boltzmanova konstanta a ε (1) je emisivita. Ve většině praktických aplikací je rozdíl teplot drátku a okolního vzduchu velice malý a tepelný tok radiací se zanedbává.

Tepelný tok akumulací je:

$$d\dot{Q}_{\text{ac}} = \rho_W \cdot c_W \cdot A_W \cdot \frac{\partial T_W}{\partial t} dx \quad (19)$$

kde ρ_W ($kg \cdot m^{-3}$) je hustota materiálu drátku a c_W ($J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$) je měrná tepelná kapacita materiálu drátku. Tepelný tok akumulací se zpravidla také zanedbává, jelikož jeho velikost nezávisí na parametrech proudícího média.

Úvahou nekonečně dlouhého drátku lze dojít k relativně jednoduché realizaci přenosu tepla, protože mimo tepelný tok radiací a akumulací může být zanedbán i tepelný tok kondukcí. Rovnici tepelné bilance pro segment o délce l , pak bude mít tvar:

$$I^2 R_{W,\infty} = \pi d_W h l (T_{W,\infty} - T_T) = \pi l \lambda (T_{W,\infty} - T_T) Nu \quad (20)$$

kde $R_{W,\infty}$ (Ω) je odpor drátku při teplotě drátku $T_{W,\infty}$ (K) pro který platí vztah:

$$R_W = \int_{-l/2}^{l/2} \frac{\chi_W}{A_W} dx \quad (21)$$

jenž po dosazení za měrný odpor drátku χ_W a po integraci přejde do tvaru:

$$R_W = R_0[1 + \alpha_0(T_W - T_0)] \quad (22)$$

kde R_0 (Ω) je odpor drátku a α_0 (K^{-1}) je koeficient tepelného odporu při referenční teplotě T_0 (K).

Ze vztahu (22) lze vyjádřit vztah mezi teplotou a odporem drátku:

$$T_{W,\infty} - T_T = \frac{R_{W,\infty} - R_A}{\alpha_0 R_0} \quad (23)$$

Dosazením do rovnice (20) a následnou úpravou vzejde vztah pro nekonečně dlouhý drátek:

$$\frac{I^2 \cdot R_{W,\infty}}{R_{W,\infty} - R_A} = A + BU^{0,5} \quad (24)$$

Ve skutečnosti má drátek konečnou délku a konduktivní ztráty musí být ve výpočtu zahrnuty. Zahrnutím konduktivních ztrát přejde rovnice (24) do tvaru:

$$\frac{I^2 \cdot R_W}{R_W - R_A} = A + BU^n \quad (25)$$

kde R_W je odpor drátku konečné délky, který souvisí s teplotou drátku T_W podle:

$$T_W - T_T = \frac{R_W - R_A}{\alpha_0 R_0} \quad (26)$$

Zavedením Ohmova zákona $E_W = I R_W$ a dosazením vztahů (25) a (26), přejde rovnice (20) do konečného tvaru:

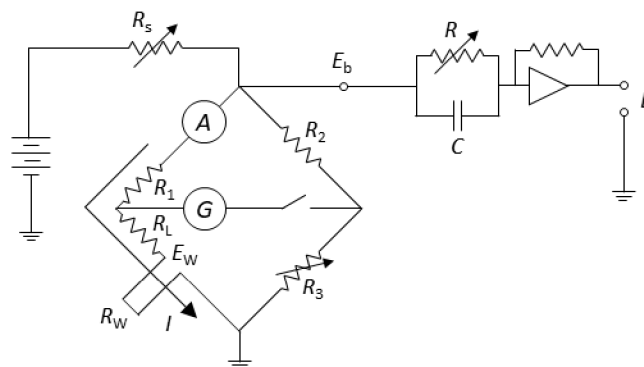
$$\frac{E_W^2}{R_W} = (A + BU^n)(T_W - T_T) \quad (27)$$

kde A , B (1) jsou kalibrační konstanty, které v sobě zahrnují součin $\alpha_0 R_0$, n (1) je exponent kalibračních vztahů. [21]

Metoda termoanemometrie je známá již od 19. století, kdy vědci zabývající se mechanikou tekutin sestavili první základní anemometry s konstantním proudem CCA. V té době ještě nebylo dostupné žádné komerční vybavení, a tak všechna vylepšení prováděli sami vědci. Po mnoha vylepšeních se anemometr s konstantním proudem stal sofistikovaným výzkumným nástrojem s vysokou vzorkovací frekvencí. Vznik komerčních anemometrů s konstantním proudem (CCA, z angl. *Constant Current Anemometry*) a později anemometrů s konstantní teplotou (CTA, z angl. *Constant Temperature Anemometry*) vedl k vysokému nárůstu popularity těchto přístrojů. Dnes se metoda termoanemometrie používá ve výzkumných laboratořích po celém světě. [22]

2.4.2. Režim konstantního proudu CCA

V tomto režimu, jak název napovídá, prochází drátkem sondy proud o konstantní hodnotě. Konstantní proud zajišťuje konstantní tepelný tok procházející drátkem. Změna teploty drátku vede ke změně elektrického odporu drátku a ke změně napětí. Napětí nemá kompenzační funkci a změna napětí je mírou teploty proudění. [21] Režim CCA není vhodný pro měření rychlosti, jelikož díky své tepelné setrvačnosti nedokáže sledovat velmi rychlé fluktuace rychlosti proudění. Používá se pro přesné měření teploty a teplotních fluktuací. [23]

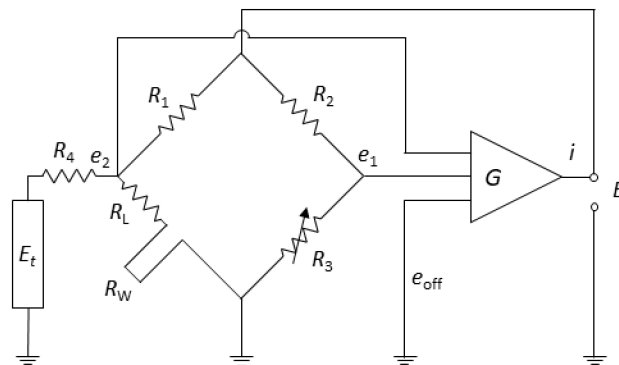


Obr. 5 Schéma obvodu v zapojení s konstantním proudem CCA (převzato z [21])

2.4.3. Režim konstantní teploty CTA

Drátek je zahříván elektrickým proudem a udržován na konstantní teplotě. Změna intenzity proudění změní odpor drátku a tím i napětí procházející drátkem. Změna napětí je kompenzována zvýšením proudu pomocí servozesilovače, který udržuje můstek v rovnováze. Napětí na můstku je přímou mírou rychlosti proudění. Nízká tepelná

setrvačnost snímače a vysoké zesílení servo smyčky poskytuje velmi rychlou odezvu na kolísání rychlosti a režim CTA je vhodný pro přesné měření fluktuací rychlosti. [24]



Obr. 6 Schéma obvodu v zapojení s konstantním teplotou CTA (převzato z [21])

2.4.4. Typy termoanemometrických sond

Sondy mohou mít jeden, dva nebo tři senzory. Podle počtu senzorů lze měřit jedno-, dvou- nebo trojrozměrné proudění. Senzorem může být buď tenký drátek (HWA) natažený mezi dvěma hroty, nebo tenký kovový film nanesený na elektricky nevodivém podkladu (HFA). [25]

2.4.5. HWA

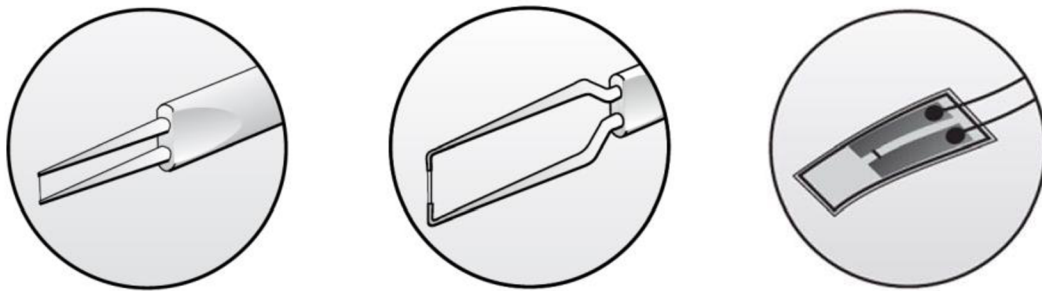
Drátkové sondy jsou nejpoužívanějším a nejlevnějším typem termoanemometrických sond. Jsou velmi malé a křehké s průměrem drátku do 5 μm o délce kolem 1 mm. Drátek je vyráběn z wolframu a může být povlakovaný platinou. Sondy mají vynikající frekvenční odezvu a dobře definované kalibrační charakteristiky. Díky malé velikosti a citlivosti na znečištění se příliš nehodí pro měření kapalin a využívají se hlavně pro měření turbulentního proudění v plynech. [26] I přes fakt, že wolfram má nejvyšší teplotu tání ze všech kovů (přes 3400 $^{\circ}\text{C}$), nelze wolframové sondy používat při tak vysokých teplotách, jelikož začínají zhruba při 350 $^{\circ}\text{C}$ oxidovat. Kvůli tomu sondy pracují při teplotách snímače T_W menších než 250 $^{\circ}\text{C}$. Ve většině případů se měří proudění tekutin s teplotou do 150 $^{\circ}\text{C}$. Pro aplikace, kdy je potřeba měřit v prostředí s vyšší teplotou, se používají wolframové sondy potažené vrstvou platiny, která chrání wolfram před oxidací. [21]

2.4.6. HFA

Filmové sondy se používají jako náhrada drátových sond v kapalinových nebo plynových aplikacích, kde jsou zapotřebí robustnější sondy. Snímač filmových sond tvoří vodivý film

na nevodivém podkladu. Tenký film nejčastěji z platiny nebo niklu je elektrolytickým pokovováním rovnoměrně nanesený na křemenném izolačním podkladu. Filmové sondy mají mnohem větší průměr jak drátkové sondy a nedokáží reagovat na změny proudění v takové rychlosti. Vzhledem k nižší frekvenční odezvě jsou filmové sondy vhodnější pro měření při nižších a středních rychlostech. [25]

Nalepovací filmové sondy jsou speciální verzí filmových sond. Snímač je uložen na Kaptonové fólii, připojený k pozlaceným olověným plochám, které tvoří držák a jsou vodiči propojeny s termoanemometrem. Sondy se lepí kolmo ke směru proudění přímo na měřený objekt za účelem stanovení součinitele přestupu tepla a smykových napětí. Při měření nalepovací sondou je snaha udržet rozdíl teplot stěny a sondy co možná nejmenší. Rozdílné teploty by do měření zanášely určitou nejistotu měření, kdy by docházelo k odvodu tepla ze sondy do materiálu stěny. Navíc takto odvedené teplo je vzhledem k různým konstrukcím stěn velmi složité exaktně určit. [27]



Obr. 7 Typy termoanemometrických sond

a) jednodrátková sonda b) vláknová filmová sonda c) nalepovací filmová sonda [24]

2.4.7. Součinitel přehřátí sondy

V termoanemometrii slouží součinitel přehřátí sondy k nastavení pracovní teploty senzoru. Snahou je volit tento součinitel co nejvyšší. Vyšší teplota senzoru vede k vyšší rychlostní a teplotní citlivosti senzoru, a tím k přesnějším výsledkům. Je zde však omezení v podobě materiálových vlastností drátku, jenž by se mohl spálit. Dále při měření v tekutinách je velikost součinitele přehřátí sondy omezena teplotou varu. Součinitel přehřátí je definován vztahem:

$$a = \frac{R_W - R_0}{R_0} \quad (28)$$

kde $R_W (\Omega)$ je odpor snímače při provozní teplotě T_W (K) a $R_0 (\Omega)$ je odpor snímače při teplotě okolí T_0 (K) . [26]

2.4.8. Kalibrace sond

Přesnost termoanemometrie stejně jako u jiných měřících systémů silně závisí na správné kalibraci. Jakékoli chyby v kalibraci mohou vést při měření k podstatnému zvýšení nejistot. Chyby kalibrace jsou nejčastěji spojeny s teplotním posunem, degradací drátku, změnou okolních podmínek apod. [28] Kalibrace se provádí buď ve specializovaném kalibračním zařízení, které přesně definuje rychlost proudění, nebo ve větrném tunelu či tažné nádrži za použití Pitotovy trubice jako reference rychlosti. Hledá se závislost mezi napětím a rychlostí $E = f(U)$ (CTA) nebo závislost napětí na teplotě proudící tekutiny $E = f(T)$ (CCA). Při kalibraci rychlosti je sonda vystavena dostatečnému počtu diskrétních hodnot rychlosti U ($m \cdot s^{-1}$) a zaznamenávají se napětí na sondě E (V). Kalibrační body E a U se proloží jedním z kalibračních vztahů a určí se konstanty $A, B \dots N$, které slouží pro převod napětí na rychlost (teplotu). Konstanty jsou komplexní kombinací vlastností tepelné vodivosti kapalin a geometrie proudění a měly by být zjištěny empiricky. [26] [29]

Prvním a zároveň nejjednodušším kalibračním vztahem je tzv. Kingův zákon. Kingův zákon popisuje přenos tepla z válce nekonečné délky ve smyslu výsledného rozdílu napětí, jako:

$$E^2 = A + BU^n \quad (29)$$

kde n je exponent Kingova zákona, stanovený Kingem na hodnotu $n = 0,5$ a později zpřesněn na hodnotu $n = 0,4 \div 0,45$. [29]

Dalšími vztahy pro kalibraci jsou dle [30]:

rozšířený Kingův zákon $E^2 = A + BU^{0,5} + CU$ (30)

proložení polynomicke křivky $U = A + BE + CE^2 + \dots$ (31)

proložení polynomicke křivky $U = A + B(E^2) + C(E^2)^2 + \dots$ (32)

Na rozdíl od kalibrace rychlosti platí pro kalibraci teploty lineární závislost, takže převod napětí na teplotu lze vyjádřit rovnicí přímky [27]:

$$T = AE + B \quad (33)$$

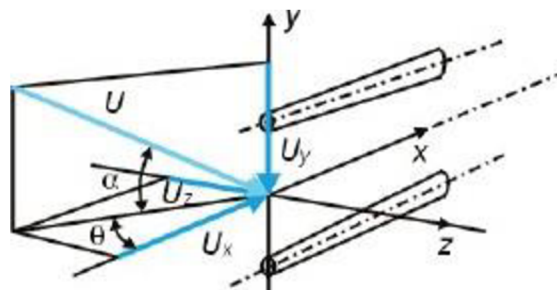
Velice často při aplikacích s horkým filmem HFA jsou rovnice anemometru a odpovídající metoda kalibrace vnitřně propojeny a rovnice nejdou specifikovat samostatně. Tato podmínka obvykle platí, když se kalibruje snímač s více než jedním snímačem, nebo kalibrace obsahuje více proměnných, jako je například rychlost a směr proudění. [25]

2.4.9. Směrová citlivost sondy

Měření metodou termoanemometrie závisí jak na rychlosti proudění, tak směru proudící tekutiny. Rozdílné natočení sondy při měření a při kalibraci bude mít za následek zkreslení od skutečných výsledků. Pro 3D proudění se zavádí efektivní rychlost chlazení drátku:

$$U_{\text{eff}}^2 = U_x^2 + k_1^2 U_y^2 + k_2^2 U_z^2 \quad (34)$$

kde U_x, U_y, U_z ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) jsou rychlosti proudění v jednotlivých směrech dle obrázku 8, k_1, k_2 (1) jsou koeficienty směrové citlivosti, které jsou dány směrovou kalibrací. [31]



Obr. 8 Souřadnicový systém pro směrovou odezvu jednodrátkové sondy [24]

2.4.10. Výhody termoanemometrie

Metoda termoanemometrie má oproti jiným konkurenčním metodám podstatnou výhodu ve formě nižší ceny a nároků, které klade na schopnosti uživatele. Současně má výbornou citlivost při nižších rychlostech a dává vysoce přesné výsledky ve velkém rozsahu měřených hodnot. Vyniká i vysokou frekvenční odezvou s horní hranicí frekvence 400 kHz a flexibilitou měření jak rychlosti, tak teploty. Výhodou je také výstupní analogový

signál, nízká hodnota šumu vůči signálu a možnost měření až tří složek vektoru rychlosti proudění. [22] [32]

2.4.11. Nevýhody termoanemometrie

Nejzásadnější nevýhodou termoanemometrie je umístění sondy v proudovém poli tekutiny, tím dochází k lokální změně proudění a ovlivnění experimentu. Metodou není možné měřit celé proudové nebo teplotní pole v jeden moment, jako je tomu u jiných metod (PIV, LIF). Lze měřit pouze bodově, ale jak již bylo řečeno, velmi přesně s udávanou chybou okolo 0,1-0,2 %. Vysoká přesnost termoanemometrie ovšem závisí na správné a přesné kalibraci měřicí sondy. Další nevýhodou je obtížné nastavení součinitele přehřátí. Nesprávným nastavením může při měření v kapalinách dojít k varu vlivem vysoké teploty na drátku sondy a ke znehodnocení měřených dat, v horším případě může dojít i ke zničení měřicí sondy. Sonda je také velmi křehká a může se snadno poškodit. [27] [33]

2.5. Nejistota měření typu B

Jakékoliv měření se neobejde bez určitých negativních vlivů ovlivňujících přesnost měřicího zařízení. Není tedy možné dosáhnout absolutně přesných výsledků a vzniká odchylka mezi naměřenou a skutečnou hodnotou. Zavádí se nejistota měření jako informace, udávající interval, ve kterém se skutečný výsledek s určitou pravděpodobností nalézá.

Standardní nejistota typu B není, na rozdíl od nejistoty typu A, založena na statistických metodách. Nejistoty typu B jsou způsobeny známými nebo odhadnutelnými zdroji a nezávisí na počtu měření. Postup výpočtu nejistoty měření typu B pro měřicí metodu termoanemometrie byl převzat z [26], kde autor vychází z materiálů výrobce měřicího zařízení Dantec Dynamics (toto zařízení bylo použito pro termoanemometrické experimenty provedené v této práci).

Celková nejistota měření $U(y_i)$ na dané úrovni spolehlivosti, je kombinací všech potenciálních vstupních zdrojů nejistot x_i . Relativní standardní nejistota je funkcí standardní odchylky vstupní veličiny:

$$u(y_i) = \frac{1}{y_i} \cdot S \cdot \left(\frac{\Delta x_i}{k_i} \right) \quad (35)$$

kde $S = \partial y_i / \partial y_i$ je faktor citlivosti a k_i je faktor pokrytí související s rozložením vstupní veličiny. Celková nejistota měření vznikne za předpokladu normálního (Gaussova) rozdělení chyb, u kterého se požadované spolehlivosti 95 % dosáhne vynásobením standardní nejistoty faktorem pokrytí $k = 2$. Tedy:

$$U(tot) = 2 \cdot \sqrt{\sum u(y_i)^2} \quad (36)$$

2.5.1. Termoanemometr

Dostupné termoanemometry mají vysoký poměr signálu a šumu s dobrou opakovatelností. Díky tomu v porovnání s ostatními zdroji významně nepřispívají k celkové nejistotě a vliv anemometru tak je zanedbatelný. K nejistotě nepřispívá ani frekvenční charakteristika anemometru, jelikož do 50 % mezní frekvence má plochou charakteristiku.

2.5.2. Kalibrace

Ať už se kalibrace provádí ve speciálním kalibrátoru či v aerodynamickém tunelu s použitím Pitotovy trubice, představuje hlavní zdroj celkové nejistoty. Nejistota je náhodná s normálním rozdělením, kterou lze vyjádřit jako:

$$U(U_{cal}) = \frac{1}{100} \cdot STDV(U_{calibrator}(\%)) \quad (37)$$

Často se nejistota kalibrátoru udává jako relativní standardní nejistota, která představuje součet a_{cal} v procentech a konstantní příspěvek b_{cal} v m/s:

$$STDV(U_{calibrator}(\%)) = \pm a_{cal}(\%) + b_{cal}(m/s) \quad (38)$$

Konstantní příspěvek b_{cal} se při rychlostech nad 5 m/s zanedbává.

2.5.3. Linearizace

Nejistota linearizace vzniká při prokládání kalibračních bodů křivkou, což souvisí s faktem, že při kalibraci není známa skutečná kalibrační křivka. Relativní standardní nejistotu linearizace lze vypočítat ze vztahu:

$$U(U_{lin}) = \frac{1}{100} \cdot STDV(\Delta U_{lin}(\%)) \quad (39)$$

kde $STDV(\Delta U_{lin})$ je směrodatná odchylka chyb proložení křivky v kalibračních bodech v %.

2.5.4. Rozlišení A/D převodníku

Nejistota rozlišení má stochastický charakter s rovnoměrným rozdělením a určí se ze vztahu:

$$U(U_{res}) = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{U} \cdot \frac{E_{AD}}{2^n} \cdot \frac{\partial U}{\partial E} \quad (40)$$

kde E_{AD} je vstupní rozsah A/D převodníku, n je rozlišení v bitech, U je rychlost a $\partial U/\partial E$ je citlivostní faktor převrácené kalibrační křivky $U = f(E)$.

2.5.5. Pozice sondy

Nejistota je spojena s rozdílnou pozicí sondy při kalibraci a experimentu. Vztah pro výpočet nejistoty má tvar:

$$U(U_{pos}) = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot (1 - \cos \theta) \quad (41)$$

kde θ je úhel změny sklonu. Běžně může být sonda umístěna s nejistotou $\Delta\theta = 1^\circ$.

2.5.6. Změna teploty

Nejobvyklejším zdrojem nejistot je rozdílná teplota proudící tekutiny během kalibrace a praktického měření. Při měření je pak nutné teplotu kompenzovat, tj. stanovit náležité napětí, které by se v důsledku rozdílných teplot mohlo značně lišit. Výrobce Dantec Dynamics uvádí pro drátkové sondy chybu 2 % při změně teploty o 1 K a pro filmové sondy měřící ve vodě dokonce 10 % při změně teploty o 1 K. [24] [27]

Pokud není teplota kompenzována, projevuje se jako nejistota náhodného charakteru s rovnoměrným rozdělením ve tvaru:

$$U(U_{temp}) = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{U} \cdot \frac{\Delta T}{T_W - T_0} \cdot \left(\frac{A}{B} \cdot U^{-0,5} + 1 \right)^{0,5} \quad (42)$$

kde T_W je teplota senzoru, T_0 je teplota okolní referenční teplota a ΔT je rozdíl teplot mezi okolní referenční teplotou a teplotou během měření.

Rychlost U ve skutečnosti představuje hmotnostní tok $\dot{m} = \rho \cdot A \cdot U$, k celkové nejistotě bude tedy přispívat i změna hustoty, která se mění společně s teplotou. V plynech dává standardní relativní nejistotu:

$$U(U_{\rho,T}) = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \Delta\rho_T = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{\Delta T}{273} \quad (43)$$

2.5.7. Změna okolního tlaku

Hustota při výpočtu rychlosti není ovlivněna pouze teplotou okolního vzduchu ale také tlakem. Nejistota je náhodná s rovnoměrným rozložením. Řídí se vztahem:

$$U(U_{\rho,P}) = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \left(\frac{P_0}{P_0 + \Delta P} \right) \quad (44)$$

kde P_0 je referenční tlak a ΔP je rozdíl mezi referenčním a skutečným tlakem.

2.5.8. Změna složení vzduchu, vlhkosti

Struktura vzduchu se v průběhu experimentu mění jen velmi málo. Jedinou složkou vzduchu, která významněji mění, je vlhkost, avšak i její vliv na přenos tepla je velmi malý. Nejistota je stochastická s rovnoměrným rozdělením, s dílčím příspěvkem k celkové nejistotě ve tvaru:

$$U(U_{\text{hum}}) = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{U} \frac{\partial U}{\partial P_{\text{wv}}} \cdot \Delta P_{\text{wv}} \quad (45)$$

kde P_{wv} je tlak vodních par.

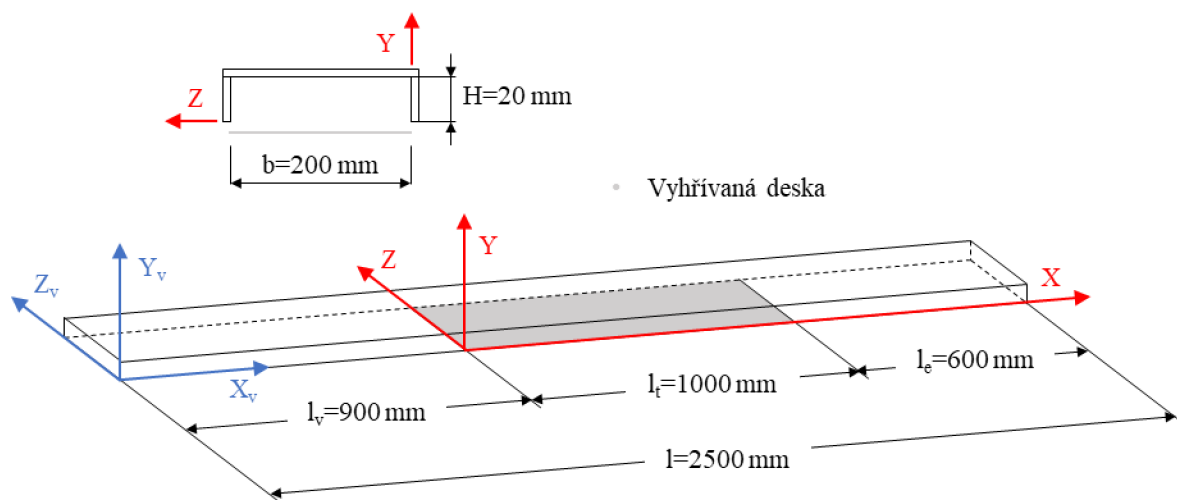
3. Praktická část

3.1. Návrh experimentální trati

Trať pro experiment byla navržena a zkonstruována s ohledem na zadání, na základě předešlých zkušeností a možností laboratoře Katedry energetických zařízení. Pro plánovaný experiment byl zadán průřez kanálu o velikosti $(200 \times 20) \text{ mm}^2$, kterým proudí vzduch poměrně nízkou rychlostí. Bylo tedy snahou zvolit pro experiment co možná nejmenší rychlost proudění a tomu odpovídající Reynoldsovo číslo. Reynoldsovo číslo bylo zvoleno v rozsahu $Re_H = 1000\text{--}1500$. Z daných parametrů průřezu a hodnot Reynoldsova čísla byly stanoveny rozměry kanálu a vybrány topné fólie. Kanál byl dlouhý 2500 mm vyrobený z čírého plexiskla o tloušťce 3 mm. Pro propojení kanálu s ventilátorem se nabízely dvě možnosti zapojení – tlačný a sací režim. Byla provedena numerická simulace, na základě které byl vybrán sací režim. Ventilátor byl s kanálem propojen pomocí speciálních komponent vytisknutých na 3D tiskárně. Rovněž byl na 3D tiskárně vytištěn konfuzor, který byl umístěn na vstupní část kanálu, kde zajišťoval lepší podmínky pro ustálení proudění vzduchu v kanále.

3.2. Návrh experimentálního kanálu

Experimentální kanál byl navržen ze zadané velikosti průřezu a vybraných hodnot Reynoldsových čísel. Při navrhování byl kanál rozdělen na tři oblasti, jejichž rozměry byly určeny podle vztahů popsaných v pracích, které se zabývaly podobnou problematikou. Rozměry jednotlivých oblastí jsou vidět na schématu experimentálního kanálu na obrázku 9. Na vstupu do kanálu se nachází vstupní oblast $l_v = 900 \text{ mm}$, na kterou navazuje experimentální vyhřívaná oblast $l_t = 1000 \text{ mm}$ a poslední oblastí kanálu je výstupní oblast $l_e = 600 \text{ mm}$.



Obr. 9 Schéma experimentálního kanálu

3.3. Vstupní oblast

Na začátku kanálu je vstupní oblast, jejímž účelem je zajistit plně vyvinutý rychlostní profil v experimentální oblasti. Určení rozměrů vstupní oblasti bylo provedeno na základě výpočtu vstupní délky obdélníkového potrubí. Postup výpočtu je popsán v [12] a vychází ze vztahu:

$$L_{hy} = L_{hy}^+ \cdot d_h \cdot Re_{d_h} \quad (46)$$

kde Re_{d_h} (1) je Reynoldsovo číslo, d_h (m) je hydraulický průměr a L_{hy}^+ (1) je bezrozměrná vstupní délka. Bezrozměrná vstupní délka je tabulková hodnota. Hodnoty jsou v tabulce definované od několika vědců v závislosti na poměru stran kanálu. Pro poměr stran kanálu této práce $H/b = 0,1$ byly použity bezrozměrné hodnoty od Hana a McComase. Ačkoliv je výpočet založen na Re_{d_h} , výsledky byly přepočítány na Re_H a hodnoty vypočtených vstupních délek jsou vidět v tabulce 1.

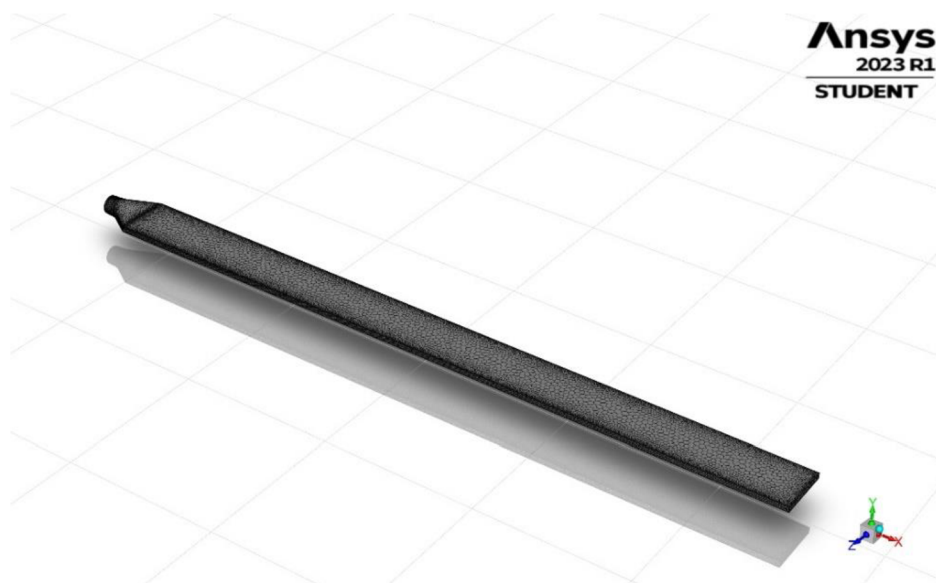
Tabulka 1. Srovnání vstupních délek vypočtených přístupy Han a McComas

Režim	L_{hy} (mm) Han	L_{hy} (mm) McComas
$Re_H = 1000$	402,8	173,6
$Re_H = 1500$	604,2	260,4

3.4. Numerická simulace měřicí trati

Navrhnuté parametry experimentálního kanálu byly ověřeny numerickou simulací v komerčním softwaru Ansys Fluent 2023 R1. Simulací byl zkoumán vývoj rychlostního

profilu v sacím a tlačném režimu experimentální trati a byl vybrán režim s lepšími parametry. Byla ověřena vzdálenost vstupní délky, potřebná k dosažení plně vyvinutého rychlostního profilu. Jednalo se o poměrně jednoduchou geometrii s laminárním prouděním v celé ploše kanálu. Byly sestaveny čtyři výpočtové modely variant uspořádání měřicí trati. Dva modely sací trati a dva modely tlačné trati pro hodnoty $Re_H = 1000$ a $Re_H = 1500$. Výpočetní model se skládal z prostoru měřicího kanálu a difuzoru případně konfuzoru podle toho, zda se jednalo o trať sací nebo tlačnou. Ve výpočetní síti byl u všech modelů použit typ buněk „polyhedra“ a síť obsahovala přes 337 tisíc výpočtových buněk. Výpočetní model s výpočetní sítí je vidět na obrázku 10. Při řešení byla použita dvojitá přesnost výpočtu (v programu uváděné jako double precision). Z hlediska proudění byl použit laminární model „laminar“, jelikož je kanál provozován v laminární oblasti při poměrně malých rychlostech. Při těchto rychlostech se proudění považuje za nestlačitelné, a proto byl použit řešič založený na změně tlaku („pressure-based“). Proudění bylo simulováno jako nezávislé na čase. Režim měřicí trati závisel mimo geometrie také na okrajových podmínkách. V sacím režimu se na konci kanálu nacházel difuzor. Na začátku kanálu byla nastavena okrajová podmínka „pressure-inlet“ a na výstupu z difuzoru „mass-flow-outlet“. V tlačném režimu byl použit stejný díl jako v sacím režimu jen umístěním na začátku kanálu a představoval konfuzor. Z hlediska okrajových podmínek bylo na vstupu do konfuzoru nastaveno „mass-flow-inlet“ a na výstupu z kanálu „pressure-outlet“.



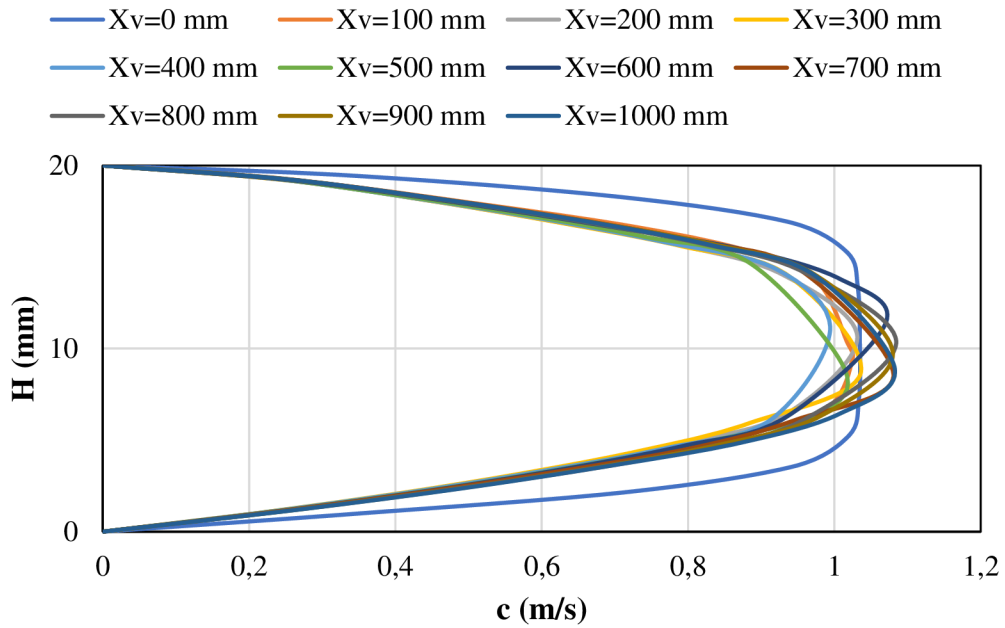
Obr. 10 Výpočetní model s výpočetní sítí

3.4.1. Výsledky numerické simulace

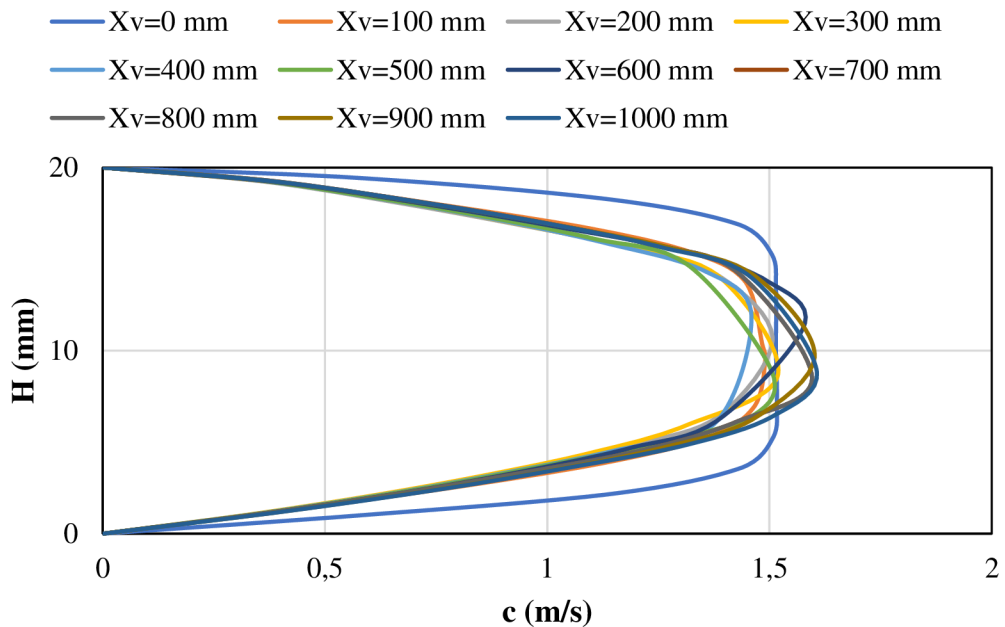
Cílem numerické simulace bylo určit, v jaké vzdálenosti od vstupu do kanálu lze proudění považovat za plně vyvinuté a na základě toho vybrat vhodný režim zapojení experimentální trati. Vývoj proudění v kanálu byl vizualizován pomocí iso-ploch. Těmi byla střední rovina kanálu rovnoběžná se směrem proudění rozdělena na 11 úseků po 100 mm. Na každé této ploše byl vykreslen rychlostní profil a všechny tyto rychlostní profily byly zpracovány do grafů.

3.4.2. Tlačná trať

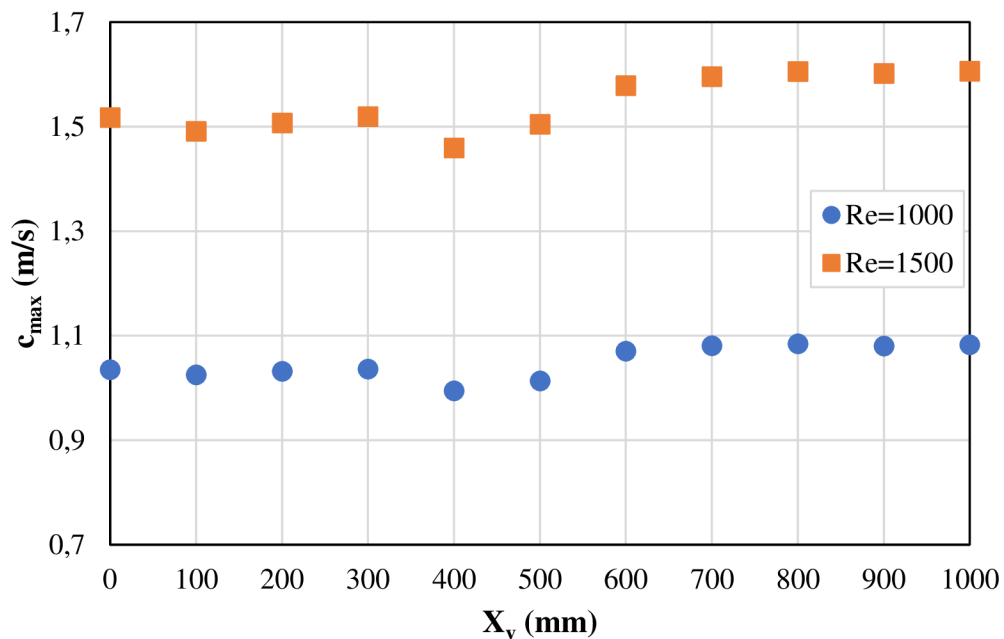
Grafy na obrázcích 11 a 12 znázorňují vývoj laminárního rychlostního profilu v tlačném režimu měřící trati. Na obou grafech se křivky vyvíjejí stejně. Ukazují, že proud vzduchu vstupuje do kanálu poměrně vysokou rychlostí a s narůstající vzdáleností dochází k jeho ustálení. Maximální rychlost proudění v kanálu dosahuje zhruba 1,1 m/s při Reynoldsově čísle 1000 a přes 1,6 m/s při $Re_H = 1500$. Maximální rychlosti pro obě hodnoty Reynoldsova čísla v jednotlivých místech kanálu zobrazuje graf na obrázku 13. Z grafu lze vyčíst, v jakých místech dochází k ustálení rychlosti proudění. Bez ohledu na velikost Reynoldsova čísla se rychlost proudění ustaluje přibližně ve vzdálenosti 600 mm. To je zajímavé, jelikož při nižším Reynoldsově čísle nedochází k ustálení rychlosti na kratší vzdálenosti, jak by se očekávalo. Tento nedostatek je patrně způsoben zjednodušeným modelem numerické simulace a konfuzorem, který na vstupu do kanálu urychluje proudění vzduchu.



Obr. 11 Grafická závislost výšky kanálu na rychlosti proudění tlačné trati při $Re_H = 1000$ podle vzdálenosti od vstupu do kanálu



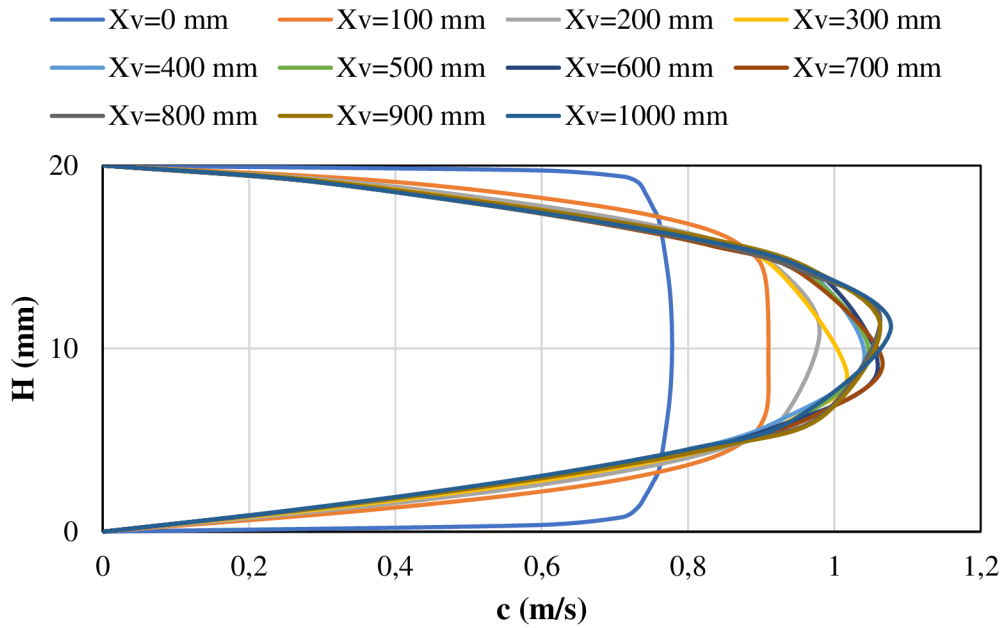
Obr. 12 Grafická závislost výšky kanálu na rychlosti proudění tlačné trati při $Re_H = 1500$ podle vzdálenosti od vstupu do kanálu



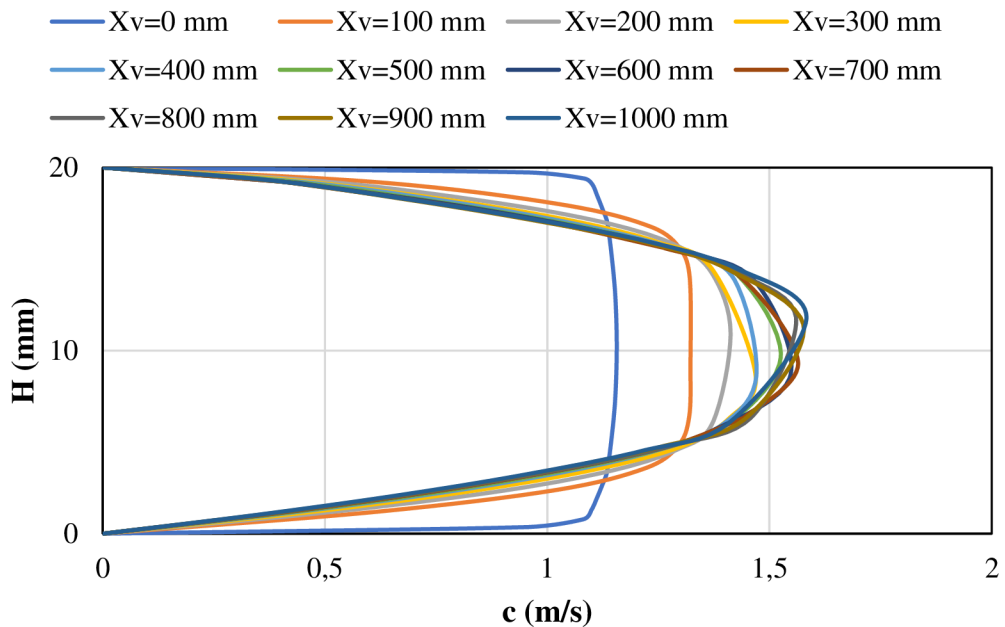
Obr. 13 Grafická závislost maximální rychlosti proudění na délce vstupu tlačné trati

3.4.3. Sací trat'

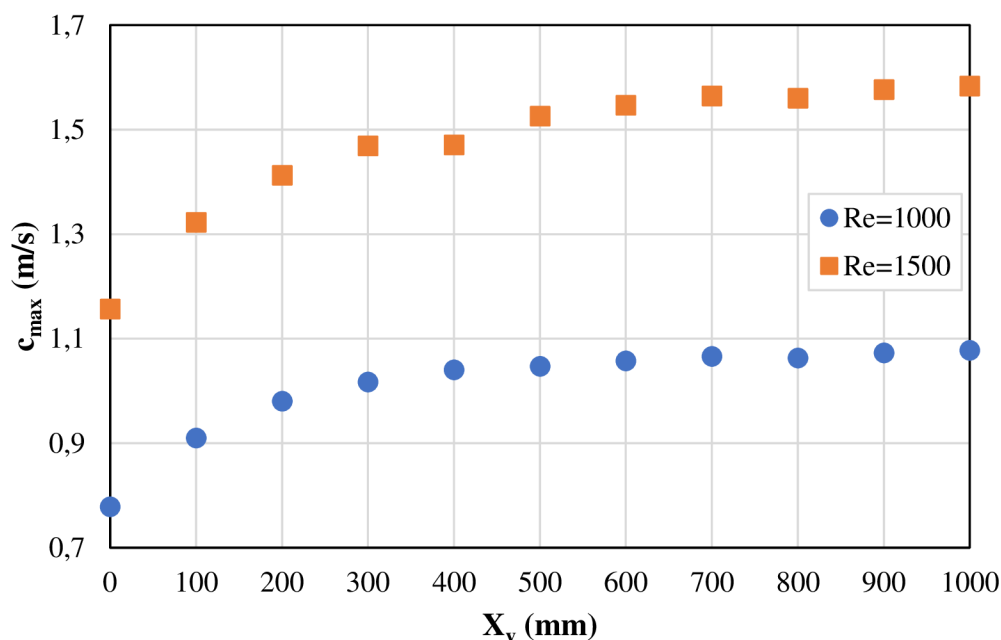
Obrázky 14 a 15 zobrazují vývoj rychlostního profilu v sacím režimu experimentální trati. Na obrázcích lze pozorovat vstupní obdélníkový až téměř pístový rychlostní profil, který se postupně vyvíjí. Z grafů je patrné, že rychlost vstupujícího vzduchu je v tomto režimu podstatně nižší než v tlačném režimu. Při Reynoldsových číslech 1000 a 1500 dosahuje rychlost vstupujícího proudu necelých 0,78 m/s a přes 1,15 m/s. To je zřejmé zejména z obrázku 16, kde je znázorněna grafická závislost maximální rychlosti na vstupní délce. Na tomto grafu je vidět, že k ustálení rychlostního profilu dochází pro $Re_H = 1000$ již při hodnotě kolem 400 mm, zatímco pro $Re_H = 1500$ se rychlostní profil ustaluje podobně jako v tlačném režimu ve vzdálenosti 600 mm. Výsledky simulace v tomto režimu velmi přesně odpovídají vypočítaným vstupním délkám, na kterých dojde k ustálení proudění podle Hana. Vzhledem k plynule vyvíjejícímu se rychlostnímu profilu a rychlejšímu ustálení proudění při nižších Reynoldsových číslech, byl pro tuto práci zvolen sací režim experimentální trati.



Obr. 14 Grafická závislost výšky kanálu na rychlosti proudění sací trati při $Re_H = 1000$ podle vzdálenosti od vstupu do kanálu



Obr. 15 Grafická závislost výšky kanálu na rychlosti proudění sací trati při $Re_H = 1500$ podle vzdálenosti od vstupu do kanálu



Obr. 16 Grafická závislost maximální rychlosti proudění na délce vstupu sací trati

3.5. Experimentální oblast

V experimentální oblasti se projevují účinky smíšené konvekce za vzniku termokonvektivních struktur. Jedná se o nejvýznamnější navrhovanou oblast kanálu, neboť zde probíhá měření experimentu, tj. součinitele přestupu tepla. Rozměry experimentální oblasti jsou založeny na výpočtech z Parkovy práce [6]. Podle které se bezrozměrná vzdálenost začátku konvektivní nestability řídí vztahem:

$$x_c = 81 Ra_{Hq}^{-3/4} \quad (47)$$

kde Ra_{Hq} (1) je modifikované Rayleighovo číslo na základě tepelného toku vyhřívané oblasti definované jako:

$$Ra_{Hq} = \frac{g \cdot \gamma \cdot \dot{q} \cdot H^4 \cdot c_p \cdot \rho^2}{\lambda^2 \cdot \mu} \quad (48)$$

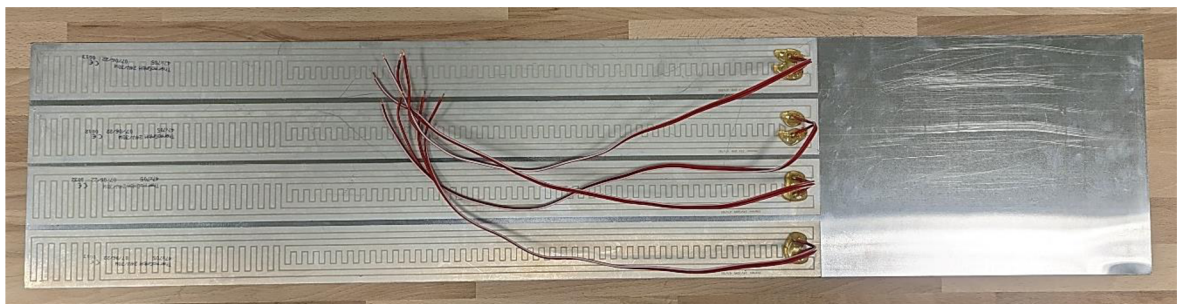
kde g ($m \cdot s^{-2}$) je tíhové zrychlení, γ (K^{-1}) je součinitel teplotní objemové roztažnosti, \dot{q} ($W \cdot m^{-2}$) je tepelný tok, H (m) je výška kanálu, c_p ($J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$) je měrná tepelná kapacita, ρ ($kg \cdot m^{-3}$) je hustota, λ ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$) je součinitel tepelné vodivosti a μ ($Pa \cdot s$) je dynamická viskozita.

Park dále uvádí, že při malých hodnotách Prandtlova čísla (vzduch $Pr = 0,7$) je růst tepelné nestability zpomalen a termokonvektivní struktury, které přispívají ke zvýšení přenosu tepla, vznikají až později ve vzdálenosti označované jako vzdálenost minimálního Nusseltova čísla $x_u \cong 9x_c$ (1). Při návrhu byla bezrozměrná vzdálenost přepočítána na rozměrnou pomocí vztahu:

$$X_u = x_u \cdot Pr \cdot Re_H \cdot H \quad (49)$$

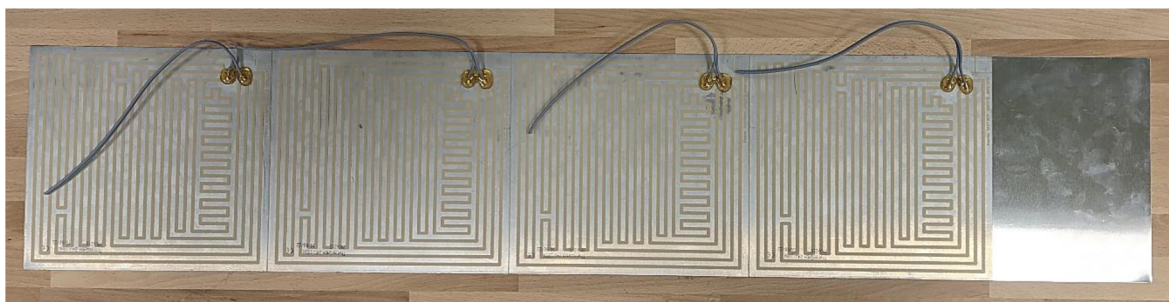
kde Pr (1) je Prandtlovo číslo a H (m) je výška kanálu.

Z uvedených vztahů (47-49) vyplývá, že vzdálenost, ve které podle Parka vznikají termokonvektivní struktury ve formě vírových válců, lze ovlivnit buď změnou rychlosti proudění, která je definována Reynoldsovým číslem, nebo změnou velikosti plošné hustoty tepelného toku \dot{q} ($W \cdot m^{-2}$). Rozměry experimentální oblasti byly tedy především odvozeny od těchto dvou parametrů. Po provedení výpočtů bylo rozhodnuto, že velikost experimentální oblasti bude 1000 mm, neboť to při nastavování rychlosti proudění a tepelného toku poskytuje dostatečnou flexibilitu. Na základě požadovaných tepelných toků a rozměrů experimentální oblasti byly vybrány topné fólie. Topné fólie byly nalepeny na 0,75 mm tenký hliníkový plech o rozměrech (1000 × 200) mm. Plech slouží k definici rozměrů experimentální oblasti a zároveň zajišťuje rovnoměrný tepelný tok v celé oblasti. Byly vybrány dva typy topných fólií, které byly nalepeny na plech po čtyřech kusech, aby se dosáhlo co největšího tepelného toku. Fólie typ 1 jsou znázorněny na obrázku 17. Jedná se o samolepící polyesterové topné fólie s napětím 24 V, výkonem 30 W a velikostí (705 × 47) mm².



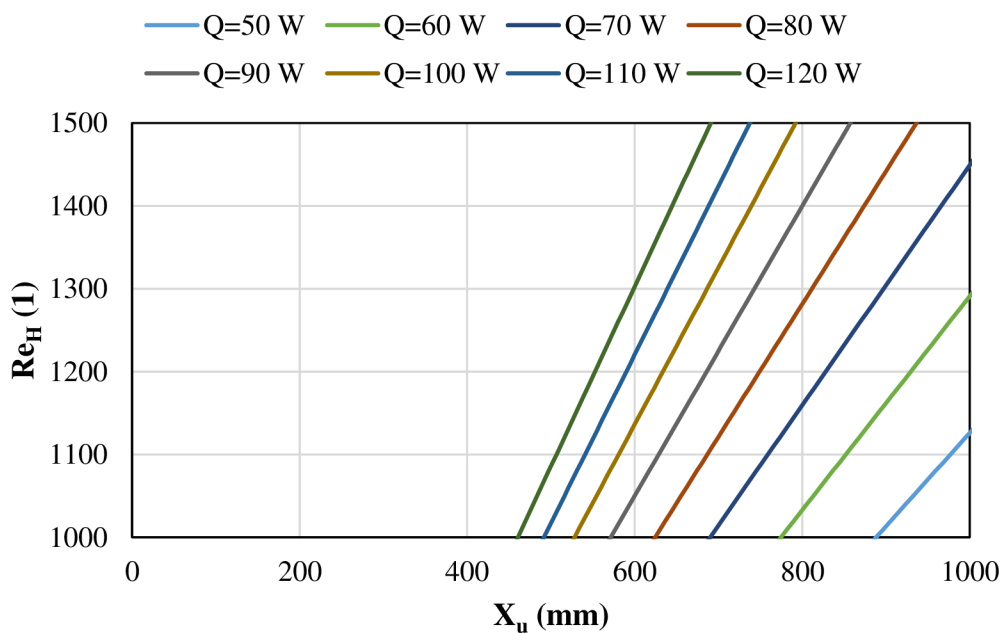
Obr. 17 Topné fólie typ 1

Fólie typu 2 jsou vidět na obrázku 18. Jsou stejně jako fólie typu 1 napájeny napětím 24 V ale mají větší výkon 150 W a rozměry (215 × 200) mm².

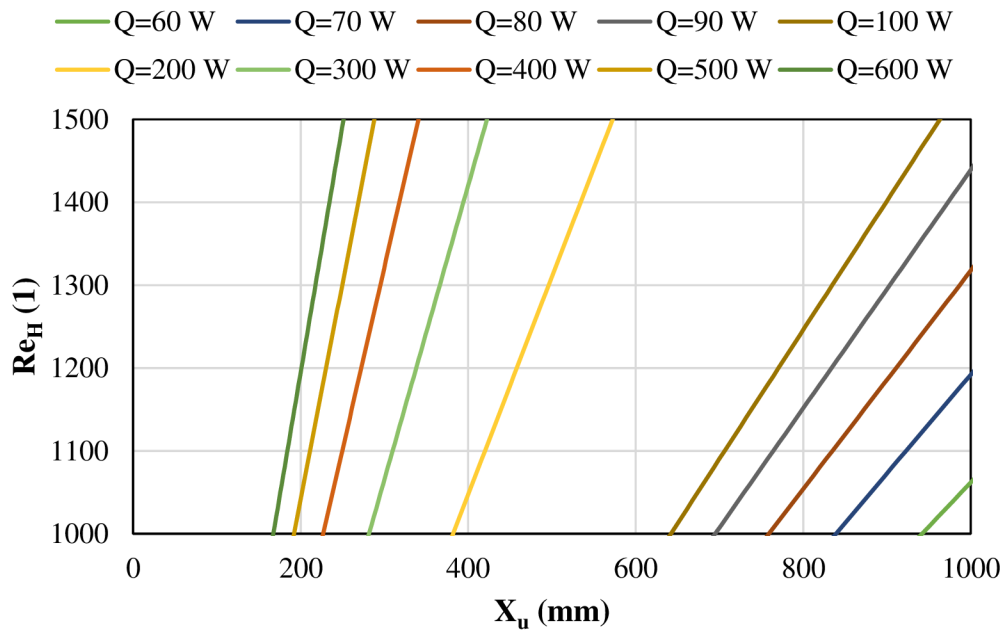


Obr. 18 Topné fólie typ 2

Se znalostí parametrů topných fólií byly prostřednictvím vztahů (47-49) vytvořeny následující grafy, viz obrázky 19 a 20. Grafy zobrazují vzdálenost, ve které se předpokládá vznik vírových válců v závislosti na Reynoldsově čísle a tepelném toku. Materiálové vlastnosti použité ve výpočtech podobnostních čísel jsou vztaženy k teplotě 20 °C.



Obr. 19 Grafická závislost Reynoldsova čísla na vzdálenosti X_u pro fólie typ 1



Obr. 20 Grafická závislost Reynoldsova čísla na vzdálenosti X_u pro fólie typ 2

Z grafů je patrné, že aby bylo možné v experimentální oblasti zachytit vznik vírových válců je při vyšších Reynoldsových číslech zapotřebí vyšší tepelný tok fóliemi. Je tedy zřejmé, že fólie typu 2 se zdají být lepší volbou, neboť díky vyššímu tepelnému toku (výkonu) poskytují větší rozsah podmínek.

3.6. Výstupní oblast

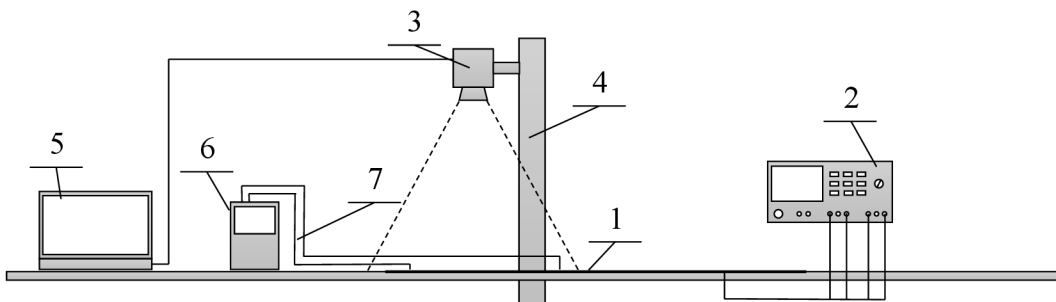
Výstupní oblast je poslední oblastí kanálu a je zásadní, aby měla dostatečnou délku. Pokud by délka této oblasti nebyla dostatečná, výstupní otvor by narušoval proudění v experimentální oblasti. Pro stanovení rozměrů výstupní oblasti neposkytuje žádná literatura konkrétní vztahy a její rozměry jsou založeny na zkušenostech a experimentálních pokusech. Rozměry výstupní oblasti byly navrženy na základě osvědčených principů z předchozích prací.

3.7. Výběr topné fólie

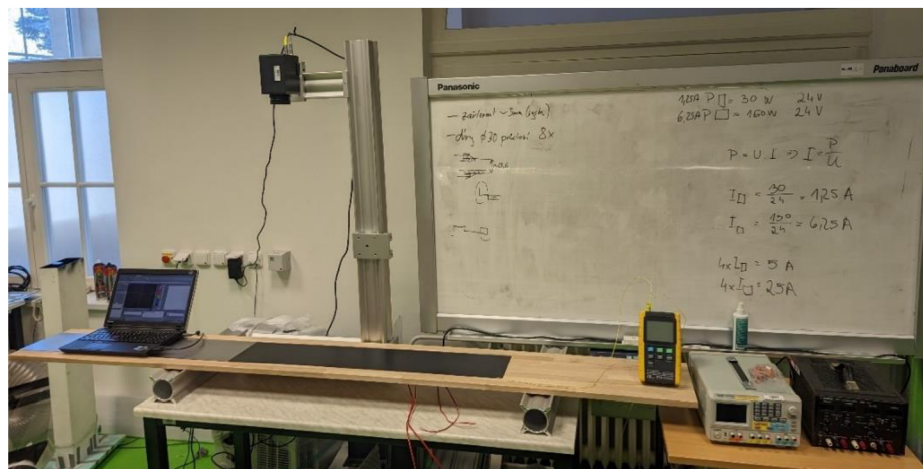
Vybrané topné fólie pro experiment se liší nejen výkonem, ale také rozměry. S ohledem na odlišnou geometrii jsou topné fólie na plechu rozmístěné různě, jak ukazují obrázky 17 a 18. To znamená, že i rozložení teploty na plechu bude různé. S cílem získat informace o tom, který typ topných fólií zajistí na plechu rovnoměrnější rozložení teplot, byl realizován experiment, ve kterém byla teplota zahřívajícího plechu snímána termokamerou.

3.7.1. Experimentální zařízení

Schéma experimentálního zařízení je znázorněno na obr. 21. Skládalo se z hliníkového plechu s topnými fóliemi (1), který byl polepený černou fólií, aby se zamezilo odrazům záření. Topné fólie byly napájeny dvoukanálovým zdrojem stejnosměrného elektrického proudu (2). Teplotu zahřívaného plechu snímala termokamera (3), umístěna na stojanu (4). Data z termokamery sbíral a ukládal počítač (5). Pro ověření dat z termokamery byly teploty na plechu měřeny teploměrem (6) prostřednictvím termočlánků (7) přilepených na okraji plechu.



Obr. 21 Schéma zapojení experimentu s termokamerou



Obr. 22 Experimentální zařízení s termokamerou

3.7.2. Popis experimentu

Během experimentu bylo sledováno rozložení teplot na zahřívaných plechách s fóliemi typu 1 a 2. Vzhledem k zornému úhlu objektivu kamery byl experiment omezen pouze na oblast začátku zahřívaného plechu. Což bylo ovšem pro podmínky tohoto experimentu dostačující. Teplota v místnosti byla 21,5 °C. Při měření na plechu s fóliemi typu 1 byly

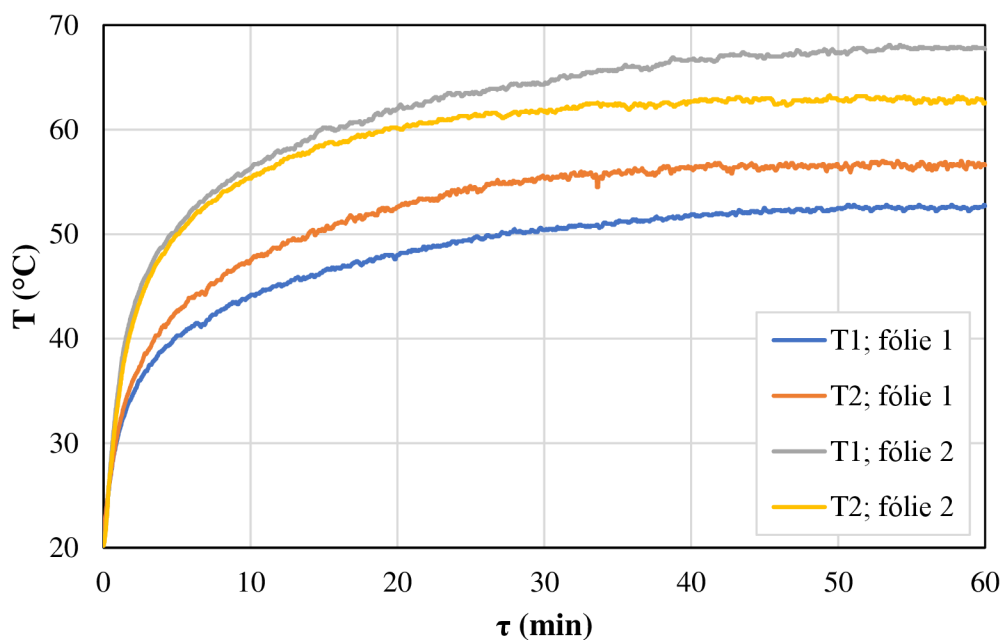
zapojeny všechny 4 fólie a byly napájeny ze zdroje po dvojicích. V každém kanálu bylo nastavené napětí 24 V a proud 3 A. Na tomto plechu byly termočlánky nalepeny ve vzdálenosti $X = (50; 500)$ mm. Při měření na plechu s fóliemi typu 2 byly zapojeny pouze první dvě fólie, což bylo s ohledem na rozsah objektivu termokamery dostačující. Každá fólie byla zapojena do jednoho kanálu zdroje a hodnoty napětí a proudu byly nastaveny na stejnou hodnotu. Vzhledem k menšímu rozsahu zahřívané plochy byly termočlánky umístěny ve vzdálenosti $X = (50; 380)$ mm. Díky odporům topných fólií procházely ve skutečnosti fóliemi trochu odlišné hodnoty napětí a proudu. Skutečné hodnoty jsou vidět v tabulce 2. V obou případech bylo měření prováděno po dobu jedné hodiny, aby bylo dosaženo zcela ustálené teploty plechu.

Tabulka 2. Hodnoty topných fólií během experimentu

Typ fólií	E_1	E_2	I_1	I_2	\dot{Q}	\dot{q}	Ra_q
	(V)	(V)	(A)	(A)	(W)	(W/m ²)	(1)
1	23,99	23,99	2,338	2,337	112,15	846,18	576218,25
2			2,998	2,998	143,84	1085,29	739038,42

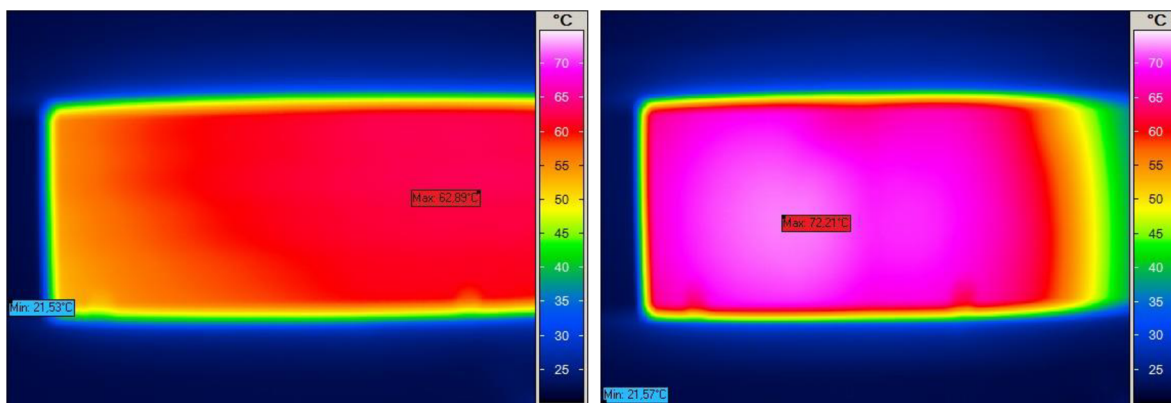
3.7.3. Výsledky experimentu

Graf na obrázku 23 zobrazuje zpracovaná data teplot naměřených termočlánky v závislosti na čase. Z průběhu je patrný rychlý nárůst teplot a následné ustálení na konstantní hodnotě. Vyšších teplot dosahovaly díky vyššímu výkonu topné fólie typu 2. Termočlánky byly na plechách nalepeny v různé vzdálenosti a je vidět, že v případě obou typů fólií došlo k ustálení na různých teplotách. Teploty, které byly naměřeny na plechu s fóliemi typu 1, se ustálily s menším teplotním rozdílem než při měření na fóliích typu 2.



Obr. 23 Grafická závislost teploty na čase fólií 1 a 2 měřená termočláanky

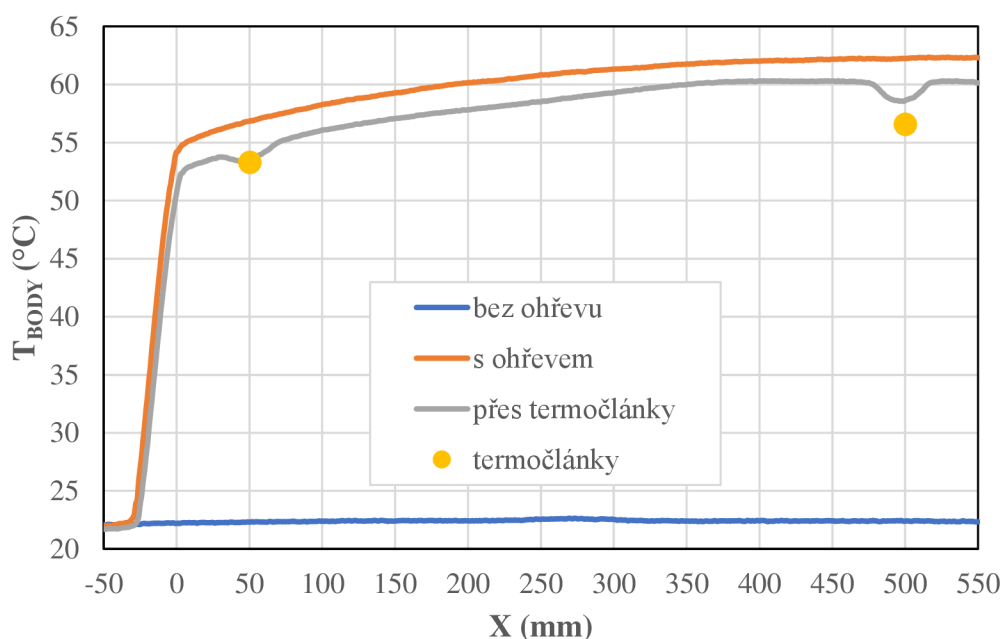
Poté, co byla dosažena ustálená teplota na jednotlivých plechách s fóliemi typu 1 a 2, byly pořízeny snímky rozložení teplot pomocí termokamery. Tyto snímky byly zpracovány a jsou vidět na obrázku 24. Dle očekávání bylo nejvyšší teploty dosaženo v prostřední části s postupným snižováním směrem ke krajům plechu.



Obr. 24 Rozložení teploty na plechách s fóliemi typu 1 a 2 snímáno termokamerou

Na základě dat obdržných termokamerou byly vytvořeny grafy průběhů teplot. Grafy byly vyhodnoceny z dat před zahřívání a po ustálení teplot ze dvou oblastí, uprostřed plechu a v oblasti, kde se nacházely termočláanky. Důvodem bylo ověření přesnosti měření termokamery přesnější metodou pomocí termočláneků. V místech, kde se nacházely termočláanky, jsou do grafu vloženy hodnoty teplot naměřené pomocí termočláneků.

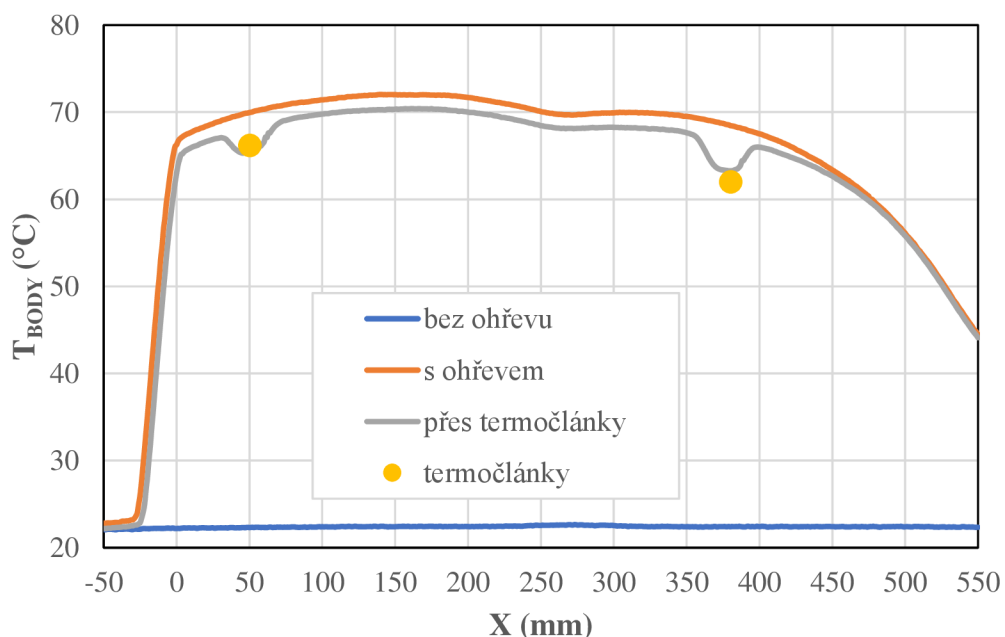
Na obrázku 25 je znázorněn graf průběhu teplot snímané oblasti plechu s fóliemi 1. Na grafu je patrný prudký nárůst teploty do začátku zahřívání plechu $X = 0$ mm a pak plynulý růst teploty až do konce snímané oblasti, kde maximální teplota dosahuje necelých 63 °C. Stejný profil křivky vykazuje i oblast vyhodnocená přes termočlánky. Je ovšem posunut do nižších teplot, což ukazuje, že teplota na krajích plechu je nižší jak uprostřed. Hodnoty teplot z termočlánků se téměř shodují s daty z termokamery a lze tedy výsledky z termokamery považovat za přesné.



Obr. 25 Grafická závislost teploty fólii typ 1 na délce experimentální oblasti

Průběh teplot na plechu s fóliemi typu 2 zobrazuje graf na obrázku 26. Je vidět, že teplota od začátku plechu nejprve stoupá a dosahuje maximální teploty přes 72 °C, poté se se vzdáleností postupně snižuje. To je způsoben tím, že byly zahřívány pouze první dvě fólie a druhá fólie tak vyhřívala i oblast za ní. Značný problém ovšem představuje pokles teploty v oblasti $X = 250$ mm, kde se první fólie napojuje na druhou, neboť zde dochází k nerovnoměrnému vyhřívání. Jako v předchozím případě se i zde data z termočlánků téměř shodují s daty z termokamery.

I přes fakt, že fólie typu 2 mají větší tepelný výkon, díky kterému poskytují podle Parkova výpočtu větší rozsah podmínek, není z hlediska rozložení teploty jejich použití vhodné a pro další aplikace v experimentu byly vybrány fólie typu 1.

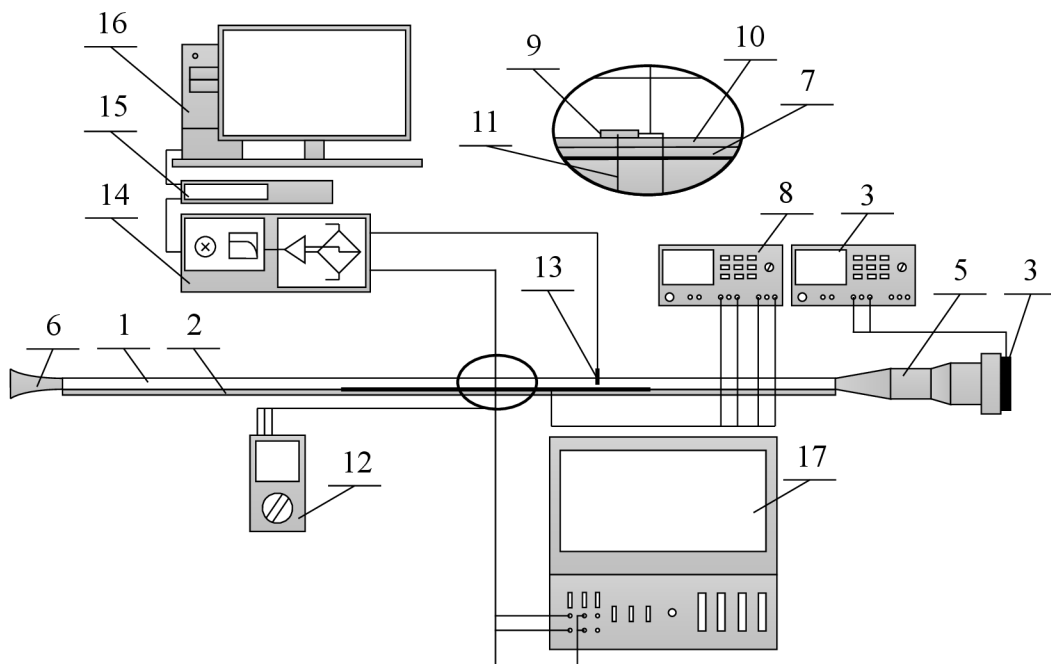


Obr. 26 Grafická závislost teploty fólii typ 2 na délce experimentální oblasti

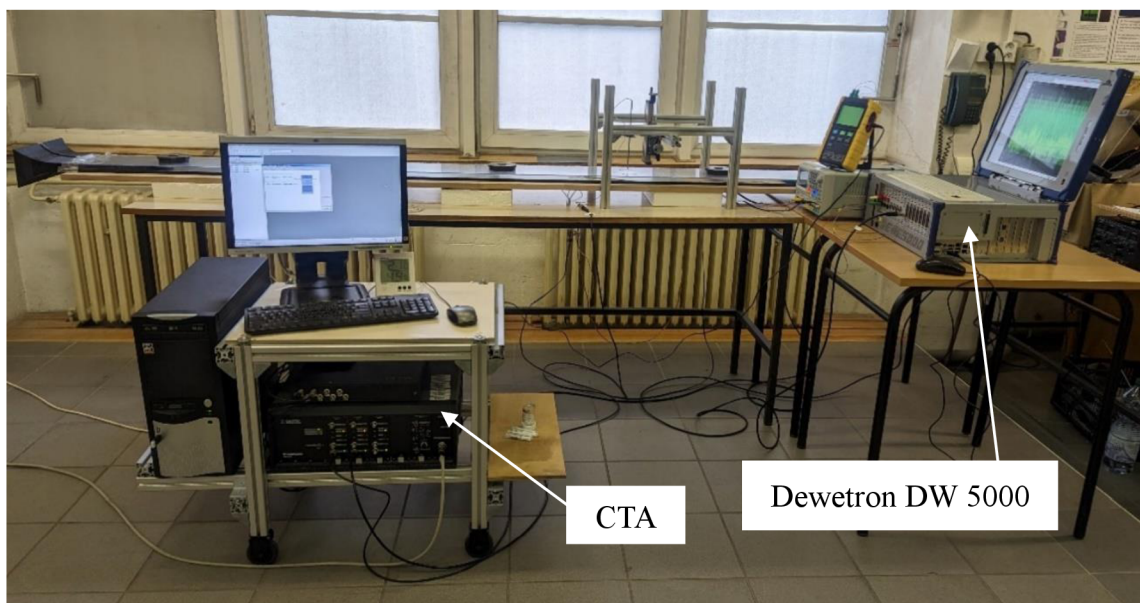
3.8. Experimentální zařízení

V předchozích kapitolách bylo popsáno, jakým způsobem byla navržena experimentální trať. Schéma uspořádání celé experimentální trati včetně měřícího zařízení je zobrazeno na obrázku 27. Trať se skládala z plexisklového kanálu tvaru U (1) s vnitřním průřezem $(200 \times 20) \text{ mm}^2$ a délkou 2500 mm. Spodní hranu kanálu tvořila dřevěná deska (2). Aby v dosedacích plochách nedocházelo k úniku vzduchu, bylo na hranách kanálu nalepeno gumové těsnění. Vzduch z kanálu odsával ventilátor (3), který byl s kanálem spojen pomocí speciálních komponent (4). Vzhledem k nízkým požadovaným rychlostem proudění vzduchu v kanálu byl použit počítačový ventilátor o průměru 100 mm. Ventilátor byl napájen zdrojem střídavého proudu (5) ve dvou napěťových režimech 12 a 14 V. Na vstupu do kanálu byl umístěn konfuzor (6), který zajišťoval lepší podmínky pro ustálení proudění v kanále. V experimentální oblasti byl na dřevěné desce položený hliníkový plech (7) ohříváný topnými fóliemi. Topné folie byly zapojeny po dvojicích do dvoukanalového zdroje (8). Každá z dvojic měla nastavené napětí 24 V a proud 3 A. Pro měření součinitele přestupu tepla byly použity tři různé nalepovací sondy, filmová sonda 55R47, Omega HFS-4 a gSKIN-XM (9). Sondy nebyly nalepeny přímo na vyhříváný plech v experimentální oblasti, protože by nebylo možné s nimi dále manipulovat. Místo toho byly nalepeny na tenkém 0,5 mm krycím plechu (10) o délce 2000 mm, který pokrýval

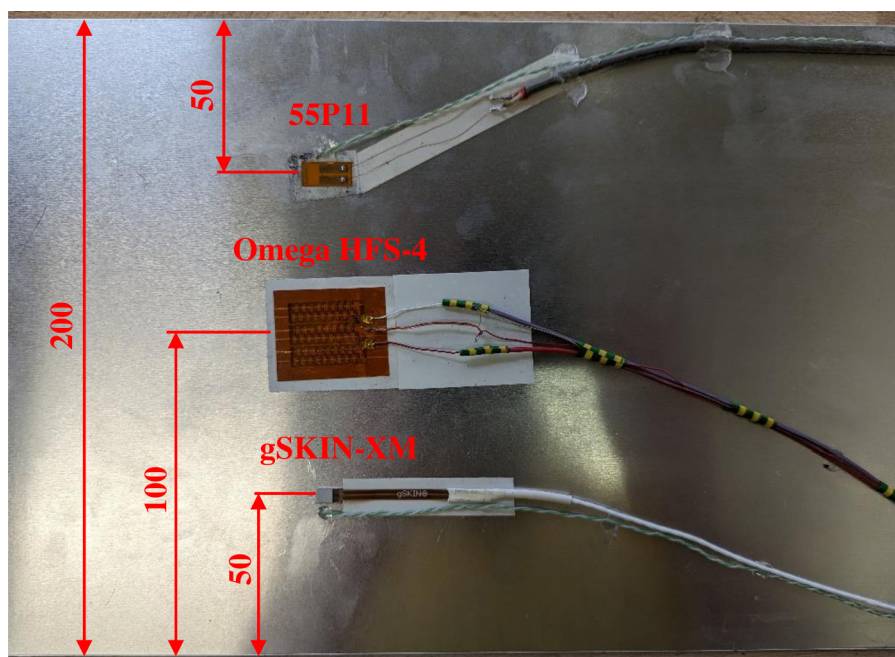
vstupní, experimentální a část výstupní oblasti. Tímto plechem bylo možné v podélném směru posouvat a díky tomu nastavit sondy do požadovaných měřicích pozic. Bylo zvoleno osm pozic $X = (0; 100; 200; 300; 400; 500; 600; 700)$ mm. Souřadnice kanálu jsou patrné z obrázku 9. Sondy byly na plechu umístěny vedle sebe, přičemž uprostřed byla umístěna sonda Omega HFS-4, sonda gSKIN-XM a filmová sonda 55R47 byly umístěny 50 mm od každého z okrajů. Teplotu povrchu snímaly v těsné blízkosti sond 55R47 a gSKIN-XM termočlánky (11). U sondy Omega HFS-4 nebylo potřeba externího termočlánku, jelikož má termočlánek integrovaný. Rozložení sond a termočlánků na krycím plechu je zřejmé z obrázku 29. Teploty z termočlánků zaznamenával teploměr (12). Kromě měření součinitele přestupu tepla byla v kanále současně měřena i rychlost proudění, která sloužila jako reference ke stanovení průtoku vzduchu. Rychlost byla měřena metodou CTA pomocí jednodrátkové sondy 55P11 (13) na souřadnicích $X = 900$ mm, $Y = 10$ mm a $Z = 100$ mm. Nalepovací filmová sonda 55R47 a jednodrátková sonda 55P11 byly zapojeny do CTA můstků anemometru (14), jenž byl skrz A/D převodník (15) spojen s počítačem (16) s měřicím softwarem, ve kterém se nastavoval anemometr a další parametry pro měření. Data ze sond Omega HFS-4 a gSKIN-XM zaznamenávala měřicí stanice Dewetron DEWE 5000 (17).



Obr. 27 Schéma experimentální zařízení



Obr. 28 Experimentální zařízení

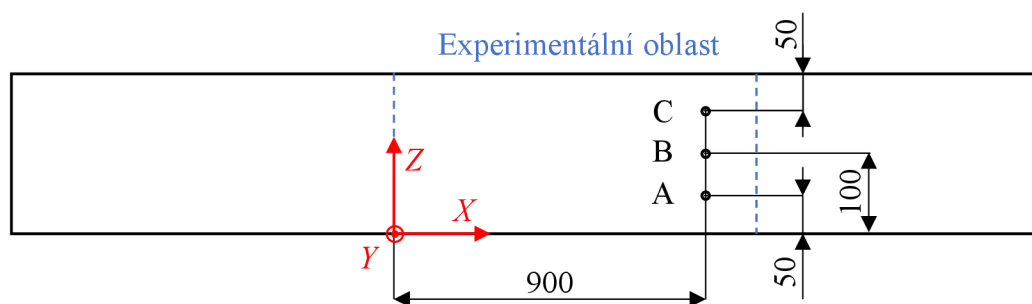


Obr. 29 Rozložení sond a termočlánků na krycím plechu

3.9. Experimentální ověření charakteru proudění

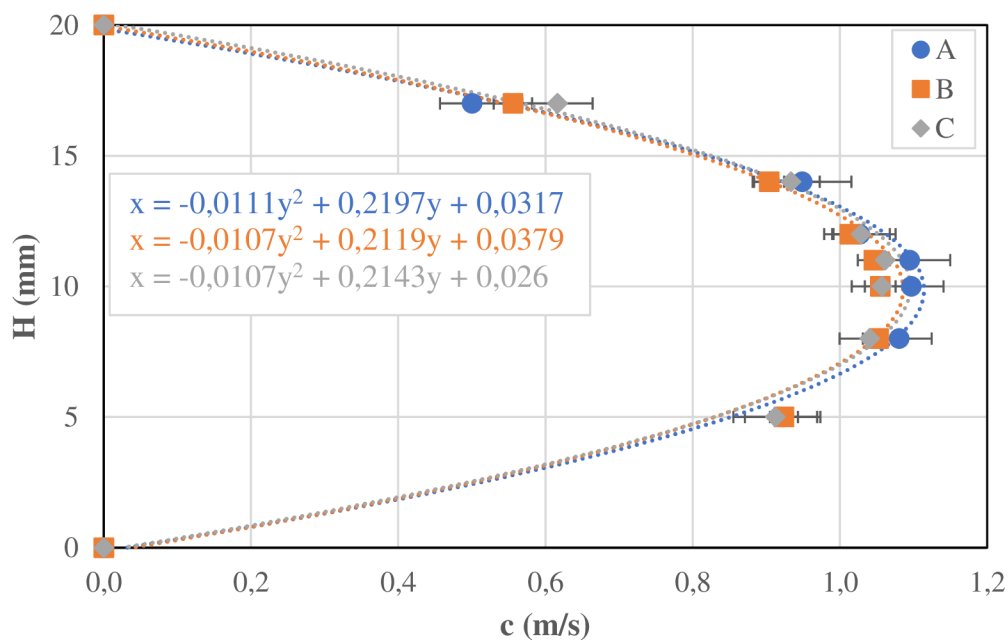
Před samotným zahájením experimentu měření součinitele přestupu tepla bylo potřeba získat informaci o průběhu proudění v kanále, a především v experimentální oblasti. Cílem bylo ověřit, zda se ve shodě s výpočty v kanálu vyskytuje laminární proudění a zda je proudění napříč kanálem konstantní a nedochází v některých místech k narušení

rychlostního profilu. Při měření rychlosti byla experimentální trať zapojena stejným způsobem jako při měření součinitele přestupu tepla, avšak bez snímacích sond a zahřívání topných fólií. Pro měření byla použita metoda CTA s jednodrátkovou přímou sondou 55P11. Měření probíhalo na třech místech kanálu označených písmeny A, B, C $Z = (50; 100; 150)$ mm ve vzdálenosti $X = 900$ mm. Viz obr. 30. V každém z měřících míst byla měřena rychlost v 7 bodech $Y = (5; 8; 10; 11; 12; 14; 17)$ mm. Sonda procházela skrz kanál předem vyvrtanými otvory o průměru 2 mm. Při měření nebylo možné měřit v těsné blízkosti horní stěny kanálu, jelikož v těchto místech docházelo k nasávání vzduchu otvory. Nebylo také možné měřit u dna kanálu, kde bylo omezení v podobě délky sondy.

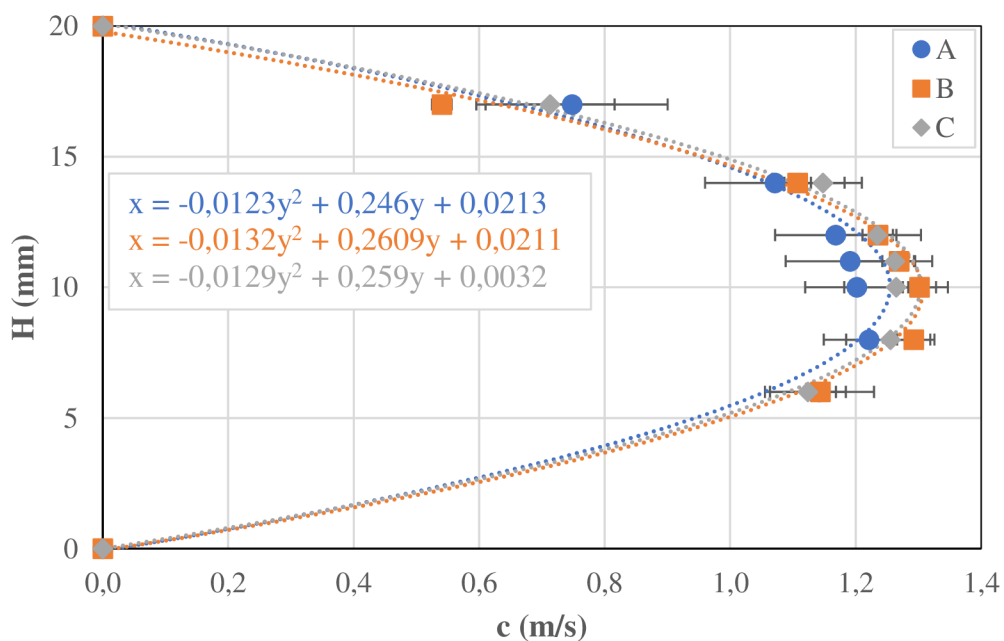


Obr. 30 Rozvržení otvorů v kanále

Před zahájením měření byly v CTA měřícím softwaru nastaveny parametry pro měření a provedena rychlostní kalibraci. Teplota v místnosti, kde probíhalo měření, se pohybovala kolem 21 °C. Součinitel přehřátí drátkové sondy byl nastaven na hodnotu 0,8. Rychlostní kalibrace byla provedena s minimální nejistotou 0,243 %. Po provedení kalibrace byla sonda umístěna nad vyvrtané otvory na traverzovací zařízení. Samotné měření probíhalo při dvou různých napěťových režimech ventilátoru, 12 V a 14 V. Bylo provedeno několik opakovaných měření, při kterých se eliminovaly konstrukční nedostatky, které narušovaly rychlostní profil proudění. V každé měřené pozici bylo naměřeno značné množství hodnot, které byly zpracovány do grafů na obrázcích 31 a 32. Z naměřených dat byly vyhodnoceny směrodatné odchylky, které jsou v grafech vyneseny ve formě chybových úseček. Je patrné, že odchylky jsou poměrně malé. Naměřené rychlosti byly aproximovány polynomem druhého stupně a příslušné rovnice těchto křivek jsou v grafech zobrazeny. Tyto křivky téměř přesně kopírují naměřené rychlosti a ukazují, že proudění je v kanále laminární. Mezi místy A, B a C jsou v jednotlivých měřených pozicích minimální odchylky, což naznačuje, že proudění je napříč kanálem rovnoměrné.



Obr. 31 Grafická závislost výšky kanálu na rychlosti proudění měřená metodou CTA v napětovém režimu ventilátoru 12 V



Obr. 32 Grafická závislost výšky kanálu na rychlosti proudění měřená metodou CTA v napětovém režimu ventilátoru 14 V

Průměrováním maximální rychlosti mezi místy A, B a C byla stanovena průměrná maximální rychlost proudění v kanále c_{\max} obou režimů ventilátoru. Integrovaním plochy

pod křivkou byly vypočítány střední rychlosti c_s a z vypočítaných hodnot koeficienty k jako poměr maximální a střední rychlosti proudění. Dále byly vypočítány Reynoldsova čísla podle vztahu (10) na základě tří charakteristických rozměrů $H = 0,02$ m, $2H = 0,04$ m a $d_h = 0,03636$ m. Tyto hodnoty byly porovnány s kritickými hodnotami Reynoldsova čísla Re_c z literatury [34]. Výsledky jsou uvedeny v tabulce 3. Kinematická viskozita ν použita při výpočtu Reynoldsových čísel byla vztažena na teplotu v místnosti, tj. 21 °C z tabulek [35].

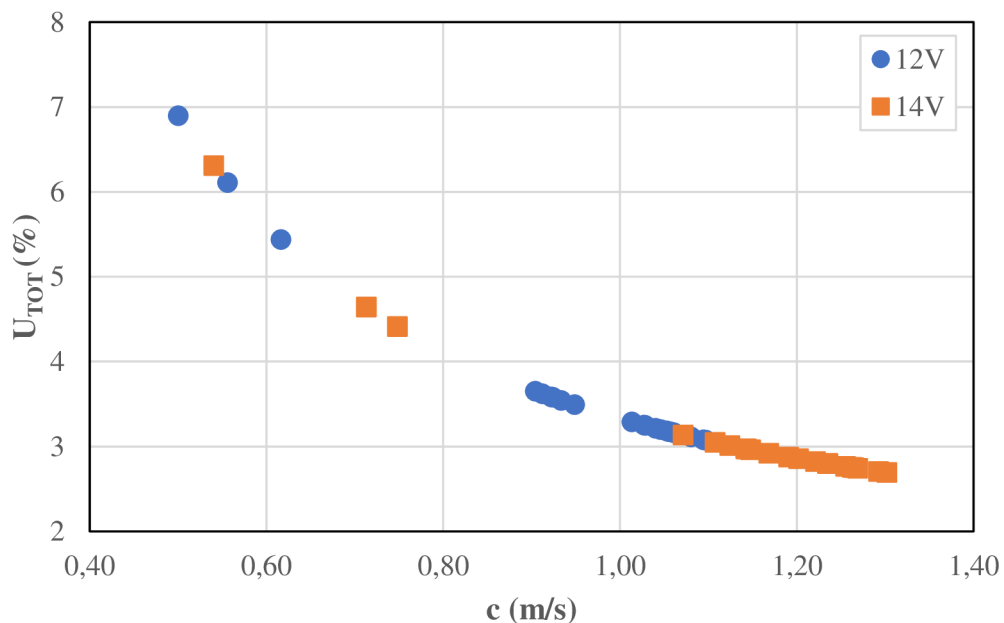
Tabulka 3. Porovnání rychlosti proudění a Reynoldsových čísel při různých režimech ventilátoru

Režim	c_{max}	c_s	k	Re_H	Re_{2H}	Re_{2Hc}	Re_{d_h}	$Re_{d_h c}$
	(m/s)	(m/s)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)
12 V	1,07	0,735	1,46	963,46	1926,91	2800	1751,57	2315
14 V	1,26	0,861	1,47	1128,62	2257,24		2051,83	

Z tabulky je patrné, že při zvolených režimech ventilátoru se proudění v kanálu pohybuje pod hranicí kritického Reynoldsova čísla v laminární oblasti.

3.9.1. Nejistota měření typu B

Celková relativní nejistota měření byla zpracována na základě vztahů uvedených v kapitole 2.5. a výsledky jsou vidět na grafu na obrázku 33. Z grafu je zřejmé, že celková nejistota měření kvadraticky klesá s narůstající rychlostí proudění. Při nejnižších rychlostech je celková nejistota pod 7 % a s narůstající rychlostí klesá pod 3 %. Celková relativní nejistota měření je tak poměrně nízká i přes velmi malé měřené rychlosti.



Obr. 33 Grafická závislost celkové relativní nejistoty na rychlosti proudění

3.10. Použité sondy

Na začátku práce se předpokládalo a celý experiment byl navržen tak, že pro měření součinitele přestupu tepla budou použity nalepovací HFA sondy. Naneštěstí jistou neopatrností došlo k poškození těchto sond a z původních čtyř sond zbyla pouze jedna, která ovšem byla také poškozena ale určitým způsobem bylo možné touto sondou některá data naměřit. Doobjednání nových sond a nahrazení také nebylo možné kvůli dlouhé dodací době. Proto bylo vymyšleno náhradní řešení, které spočívalo ve využití jedné HFA sondy, z které ovšem nelze považovat data za naprosto přesná, jednoho snímače omega HFS-4 a jedné sondy gSKIN-XM od společnosti Greenteg.

3.10.1. Poškození HFA sond

Sondy byly přilepeny na místo pomocí oboustranné pásky. K následnému porušení došlo při opakovaném odlepení a přilepení sond na jiné místo. Aktivní měřící člen je drátek umístěný mezi dvěma velkými plíšky. Ten má mít odpor uvedený na obalu většinou kolem 10Ω . Ovšem po přelepení se dvojnásobně až trojnásobně zvýšil. Patrně došlo k porušení spoje mezi sondou a plíškou, odpor vlastní sondy tak zůstává stejný, ale dramaticky se mění odpor přechodu mezi plíškou a sondou. To má několik možných důsledků:

- Nastavené přehřátí nebude odpovídat požadované teplotě. Bude významně nižší.

- Při výpočtu tepelného toku ze sondy by se stále mělo počítat s hodnotou 10Ω . Teplota ale bude nejasná.
- Změna bude měřitelná a určitelná dobře. Absolutní hodnota ale ne. Je možné měřit fluktuace.

3.10.2. Popis sondy 55P11

Sonda 55P11 je jednodrátková přímá sonda od firmy Dantec určená pro měření metodou termoanemometrie v režimu CTA. Sonda měří změnu teploty skrz drátek z wolframu, který má délku 1,25 mm a průměr 5 μm .



Obr. 34 Drátková sonda 55P11

3.10.3. Popis sondy 55R47

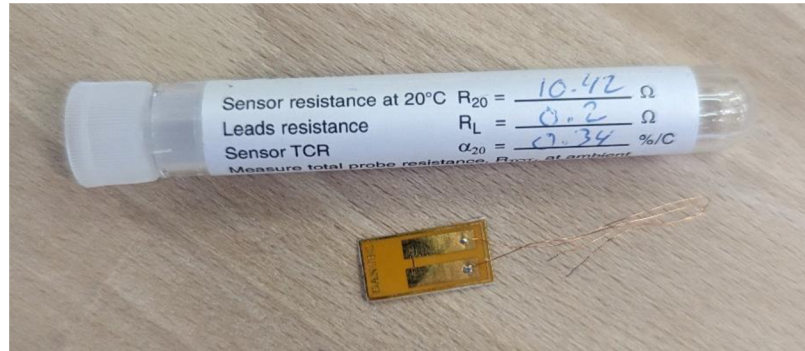
Sonda 55R47 je speciální verzi HFA sond, která se lepí na povrch za účelem měření součinitele přestupu tepla a smykových napětí. Sondy vyrábí společnost Dantec a jsou určené přímo pro jejich systém CTA. Snímač o délce 0,9 mm a průměru 0,1 mm je přes dvě pozlacené olověné plochy propojen vodiči s termoanemometrem. Sonda je 50 μm tenká a má malé rozměry (16×8) mm^2 . Tato sonda má stejně jako předchozí sonda 55P11 předem stanovené parametry, které jsou uvedeny na obalu:

$$\text{Odpor senzoru při teplotě } 20 \text{ }^\circ\text{C}: R_{20} = 10,42 \Omega$$

$$\text{Odpor vedení: } R_L = 0,2 \Omega$$

Koeficient tepelného odporu: $\alpha_{20} = 0,34 \% \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$

Maximální pracovní teplota senzoru: $T_{\text{SENSOR}} < 150 ^\circ\text{C}$

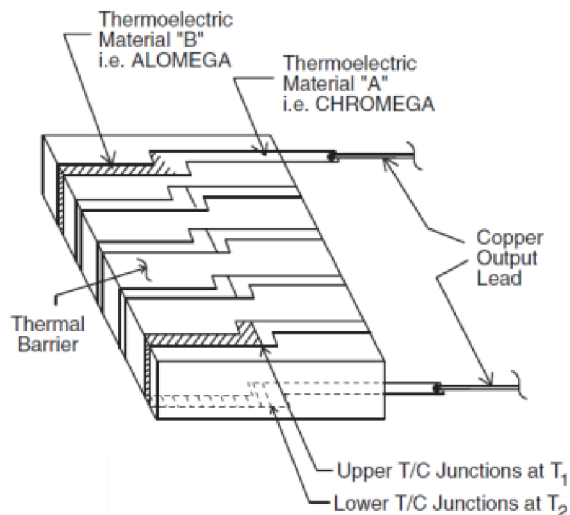


Obr. 35 Nalepovací filmová sonda 55R47

Proces zpracování výsledků a následné vyhodnocení součinitele přestupu tepla probíhá identickým způsobem jako v mé bakalářské práci [23], kde je podrobně popsán postup pro vyhodnocování těchto výsledků.

3.10.4. Popis sondy Omega HFS-4

Omega HFS-4 je tenká kontaktní sonda, která slouží k přesnému měření tepelného toku. Díky tenkému profilu a celkové flexibilitě umožňuje měření na plochých i zakřivených površích téměř jakéhokoliv materiálu. Sonda je poměrně robustní ($35,1 \times 28,5$) mm² a pevná. Teplotní rozsah, ve kterém lze sondu používat se pohybuje od -200 do 150 °C. Sonda je tvořena duálními termočlánky, umístěnými na horní a spodní straně tepelné bariéry z Kaptonu, která má známé tepelné vlastnosti. Konstrukce snímače je vidět na obrázku 36. Snímač nevyžaduje žádnou napěťovou nebo proudovou stimulaci ani nutnost kompenzace studeného konce. V důsledku toho může být snímač připojen k jakémukoliv komerčně dostupnému voltmetru, který má mikrovoltové rozlišení. Kromě toho je ve snímači zabudován termočlánek pro bodové měření teploty.



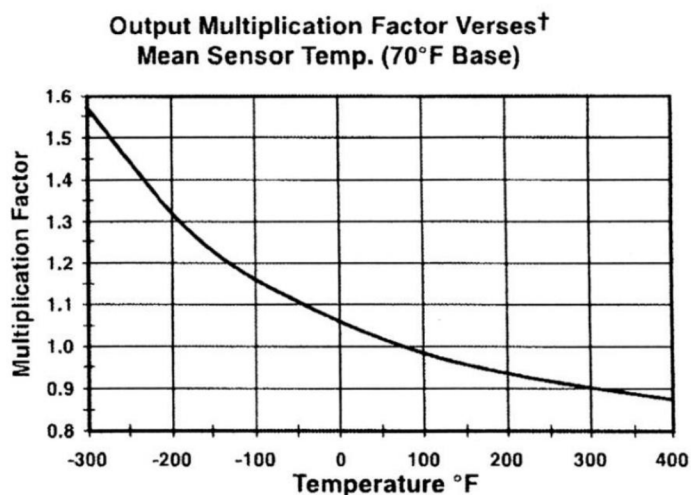
Obr. 36 Konstrukce snímače Omega HFS-4 [36]

Duální termočlánky poskytují kalibrovaný napěťový výstup s rozlišením $6,5 \mu\text{V}$ měřením velikosti teplotního gradientu ΔT . Ten se vytváří na tepelné bariéře, při průchodu energie z povrchu, na kterém je nalepen snímač, a na kterém měří rychlost přenosu tepla. Ta je pak přímo úměrná právě teplotnímu gradientu. [36]

Výrobce ke snímači dodává kalibrační list [37] ve kterém uvádí vztah pro výpočet součinitele přestupu tepla ve tvaru:

$$h = \frac{E}{\zeta \cdot M_F \cdot (T_{\text{BODY}} - T_T)} \quad (50)$$

kde E (V) je napětí, ζ ($\text{V} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$) je termoelektrický napěťový koeficient, M_F (1) je teplotní multiplikační faktor, T_{BODY} (K) je teplota stěny a T_T (K) je teplota okolní. Dále se v kalibračním listě uvádí hodnota termoelektrického napěťového koeficientu, která pro použitý senzor při $70 \text{ }^\circ\text{F}$ ($21,11 \text{ }^\circ\text{C}$) je $\zeta = 1,9 \mu\text{V} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ a graf ze kterého lze odečíst tzv. multiplikační faktor M_F , viz obr. 37.



Obr. 37 Faktor vlivu okolní teploty [37]

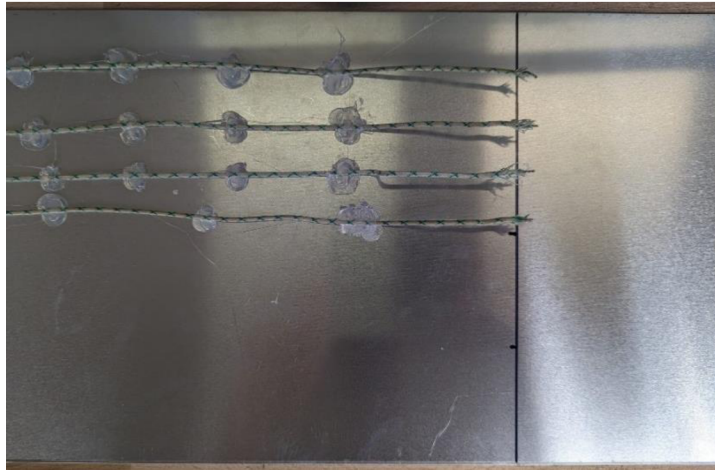
3.10.5. Popis sondy gSKIN-XM

Sonda gSKIN-XM od společnosti Greenteg je určena k měření tepelného toku procházejícího skrz snímač. Sondy mají velmi malé rozměry ($4,4 \times 4,4 \times 0,5$) mm³ a disponují vysokou citlivostí $1,5 \mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2)$. Díky těmto vlastnostem zajišťují přesné měření s minimálním ovlivněním tepelného toku. Sondy se lepí na měřený povrch pomocí montážních materiálů, které se vyznačují vysokou tepelnou vodivostí a malou tloušťkou. Jejich použití je možné v rozsahu teplot od -50 do 150 °C. Součinitel přestupu tepla je možné touto sondou určit tak, že výstupní elektrické napětí ze sondy se dle postupu uvedeného v [38] přepočítá na tepelný tok a s použitím Newtonova ochlazovacího zákona (1) se součinitel přestupu tepla vypočítá.

3.11. Měřené režimy

Vlastní měření součinitele přestupu tepla probíhalo dvěma způsoby. V prvním způsobu byl součinitel přestupu tepla měřen nalepovací filmovou sondou 55R47 ve dvou režimech. Při vypnutém ventilátoru (režim 1a) a zapnutém ventilátoru pod napětím 12 V (režim 2a). Měření v těchto režimech bylo provedeno pouze touto sondou za účelem porovnání součinitele přestupu tepla při vypnutém a zapnutém ventilátoru. Tento způsobem měření se ukázal jako nevhodný, jelikož při častém vypínání a zapínání ventilátoru nedocházelo k plnému ustálení teplot a proudění vzduchu. Navíc jak již bylo popsáno sonda 55R47 byla poškozená a data z ní nejsou věrohodná. Bylo realizováno nové měření sondami Omega HFS-4 a gSKIN-XM pouze se zapnutým ventilátorem, v napěťových režimech

12 V (režim 1b) a 14 V (režim 2b). V rámci dalšího experimentu při stejném zapojení byla měřena teplota volného proudu vzduchu. Krycí plech se sondami byl nahrazen za krycí plech se čtyřmi termočlánky a jeden termočlánek byl umístěn na vstupu do kanálu. Termočlánky byly nalepeny na jedné straně kanálu $Z = (100; 125; 150; 175)$ mm, $Y = 10$ mm, jak je znázorněno na obrázku 38, předpokládá symetrické rozložení teplot. Měření probíhalo ve dvou režimech ventilátoru: 12 V (režim 1c) a 14 V (režim 2c).



Obr. 38 Rozložení termočlánků na krycím plechu při měření teploty volného proudu

Tabulky 4 a 5 ukazují hodnoty rychlostí a topných fólií při zvolených režimech. Graf na obrázku 39 zobrazuje teploty povrchu snímané v blízkosti sond. Při měření součinitele přestupu tepla byla měřena maximální rychlost proudění c_{\max} ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$), která byla přepočtena na střední rychlost c_s ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$), za použití koeficientů k z tabulky 3. podle vztahu:

$$c_s = \frac{c_{\max}}{k} \quad (51)$$

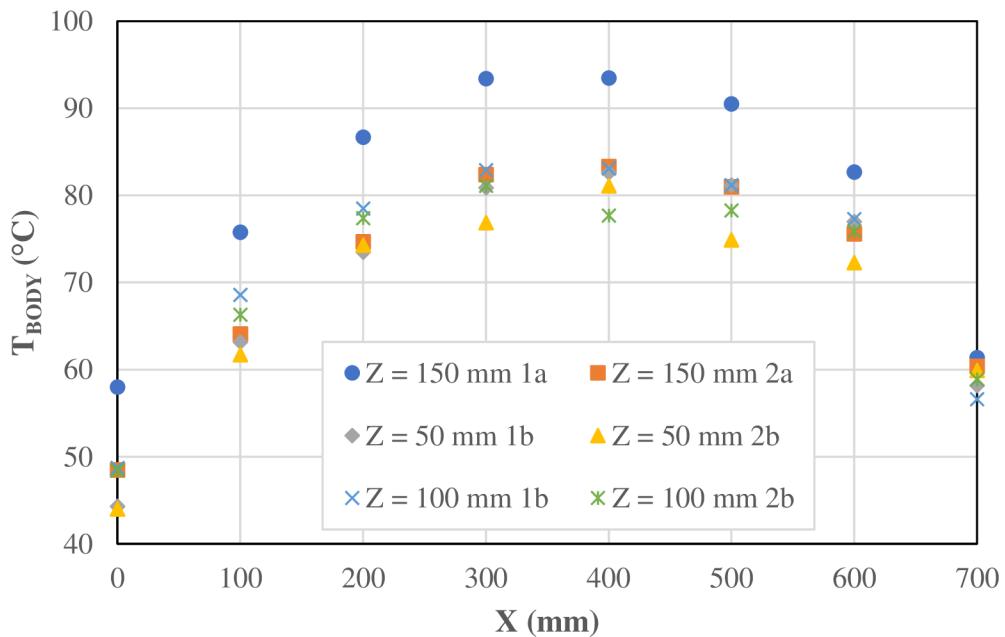
Stejně jako v kapitole 3.9. byla vypočítána Reynoldsova čísla a porovnána s kritickým Re_c , které uvádí literatura. Dále byly z tepelných toků topných fólií vypočítána Rayleighova čísla závislá na tepelném toku podle vztahu (48). Při výpočtech Reynoldsových a Rayleighových čísel byly materiálové vlastnosti vztahovány k různým teplotám podle měřeného režimu. Režim 1a k teplotě v místnosti 21 °C, režimy 2a, 1b a 1c k teplotě volného proudu vzduchu $25,02$ °C a režimy 2b a 2c také k teplotě volného proudu vzduchu $24,89$ °C. Materiálové vlastnosti byly stanoveny z tabulek [35].

Tabulka 4. Hodnoty rychlostí v kanále při měření

Režim	c_{\max}	c_s	Re_H	Re_{2H}	Re_{2Hc}	Re_{d_h}	$Re_{d_{hc}}$	\dot{V}
	(m/s)	(m/s)	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)	(l/s)
2a	0,961	0,663	848,28	1696,56	2800	1542,17	2315	2,65
1b	0,968	0,668	854,46	1708,92		1553,41		2,67
2b	1,171	0,802	1027,37	2054,75		1867,77		3,21
1c	0,954	0,658	842,10	1684,20		1530,94		2,63
2c	1,168	0,800	1024,74	2049,48		1862,98		3,20

Tabulka 5. Hodnoty topných fólií při zahřívání

Režim	E_1	E_2	I_1	I_2	\dot{Q}	\dot{q}	Ra_q
	(V)	(V)	(A)	(A)	(W)	(W/m ²)	(1)
1a	23,990	23,990	2,271	2,214	107,60	811,79	518235,55
2a							483366,51
1b	23,990	23,990	2,266	2,209	107,36	809,98	481132,41
2b							482288,77
1c	23,990	23,990	2,272	2,228	107,96	814,51	483820,30
2c							484983,12



Obr. 39 Grafická závislost teploty povrchu na délce experimentální oblasti

3.12. Průběh měření filmovou sondou 55R47

Před začátkem měření byly zapnuty topné fólie. Ustálení teplot trvalo přibližně hodinu. V mezičase byly v softwaru CTA nastaveny sondy 55R47 a 55P11. Sonda 55R47 měla součinitel přehřátí $a = 0,3$ a sonda 55P11 $a = 0,8$. Sonda pro měření rychlosti 55P11 byla zkalibrována a umístěna do kanálu. Po ustálení teplot bylo sondou 55R47 provedeno měření v první měřené pozici $X = 700$ mm v režimu 1a a následně ve 2a. Posouváním krycího plechu bylo měření v režimech 1a a 2a opakováno i v pozicích $X = 600$ mm až $X = 0$ mm. Při každé změně režimu a při posunutí plechu se na ustálení teplot a proudění v kanále čekalo 5 minut.

3.13. Průběh měření sondami Omega HFS-4 a gSKIN-XM

Při měření těmito sondami byl postup obdobný jako při měření sondou 55R47. Sonda pro měření rychlosti nebyla kalibrována, jelikož zůstávala v kanálu po předchozím měření. Teploty na plechu byly rovněž ustálené z předchozího měření. V režimu 1b byla posouváním plechu proměřena celá zkoumaná oblast od $X = 700$ mm do $X = 0$ mm. Následně byly sondy vyrovnány zpět na první měřené pozici a měření se opakovalo stejným způsobem v režimu 2b. Na ustálení teplot a proudění vzduchu se čekalo 5 minut.

3.14. Průběh měření teploty volného proudu vzduchu

Teplota volného proudu vzduchu byla měřena po ustálení teplot topných fólií v první měřené pozici na $X = 700$ mm v režimu 1c. Stejně jako v předešlých měřeních byla proměřena celá experimentální oblast posouváním plechu po 100 mm do $X = 0$ mm. Měření bylo opakováno stejným způsobem i v režimu 2c. Po každém posunutí plechu se na ustálení čekalo 5 minut.

4. Vyhodnocení výsledků

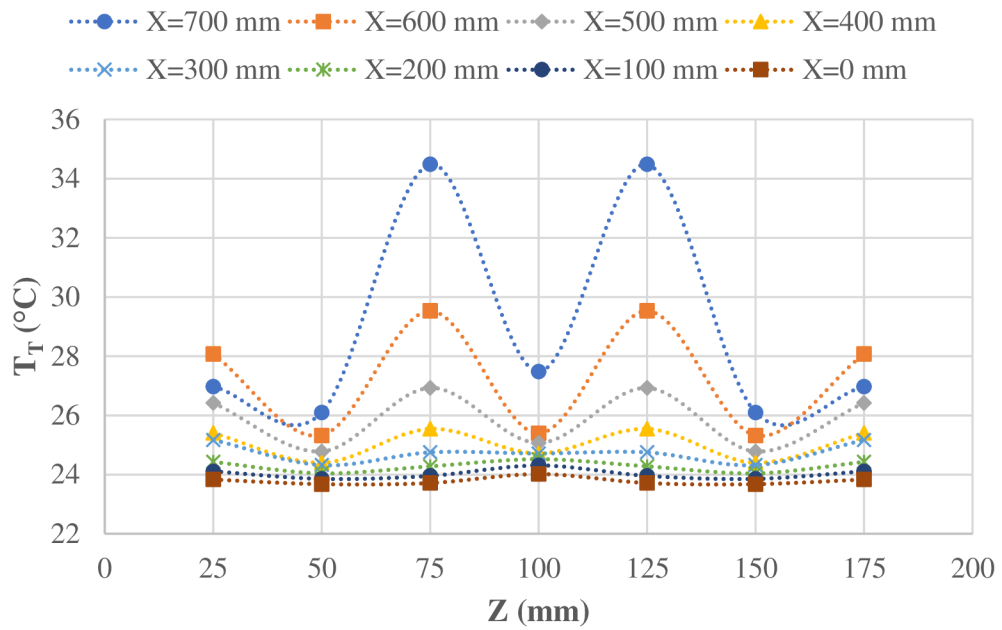
4.1. Teplota volného proudu vzduchu

Grafy na obrázcích 40 a 41 zobrazují průběh teplot v příčném řezu kanálu při změně souřadnice X v režimech 1c a 2c. Svislá osa zobrazuje teplotu volného proudu vzduchu a vodorovná osa popisuje polohu termočlánků v příčném řezu kanálu. Výsledky jsou zobrazeny přes celý průřez kanálu, ačkoliv měření probíhalo pouze na jedné straně, protože se předpokládá symetrické rozložení. Pouze pro názornost jsou naměřené body propojeny vyhlazenými spojnicemi, tudíž průběh mezi body nelze brát jako relevantní. Výsledky jsou porovnány s obrázkem 42, z Benderradjeho práce [11], na kterém je vizualizované teplotní pole kanálu pro poměr $Ra_{Hq}/Re_H^2 = 5,12$. Režim 1c má poměr $Ra_{Hq}/Re_H^2 = 0,682$ a režim 2c $Ra_{Hq}/Re_H^2 = 0,461$. Při poměru $Ra_{Hq}/Re_H^2 < 18$, dochází k postupnému vzniku válců od boční stěny do středu kanálu.

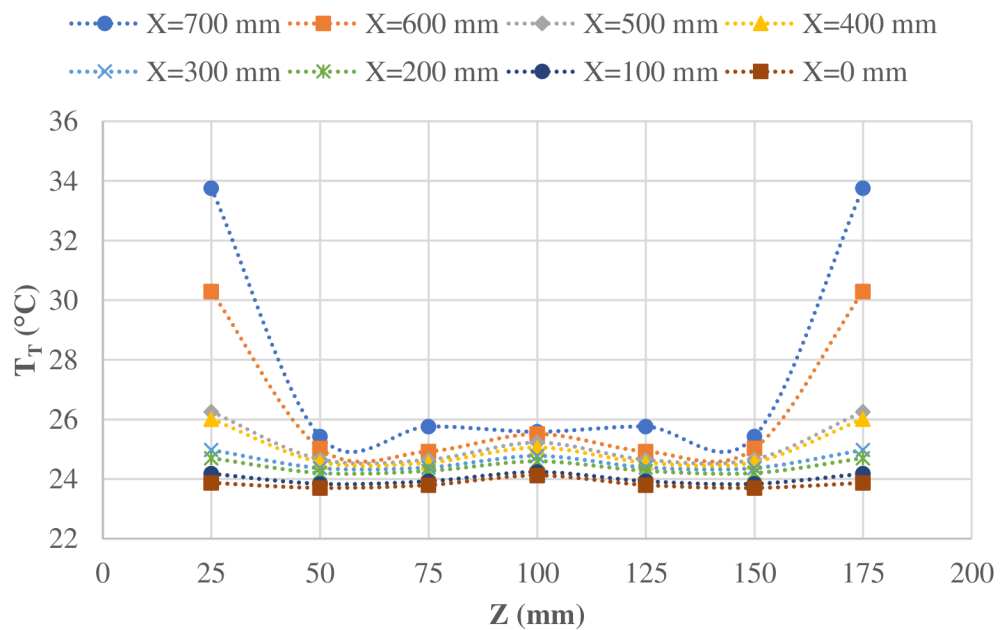
Na obrázku 41 je zobrazen průběh teplot volného proudu pro režim 1c. Na začátku experimentální oblasti jsou teploty téměř lineární s nepatrně vyšší teplotou uprostřed kanálu a tento trend je stejný až do hodnoty $X = 200$ mm. Nad touto hranicí $X = 200$ mm dochází k nárůstu teploty na stranách kanálu a v oblasti termočlánku $Z = 75$ mm. V dalších oblastech kanálu se teploty na stranách mírně zvyšují, avšak nejvýrazněji se zvyšuje teplota na termočlánku v pozici $Z = 75$ mm, kde dosahuje nejvyšších hodnot. V poslední měřené pozici $X = 700$ mm se výsledky dobře shodují s vizualizací od Benderradjeho na obrázku 42 pro hodnotu $x = 20$, která je označena červenou přerušovanou čarou.

V režimu 2c na obrázku 41 jsou stejně jako v režimu 1c teploty na začátku experimentální oblasti téměř lineární. V místech $X > 300$ se začínají zvyšovat teploty na krajích kanálu a tento trend pokračuje až do poslední měřené pozice $X = 700$ mm, kde teploty na krajích kanálu dosahují maxima. Při porovnání s obrázkem 42 odpovídá poslední měřená pozice místu $x = 16$ zvýrazněnému černou přerušovanou čarou.

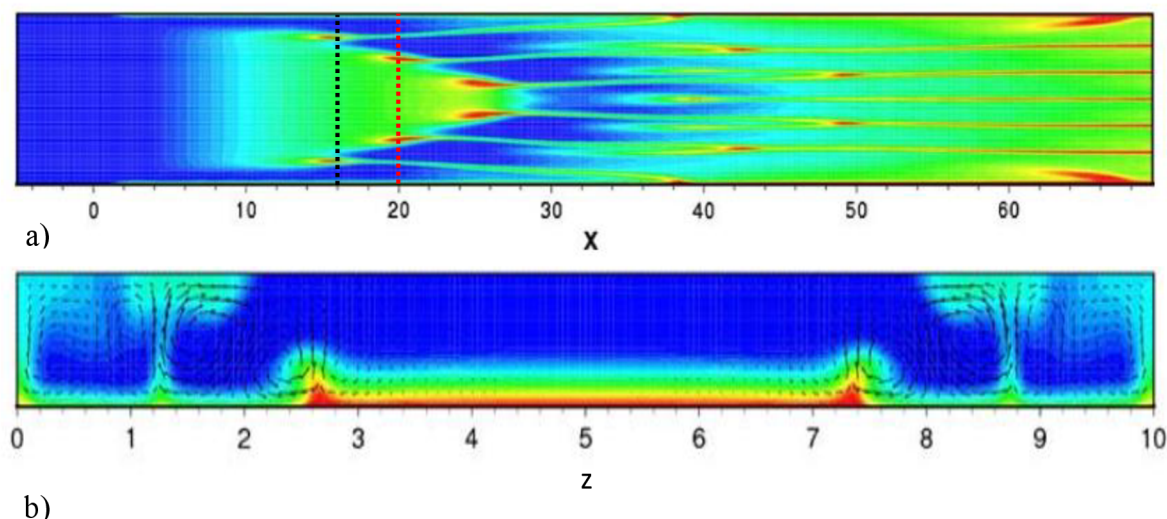
Naměřené hodnoty jsou v souladu s prvním mechanismem vzniku válců efektem boční stěny. Ovšem poměr Ra_{Hq}/Re_H^2 je při těchto režimech příliš malý a měření tedy probíhalo v rozvíjející se oblasti.



Obr. 40 Grafická závislost teploty volného proudu na souřadnici Z v režimu 1c (s předpokladem symetrie jsou data kolem 100 překlopená na druhou stranu)



Obr. 41 Grafická závislost teploty volného proudu na souřadnici Z v režimu 2c (s předpokladem symetrie jsou data kolem 100 překlopená na druhou stranu)



Obr. 42 Vizualizované teplotní pole v blízkosti povrchu kanálu z Benderradjih práce
 $(Ra_{Hq}/Re_H^2 = 5,12)$ [11]

a) pohled z vrchu kanálu b) průřez kanálu v místě $x = 20$

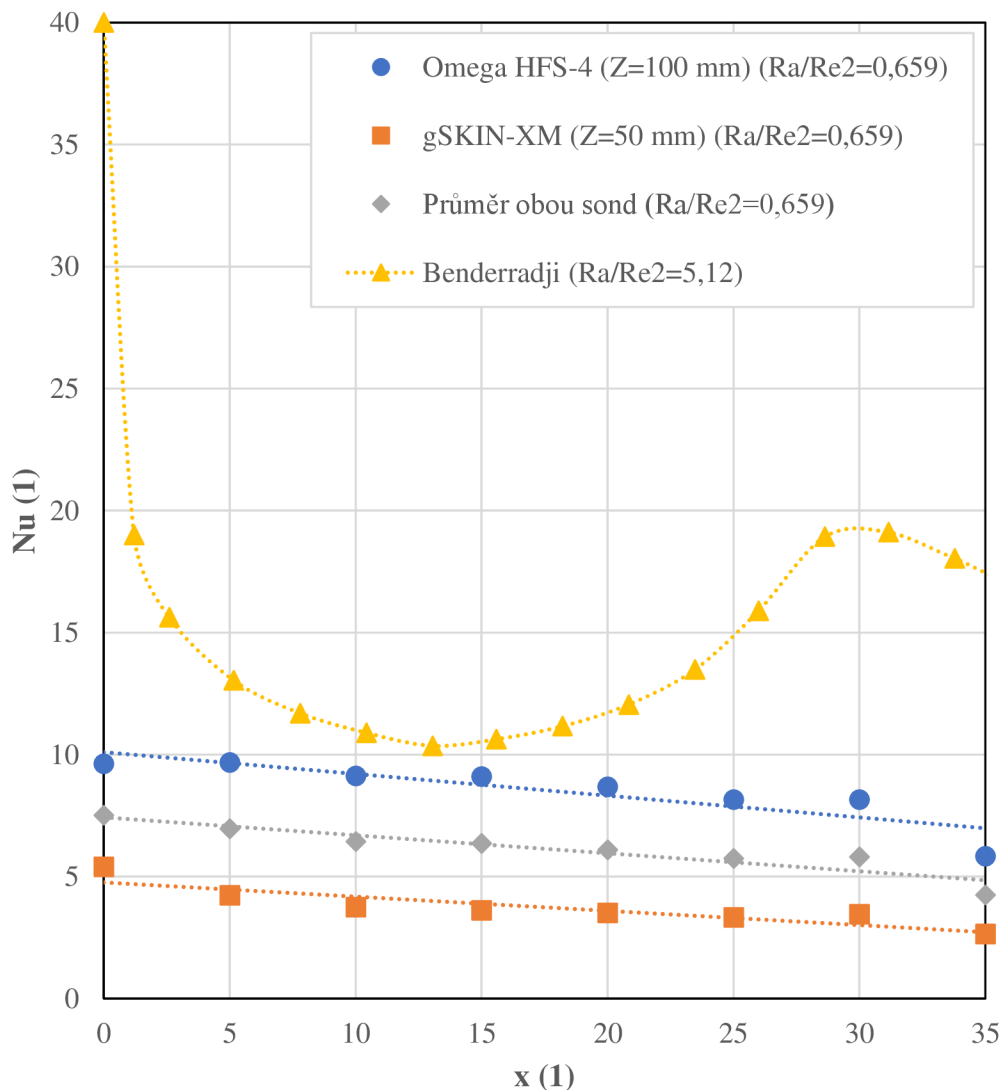
4.2. Součinitel přestupu tepla

Na grafech 40 a 41 jsou vyhodnoceny výsledky měření součinitele přestupu tepla sondami Omega HFS-4 a gSKIN-XM v režimech 1b a 2b. Tyto výsledky byly opět porovnány s Benderradjih prací [11]. Benderradji uvádí křivku s nejnižším poměrem jako grafickou závislost Nusseltova čísla na bezrozměrné délce experimentální oblasti $x = X/H$. Proto byly hodnoty součinitele přestupu tepla přepočítány podle vztahu (5) na Nusseltova čísla. Pro výpočet byl použit stejný charakteristický rozměr, tj. výška kanálu ($H = 0,02$ m). Součinitel tepelné vodivosti λ byl určen z tabulek [35] na základě určující teploty (7) v každém měřeném místě, viz obrázky 39 až 41 popisující teploty povrchu a teploty volného proudu vzduchu.

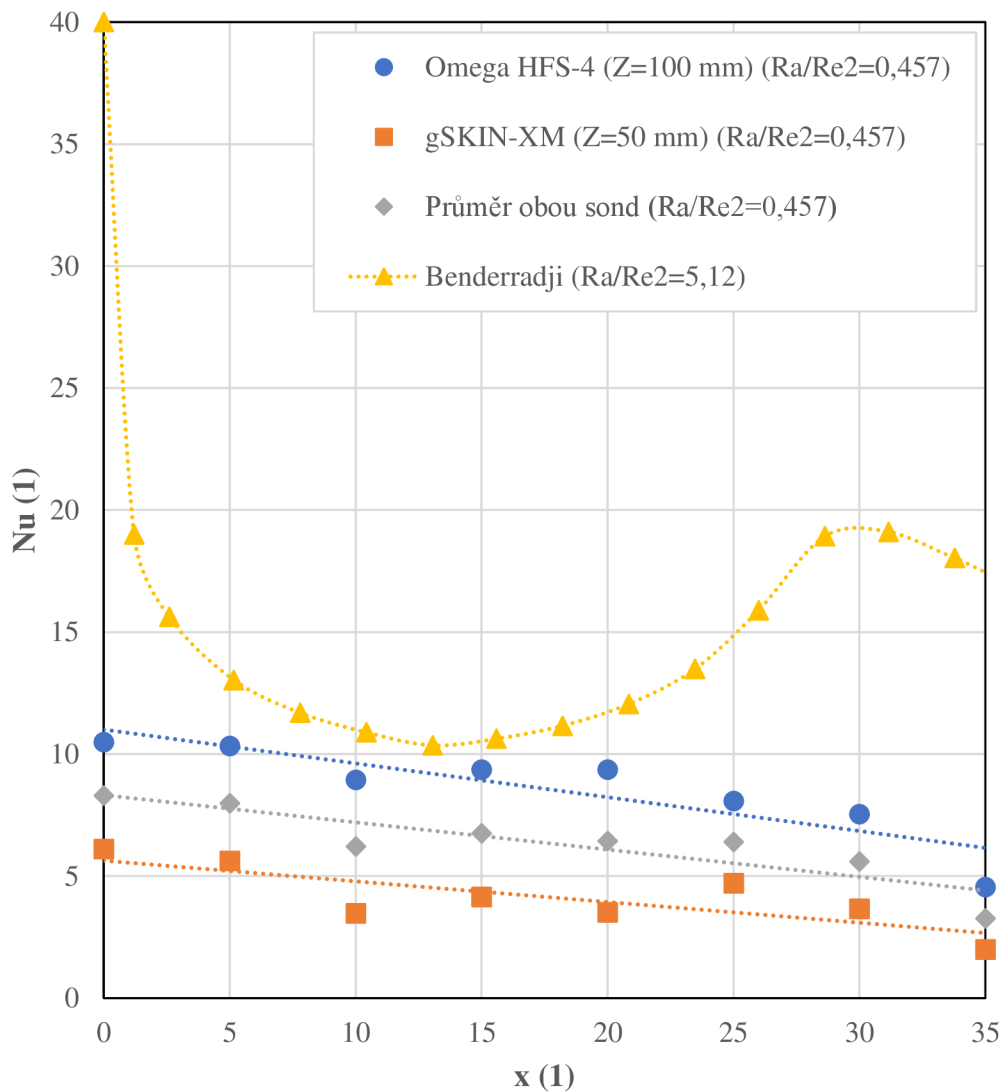
Režimy 1b a 2b jsou prakticky identické s režimy 1c a 2c, protože měření v těchto režimech probíhalo za velmi podobných podmínek. Proto jsou i poměry a výsledky téměř stejné: pro režim 1b $Ra_{Hq}/Re_H^2 = 0,659$ a pro režim 2b $Ra_{Hq}/Re_H^2 = 0,457$. S ohledem na nižší hodnotu poměru by měly být výsledky pod Benderradjih křivkou, což se potvrzuje. Křivky vykazují téměř lineární klesající charakter. Je patrné menší kolísání bodů kolem těchto lineárních křivek, které se mírně blíží Benderradjih křivce. Nicméně toto kolísání je oproti Benderradjih výsledkům prakticky zanedbatelné. Tento rozdílný výsledek lze

přičítat tomu, co bylo již výše popsáno, totiž že měření probíhalo ve stále se rozvíjející oblasti, kde se vírové válce ještě plně neprojevují.

Vyšší hodnoty Nu byly zjištěny v pozici $Z = 100$ mm. To lze vysvětlit s pomocí obrázku 42b z [11], kde je znázorněné teplotní pole v průřezu kanálu. Pozice sondy odpovídá bezrozměrné pozici $z = 5$. Na pozici $Z = 50$ mm byly zjištěny nižší hodnoty patrně z důvodu, že se nachází v oblasti analogické k $z = 2,5$ s vyšší teplotou stěny. Vyšší teplota povrchu znamená vyšší teplotní rozdíl mezi teplotou povrchu a teplotou volného proudu a tím pádem nižší Nusseltovo číslo.

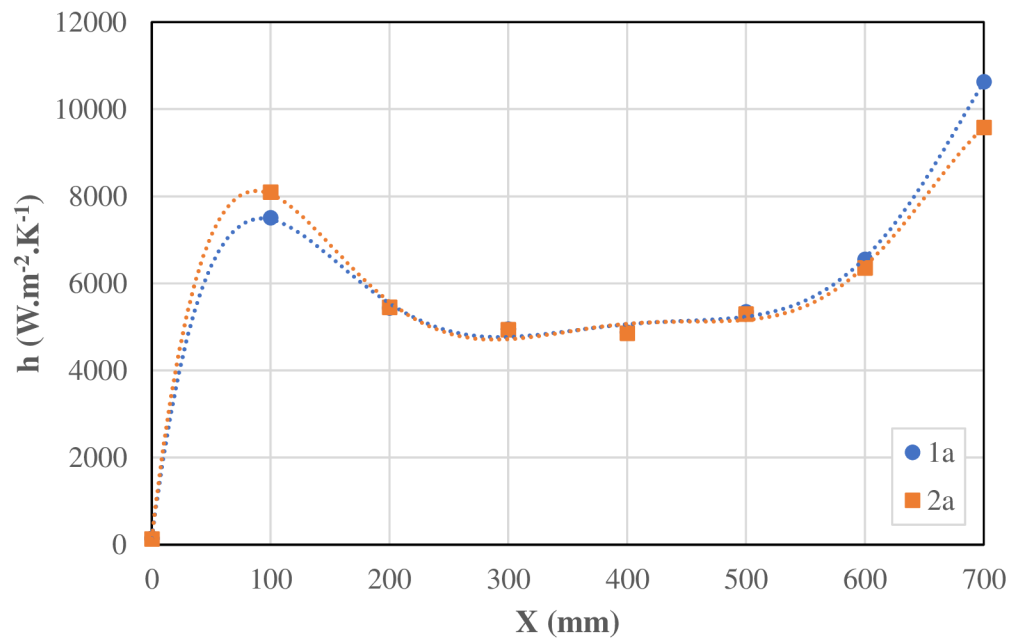


Obr. 43 Grafická závislost Nusseltova čísla na bezrozměrné délce experimentální oblasti x v režimu 1b



Obr. 44 Grafická závislost Nuseltova čísla na bezrozměrné délce experimentální oblasti x v režimu 2b

Na obrázku 45 jsou uvedeny výsledky měření poškozenou nalepovací filmovou sondou 55R47 v režimech 1a a 2a. Je zřejmé, že tyto výsledky nejsou relevantní a nelze je použít pro další porovnání.



Obr. 45 Grafická závislost součinitele přestupu tepla na délce experimentální oblasti v režimu 1a a 2a

5. Závěr

Cílem této diplomové práce bylo navrhnout experimentální trať, ve které budou vznikat smíšené konvekční podmínky ve vzduchu a provést měření součinitele přestupu tepla. Trať se skládá z kanálu, na který je napojen ventilátor. Parametry kanálu a zapojení ventilátoru byly ověřeny pomocí numerických simulací, a na základě výsledků byla trať provozována v sacím režimu. Kanál má obdélníkový průřez o rozměrech (200×20) mm² a je rozdělen do tří oblastí. První oblast je vstupní, kde se vyvíjí laminární rychlostní profil proudění. Druhá oblast je experimentální, kde je kanál vyhříván topnými fóliemi, což vytváří podmínky pro smíšenou konvekci. V této oblasti probíhalo měření součinitele přestupu tepla. Výběr vhodných topných fólií pro tuto oblast byl proveden na základě experimentu, při kterém bylo pomocí termokamery měřeno teplotní rozložení. Třetí oblast kanálu představuje výstupní část. Celkově je kanál dlouhý 2500 mm.

Vlastní měření součinitele přestupu tepla probíhalo několika způsoby v různých režimech. Tyto režimy se lišily pouze v napětí na ventilátoru. Pro měření byly použity tři různé nalepovací sondy: filmová nalepovací 55R47, sonda Omega HFS-4 a sonda gSKIN-XM. Ty byly připevněny na krycím plechu, který byl posouván, a tím byla provedena měření na osmi různých místech experimentální oblasti. Během všech měření byla také sledovaná rychlost proudění vzduchu v kanále metodou CTA jednodrátkovou přímou sondou 55P11. Nejdříve byl součinitel přestupu tepla měřen filmovou sondou 55R47. Tato sonda však byla poškozena, a proto jsou vyhodnocené výsledky z tohoto měření nepoužitelné pro další analýzu. V důsledku toho bylo provedeno opakované měření pomocí sondy Omega HFS-4 umístěné uprostřed kanálu a sondy gSKIN-XM umístěné 50 mm od kraje kanálu. Měření probíhalo ve dvou napěťových režimech ventilátoru, 12 V a 14 V. Naměřené hodnoty byly přepočítány na Nusseltova čísla. Výsledky z obou režimů jsou téměř identické. Na začátku experimentální oblasti byly zaznamenány nejvyšší hodnoty Nusseltova čísla, které s postupující vzdáleností téměř lineárně klesají. Sonda Omega HFS-4 naměřila vyšší hodnoty Nusseltova čísla uprostřed kanálu, konkrétně $Nu = 10$ na začátku experimentální oblasti, přičemž na konci této oblasti tato hodnota klesla na $Nu = 5$. Sondou gSKIN-XM umístěné na kraji kanálu byly hodnoty Nusseltova čísla nižší, $Nu = 5$ na začátku experimentální oblasti a na konci $Nu = 2,5$. Naměřené výsledky byly porovnány s prací od Benderradjiho. Vývoj proudění v kanálu při smíšené konvekci se řídí poměrem Ra_{Hq}/Re_H^2 , kdy při poměru $Ra_{Hq}/Re_H^2 < 18$ dochází k produkci

podélných válcových vířů efektem boční stěny. V této práci byly ve zvolených režimech poměry $Ra_{Hq}/Re_H^2 = 0,659$ a $Ra_{Hq}/Re_H^2 = 0,457$. Z Benderradjeho práce byla pro porovnání vybrána křivka s nejnižším uvedeným poměrem $Ra_{Hq}/Re_H^2 = 5,12$. Výsledky provedených měření v této práci potvrdily očekávání, že se budou nacházet pod vybranou křivkou. Téměř lineární průběh Nusseltových čísel, který byl pozorován, vysvětlilo měření teploty volného proudu vzduchu. Zjistilo se, že hodnoty poměrů Ra_{Hq}/Re_H^2 , při kterých probíhalo měření, jsou příliš malé, a měření součinitele přestupu tepla probíhalo ve fázi, kdy je proudění ještě nedokonale vyvinuté a mechanismus vzniku válců teprve probíhá.

Vzhledem k výsledkům této práce by bylo adekvátní provést opakované měření s vyšším poměrem Ra_{Hq}/Re_H^2 . To by znamenalo zvýšit výkon topných fólií a snížit výkon ventilátoru. Více příčných měřících pozic by mohlo přinést více informací o rozložení měřených veličin. Nicméně navržená trať má mnohem více využití a lze na ní zkoumat přenosové jevy při smíšené konvekci dalšími měřicími metodami, jako je například PIV.

6. Seznam použité literatury

- [1] RAHLI, O., R. BENNACER, K. BOUHADEF a D. AMEZIANI. Three-Dimensional Mixed Convection Heat and Mass Transfer in a Rectangular Duct: Case of Longitudinal Rolls. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications* [online]. 2011, **59**(5), 349-371 [cit. 2022-10-14]. ISSN 1040-7782. Dostupné z: doi:10.1080/10407782.2011.549081
- [2] MORI, Yasuo a Yutaka UCHIDA. Forced convective heat transfer between horizontal flat plates. *International Journal of Heat and Mass Transfer* [online]. 1966, **9**(8), 803-817 [cit. 2022-10-14]. ISSN 00179310. Dostupné z: doi:10.1016/0017-9310(66)90007-X
- [3] OSTRACH, S. a Y. KAMOTANI. Heat Transfer Augmentation in Laminar Fully Developed Channel Flow by Means of Heating From Below. *Journal of Heat Transfer* [online]. 1975, **97**(2), 220-225 [cit. 2022-10-14]. ISSN 0022-1481. Dostupné z: doi:10.1115/1.3450344
- [4] HWANG, G. a Cheng-Liung LIU. An experimental study of convective instability in the thermal entrance region of a horizontal parallel-plate channel heated from below. *The Canadian Journal of Chemical Engineering* [online]. 1976, **54**(6), 521-525 [cit. 2022-10-14]. ISSN 00084034. Dostupné z: doi:10.1002/cjce.5450540607
- [5] KIM, Min, Tae CHUNG a Chang CHOI. The onset of convective instability in the thermal entrance region of plane Poiseuille flow heated uniformly from below. *International Journal of Heat and Mass Transfer* [online]. 2003, **46**(14), 2629-2636 [cit. 2022-10-14]. ISSN 00179310. Dostupné z: doi:10.1016/S0017-9310(03)00037-1
- [6] PARK, Joung, Tae CHUNG, Eun YUN, Min KIM a Chang CHOI. The onset of longitudinal vortex rolls in the thermal entrance region of plane Poiseuille flow heated with a constant heat flux. *International Journal of Heat and Mass Transfer* [online]. 2006, **49**(19-20), 3708-3716 [cit. 2022-10-14]. ISSN 00179310. Dostupné

z: doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.01.049

- [7] CHENG, K. a Jenn-Wuu OU. Convective instability and finite amplitude convection in the thermal entrance region of horizontal rectangular channels heated from below. In: *Proceeding of International Heat Transfer Conference 7* [online]. Connecticut: Begellhouse, 1982, s. 189-194 [cit. 2022-10-14]. ISBN 0-89116-299-2. Dostupné z: doi:10.1615/IHTC7.3100
- [8] INCROPERA, F. a J. SCHUTT. Numerical simulation of laminar mixed convection in the entrance region of horizontal rectangular ducts. *Numerical Heat Transfer* [online]. 2007, **8**(6), 707-729 [cit. 2022-10-14]. ISSN 0149-5720. Dostupné z: doi:10.1080/01495728508961880
- [9] MAUGHAN, J. a F. INCROPERA. Secondary flow in horizontal channels heated from below. *Experiments in Fluids* [online]. 1987, **5**(5), 334-343 [cit. 2022-10-14]. ISSN 0723-4864. Dostupné z: doi:10.1007/BF00277712
- [10] YU, C.H., M.Y. CHANG a T.F. LIN. Structures of moving transverse and mixed rolls in mixed convection of air in a horizontal plane channel. *International Journal of Heat and Mass Transfer* [online]. 1997, **40**(2), 333-346 [cit. 2022-10-14]. ISSN 00179310. Dostupné z: doi:10.1016/0017-9310(96)00099-3
- [11] BENDERRADJI, A., A. HADDAD, R. TAHER, M. MÉDALE, C. ABID a F. PAPINI. Characterization of fluid flow patterns and heat transfer in horizontal channel mixed convection. *Heat and Mass Transfer* [online]. 2008, **44**(12), 1465-1476 [cit. 2022-10-14]. ISSN 0947-7411. Dostupné z: doi:10.1007/s00231-008-0379-3
- [12] SHAH, R. a A. LONDON. *Laminar flow forced convection in ducts: A Source Book for Compact Heat Exchanger Analytical Data*. New York: Academic Press, 1978, 492 s. ISBN 9781483191300.
- [13] ÇENGEL, Yunus A. *Heat Transfer: A Practical Approach*. Second edition. McGraw-Hill, 2003. ISBN 9780072458930.

- [14] BAILLY, Christophe a Geneviève COMTE-BELLOT. *Turbulence*. Cham: Springer, 2015. Experimental fluid mechanics. ISBN 9783319161594.
- [15] POPE, S. B. *Turbulent flows*. Cambridge: Cambridge University Press, 2000. ISBN 0521598869.
- [16] HAMED, H.B., R. BENNACER a H. SAMMOUDA. Poiseuille Rayleigh-Benard problem in a horizontal duct of finite length in streamwise direction: stability analysis. *Progress in Computational Fluid Dynamics, An International Journal* [online]. 2008, **8**(6) [cit. 2023-01-15]. ISSN 1468-4349. Dostupné z: doi:10.1504/PCFD.2008.019962
- [17] LIENHARD IV, John a John LIENHARD V. *A heat transfer textbook*. Fifth edition. Cambridge, Massachusetts: Phlogiston Press, 2020. ISBN 9780486837352.
- [18] NICOLAS, Xavier. Revue bibliographique sur les écoulements de Poiseuille–Rayleigh–Bénard : écoulements de convection mixte en conduites rectangulaires horizontales chauffées par le bas. *International Journal of Thermal Sciences* [online]. 2002, **41**(10), 961-1016 [cit. 2023-01-15]. ISSN 1290-0729. Dostupné z: doi:10.1016/S1290-0729(02)01374-1
- [19] KHAN, Mohamin, Muhammad SANI, Sukhendu GHOSH a Harekrushna BEHERA. Poiseuille–Rayleigh–Bénard instability of a channel flow with uniform cross-flow and thermal slip. *Physics of Fluids* [online]. 2021, **33**(5) [cit. 2023-01-15]. ISSN 1070-6631. Dostupné z: doi:10.1063/5.0050006
- [20] KUO, Jonathan, Lawrence YU a Ellis MENG. Micromachined Thermal Flow Sensors—A Review. *Micromachines* [online]. 2012, **3**(3), 550-573 [cit. 2023-01-15]. ISSN 2072-666X. Dostupné z: doi:10.3390/mi3030550
- [21] BRUUN, H.H. *Hot-Wire Anemometry: principles and Signal Analysis*. 2 ed. Oxford: Oxford University Press/, 1996. ISBN 0-19-856342-6.
- [22] LOMAS, Charles G. *Fundamentals of hot wire anemometry*. New York: Cambridge University Press, 1986. ISBN 0521303400.

- [23] VÉBR, Zdeněk. *Ověření správnosti měření součinitele přestupu tepla* [online]. Liberec, 2021 [cit. 2023-01-15]. Dostupné z: <https://dspace.tul.cz/handle/15240/161284>. Bakalářská práce. Technická univerzita v Liberci.
- [24] *Dantec Dynamics* [online]. [cit. 2023-01-16]. Dostupné z: <https://www.dantecdynamics.com>
- [25] BRUUN, H H. Hot-film anemometry in liquid flows. *Measurement Science and Technology* [online]. 1996, **7**(10), 1301-1312 [cit. 2023-01-16]. ISSN 0957-0233. Dostupné z: doi:10.1088/0957-0233/7/10/003
- [26] JØRGENSEN, Finn. *How to measure turbulence with hot-wire anemometers* [online]. In: . Dantec Dynamics A/S, 2001 [cit. 2021-02-24]. Dostupné z: <https://web.iitd.ac.in/~pmvs/courses/mel705/hotwire2.pdf>
- [27] DANČOVÁ, Petra. *Experimentální metody v úlohách neizotermního proudění*. 2021. Dostupné také z: <https://dspace.tul.cz/handle/15240/160086>
- [28] TALLURU, K.M., V. KULANDAIVELU, N. HUTCHINS a I. MARUSIC. A calibration technique to correct sensor drift issues in hot-wire anemometry. *Measurement Science and Technology* [online]. 2014, **25**(10) [cit. 2023-01-16]. ISSN 0957-0233. Dostupné z: doi:10.1088/0957-0233/25/10/105304
- [29] KING, L.V. On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluid: Determination of the convection constants of small platinum wires, with applications to hot-wire anemometry. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* [online]. 1914, **90**(622), 563-570 [cit. 2023-01-16]. ISSN 0950-1207. Dostupné z: doi:10.1098/rspa.1914.0089
- [30] BRUUN, H.H., M.A. KHAN, H.H. AL-KAYIEM a A.A. FARDAD. Velocity calibration relationships for hot-wire anemometry. *Journal of Physics E: Scientific Instruments* [online]. 1988, **21**(2), 225-232 [cit. 2023-01-16]. ISSN 0022-3735. Dostupné z: doi:10.1088/0022-3735/21/2/020

- [31] WAGNER, T.C. a J.C. KENT. On the directional sensitivity of hot-wires: a new look at an old phenomenon. *Experiments in Fluids* [online]. 1988, **6**(8), 553-560 [cit. 2023-01-16]. ISSN 0723-4864. Dostupné z: doi:10.1007/BF00196602
- [32] URUBA, Václav. *ANEMOMETRIE - ŽHAVENÉ SENZORY* [online]. In: . Ústav termomechaniky AVČR [cit. 2023-01-16]. Dostupné z: <http://www2.it.cas.cz/~uruba/docs/HW/PA.pdf>
- [33] COMTE-BELLOT, G. Hot-Wire Anemometry. *Annual Review of Fluid Mechanics* [online]. 1976, **8**(1), 209-231 [cit. 2021-02-24]. ISSN 0066-4189. Dostupné z: doi:10.1146/annurev.fl.08.010176.001233
- [34] TOSUN, Ismail, Deniz UNER a Canan OZGEN. Critical Reynolds number for Newtonian flow in rectangular ducts. *Industrial & Engineering Chemistry Research* [online]. 1988, **27**(10), 1955-1957 [cit. 2023-05-19]. ISSN 0888-5885. Dostupné z: doi:10.1021/ie00082a034
- [35] PETŘÍKOVÁ, Markéta a Pavel KRYŠTŮFEK. *Tabulky a diagramy pro termodynamiku*. Vydání šesté. Liberec: Technická univerzita v Liberci, 2016. ISBN 978-80-7494-272-3.
- [36] OMEGA ENGINEERING. User's guide: Thin Film Flux Sensors. In: *Omega* [online]. [cit. 2023-05-12]. Dostupné z: <https://assets.omega.com/manuals/M1844.pdf>
- [37] OMEGA ENGINEERING. *Kalibrační list Omega HFS-4*.
- [38] *GreenTEG* [online]. [cit. 2023-05-19]. Dostupné z: https://cms.greenteg.com/uploads/g_SKIN_Heat_Flux_Sensors_RD_Instructions_v3_bb15c14e4a.pdf