

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
FAKULTA STROJNÍ
ÚSTAV PROCESNÍ A ZPRACOVATELSKÉ TECHNIKY

**PŘIROZENÁ KONVEKCE V PRŮMYSLOVÝCH
APARÁTECH**

DIPLOMOVÁ PRÁCE

2022

Jan Černý

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Černý** Jméno: **Jan** Osobní číslo: **473430**
Fakulta/ústav: **Fakulta strojní**
Zadávací katedra/ústav: **Ústav procesní a zpracovatelské techniky**
Studijní program: **Energetika a procesní inženýrství**
Specializace: **Procesní inženýrství**

II. ÚDAJE K DIPLOMOVÉ PRÁCI

Název diplomové práce:

Přirozená konvekce v průmyslových aparátech

Název diplomové práce anglicky:

Natural convection in process apparatuses

Pokyny pro vypracování:

Při přestupu tepla při proudění velmi viskózních kapalin v proudovodech, například v trubkách výměníku tepla, může hrát roli vliv přirozené konvekce. Provedte literární rešerši k problematice přestupu tepla při proudění newtonských i neneutronských kapalin (popsaných mocninným modelem) v proudovodech se zaměřením na proudovody kruhového průřezu, nucenou a smíšenou konvekci při laminárním proudění. Během své literární rešerše se zaměřte na řešení analytická, výsledky experimentů i numerická řešení. Pomocí vybraného komerčního řešiče CFD sestavte numerický model umožňující výpočet hydrodynamických a tepelných poměrů na přímé kruhové trubce v případě aplikace okrajové podmínky konstantní teploty (variantně konstantního tepelného toku) na povrchu trubky popisující případ nucené a smíšené konvekce. Výsledky numerických simulací porovnejte s výsledky získanými z literární rešerše, případně sestavte/modifikujte korelace vhodné pro inženýrský návrh aparátů. Na základě provedených numerických simulací doporuďte vhodné koncepční rady pro modelování smíšené konvekce. Navrhněte vhodné experimentální zařízení pro ověření výsledků numerických simulací. Provedte výběr vhodných komponent z nichž bude sestávat experimentální zařízení a provedte výběr vhodné senzorové techniky.

Seznam doporučené literatury:

Dle provedené literární rešerše.

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) diplomové práce:

Ing. Martin Dostál, Ph.D. ústav procesní a zpracovatelské techniky FS

Jméno a pracoviště druhého(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) diplomové práce:

Datum zadání diplomové práce: **20.04.2022** Termín odevzdání diplomové práce: **05.08.2022**

Platnost zadání diplomové práce: **18.09.2022**

Ing. Martin Dostál, Ph.D.
podpis vedoucí(ho) práce

prof. Ing. Tomáš Jirout, Ph.D.
podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

doc. Ing. Miroslav Španiel, CSc.
podpis děkana(ky)

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Diplomant bere na vědomí, že je povinen vypracovat diplomovou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v diplomové práci.

Datum převzetí zadání

Podpis studenta

Anotační list

Jméno autora:	Jan Černý
Název:	Přirozená konvekce v průmyslových aparátech
Anglický název:	Natural convection in industrial apparatus
Akademický rok:	2021/2022
Studijní program:	Energetika a procesní inženýrství
Specializace:	Procesní inženýrství
Ústav:	Ústav procesní a zpracovatelské techniky
Vedoucí DP:	Ing. Martin Dostál, Ph.D.
Bibliografické údaje:	počet stran: 73 počet obrázků: 50 počet rovnic: 114 počet tabulek: 7 počet příloh: 1
Klíčová slova:	přirozená konvekce, smíšená konvekce, přestup tepla, CFD modelování, ANSYS, Fluent
Keywords:	Natural convection, mixed convection, heat transfer, CFD modelling, ANSYS, Fluent
Anotace:	Diplomová práce se zabývá přestupem tepla vlivem smíšené konvekce. Součástí práce je literární rešerše zaměřená na analytická, experimentální a numerická řešení tohoto problému. Výsledky jsou porovnány s vlastní numerickou analýzou a na jejím základě je proveden návrh vhodného experimentálního zařízení.
Annotation:	The thesis deals with heat transfer due to mixed convection. The thesis includes a literature search focused on analytical, experimental and numerical solutions of this problem. The results are compared with the actual numerical analysis and the design of a suitable experimental setup on the basis of this analysis is carried out.

Obsah

1	ÚVOD	4
2	TEORETICKÉ PŘEDPOKLADY.....	7
2.1	Základní transportní rovnice.....	7
2.2	Inspekční analýza.....	8
2.3	Okrajové podmínky	9
3	LITERÁRNÍ REŠERŠE	10
3.1	Nucená konvekce v přímých proudovodech	10
3.2	Přirozená konvekce v přímých proudovodech	16
3.3	Smíšená konvekce v přímých proudovodech	19
3.4	Nenewtonské chování.....	23
4	NUMERICKÁ ANALÝZA.....	26
4.1	Numerický model nucené konvekce.....	26
4.2	Numerický model smíšené konvekce.....	27
4.3	Geometrie a test sítě	28
4.4	Inspekční analýza Graetz-Nusseltovy úlohy.....	32
4.5	Simulace nucené konvekce newtonských kapalin	34
4.6	Simulace nucené konvekce mocninových kapalin	38
4.7	Simulace nucené konvekce s okrajovou podmínkou druhého druhu	43
4.8	Simulace smíšené konvekce newtonských kapalin	44
4.9	Koncepční rady pro modelování nucené a smíšené konvekce.....	51
5	NÁVRH EXPERIMENTU	53
5.1	Procesní výpočty	53
5.2	Návrh experimentálního zařízení.....	57
6	ZÁVĚR.....	62
7	BIBLIOGRAFIE	63
	Seznam použitých symbolů	65
	Prohlášení	68
	Příloha č. 1 – Technické údaje procesních komponent	69

1 ÚVOD

Přenos tepla je jedním ze základních fyzikálních dějů využívaných zejména v průmyslových aparátech, jako jsou odparky, míchané nádoby a výměníky tepla. Jedná se o zařízení sloužící k přenosu energie mezi soustavami o stejné, nebo různé fázi. Při tom může zároveň docházet i ke změně skupenství ochlazovaných či ohříváných látek, tj. kondenzaci, odpaření. Tepelné výměníky mají různou konstrukci, nejběžnějšími typy jsou trubka v trubce, plášťové a trubkové nebo deskové. Vyskytují se v systémech pro chlazení plynů, spalin, průmyslové vody, olejů atp., v domácnostech se s nimi můžeme setkat např. v ledničkách a klimatizačních jednotkách. Dalším příkladem je třeba klasický radiátor.

Rozlišujeme tři základní způsoby přenosu tepla, tj. vedením, prouděním a zářením. K vedení tepla neboli kondukcii dochází jak v pevných látkách, tak i v plynech a kapalinách díky předávání kinetické energie mezi atomy a molekulami. Podle druhého termodynamického zákona teplo samovolně přechází pouze z prostředí o vyšší teplotě do prostředí s nižší teplotou. Vedení tepla probíhá podle Fourierova zákona vedení tepla

$$\vec{q} = -\lambda \nabla T, \quad (1.1)$$

kde \vec{q} je hustota tepelného toku, λ tepelná vodivost a ∇T gradient teploty. Pokud dochází k předávání tepla proudícímu médiu, např. vzduchu, kapalině, pak mluvíme o tzv. konvekci. Jedná se o současný konduktivní transport tepla a transport energie způsobený pohybem tekutiny. Konvektivní přenos popisuje Newtonův vztah

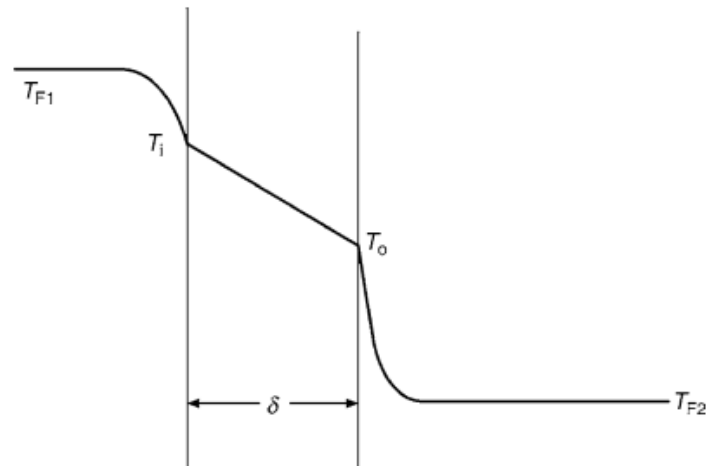
$$\vec{q} \cdot \vec{n} = \alpha(T_w - T_f), \quad (1.2)$$

kde α představuje součinitel přestupu tepla, T_w je teplota na stěně a T_f teplota okolí daleko od stěny. Posledním způsobem přenosu tepla je záření, které se řídí Stefan-Boltzmannovým zákonem

$$\vec{q} \cdot \vec{n} = \sigma T^4, \quad (1.3)$$

kde σ je Stefan-Boltzmannova konstanta a T teplota povrchu tělesa.

Přestupu tepla v průmyslových aparátech dominují především první dva zmíněné způsoby. Nejčastěji jedna tekutina o teplotě T_{F1} předává své teplo skrz stěnu druhé tekutině o teplotě T_{F2} podle obr. 1. Teplotní profil způsobený kondukcí ve stěně je lineární.



obr. 1: Přenos tepla skrz stěnu (Heat Atlas, 2010)

Konvekci ještě dělíme na nucenou a přirozenou. Při návrhu tepelných výměníků a dalších aparátů standardně počítáme s nucenou konvekcí, při které je pohyb tekutiny vyvolán pomocí čerpadla, míchadla atp. Pokud je pohyb způsoben pouze změnou hustoty, pak se jedná o konvekci přirozenou. V reálných případech je však přestup tepla v tepelných zařízeních způsoben kombinací obou druhů. O vlivu nucené a přirozené konvekce rozhoduje kritérium Gr/Re^2 . Grashoffovo číslo Gr je podobnostní číslo, které udává poměr vztlačových a viskózních sil v kapalině a je popsáno vztahem

$$Gr = \frac{D^3 g \beta \Delta T}{\nu^2}, \quad (1.4)$$

kde D značí charakteristický rozměr, g představuje gravitační zrychlení, β součinitel objemové teplotní roztažnosti, ΔT rozdíl teplot mezi stěnou a proudem a ν kinematickou viskozitu. Bezrozměrné Reynoldsovo číslo Re pro změnu určuje režim toku, tedy zda se jedná o proudění laminární, nebo turbulentní. Pokud kritérium $Gr/Re^2 \ll 1$, potom mají vztlačové síly na přestup tepla minimální efekt a bereme v úvahu pouze nucenou konvekci. Obráceně tomu je, když $Gr/Re^2 \gg 1$, kde zanedbáváme nucené proudění a hovoříme o konvekci přirozené. Při malých rychlostech proudění zejména u vysoce viskózních látek však nastává situace, kdy $Gr/Re^2 \approx 1$. V takových případech nemůžeme zanedbat ani jednu ze složek a mluvíme o konvekci smíšené.

V inženýrských výpočtech aparátů s přestupem tepla nejprve stanovujeme součinitele přestupu tepla α . Ten většinou získáváme z Nusseltova čísla Nu pomocí korelačních vztahů ve tvaru

$$Nu = C Re^m Pr^n. \quad (1.5)$$

Konstanta C ve vzorci reprezentuje danou geometrii a indexy m a n se liší podle režimu toku. Prandtlovo číslo Pr udává podobnost mezi rychlostním a teplotním polem. Součinitel přestupu tepla α lze vyjádřit ze vztahu pro Nusseltovo číslo

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda}, \quad (1.6)$$

kde L je charakteristický rozměr a λ tepelná vodivost tekutiny. V literatuře můžeme dohledat spoustu korelačních vztahů, které s relativně dobrou přesností určují Nusseltovo číslo při nucené konvekci pro konkrétní geometrii. Korelace uvažující vliv vztlačových sil však v mnoha případech vykazují velké odchylky a při návrhu aparátů se jimi nelze spolehlivě řídit.

2 TEORETICKÉ PŘEDPOKLADY

S rozvojem počítačů a zvýšením jejich výpočetního výkonu se v poslední době rozšířila také možnost využití numerické analýzy k řešení složitých fyzikálních problémů v oblasti dynamiky tekutin. Takzvaná CFD analýza (computational fluid dynamics analysis) je nejčastěji založena na řešení základních transportních rovnic přenosu hybnosti, tepla a hmoty metodou konečných objemů. Jedním z rozšířených softwarů pro matematické simulace proudění tekutin je ANSYS Fluent.

Často diskutovaným tématem bývá přesnost numerického řešení v porovnání s výsledky získanými experimentálně. Je zřejmé, že numerická analýza zatím není schopná plně nahradit fyzikální experimenty. Přesným nastavením problému a výpočetní metody však lze v některých případech získat výsledky, které jsou prakticky srovnatelné s experimentálně naměřenými hodnotami. Výhody CFD analýzy spočívají především v úspoře času a peněz oproti běžným experimentálním postupům. S její pomocí lze snadno provádět parametrické studie a široké uplatnění najde při řešení optimalizačních úloh.

2.1 Základní transportní rovnice

Fyzikální princip přenosu hybnosti, tepla a hmoty vychází z obecné bilance popsané následujícím způsobem.

$$\begin{bmatrix} \text{Rychlost} \\ \text{akumulace} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{Rychlost} \\ \text{přívodu} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \text{Rychlost} \\ \text{odvodu} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \text{Rychlost} \\ \text{vzniku} \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

Bilanci hmoty v homogenní tekutině popisuje rovnice kontinuity, kterou pro nestlačitelné tekutiny můžeme napsat ve tvaru

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (2.2)$$

kde \vec{u} je vektor rychlosti. V kartézských souřadnicích můžeme tuto rovnici rozepsat jako

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0. \quad (2.3)$$

Bilance hybnosti je popsána pomocí Navier-Stokesovy rovnice, kterou dostaneme dosazením Newtonova zákona vazkého tření do Cauchyho rovnice, což je základní rovnice dynamiky tekutin. Navier-Stokesovu rovnici můžeme tedy vyjádřit ve tvaru

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} \right) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \rho \vec{f}. \quad (2.4)$$

Členy na levé straně této rovnice představují setrvačné síly, zatímco členy na pravé straně reprezentují tlakové, třecí a vnější objemové síly.

Bilanci energie neboli konvektivně konduktivní tepelný tok pro nestlačitelné tekutiny popisuje Fourier-Kirchhoffova rovnice.

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla T \right) = \lambda \nabla^2 T + \vec{\tau} : \vec{\Delta} + \dot{Q}^{(g)} \quad (2.5)$$

Členy na levé straně v tomto případě vyjadřují akumulaci a konvektivní přívod entalpie.

Člen $\lambda \nabla^2 T$ je zodpovědný za konduktivní přívod entalpie, $\vec{\tau} : \vec{\Delta}$ představuje disipaci mechanické energie, kde $\vec{\tau}$ je tenzor dynamických napětí a $\vec{\Delta}$ je tenzor rychlosti deformace. Poslední člen na pravé straně pak reprezentuje vnitřní objemový zdroj tepla.

2.2 Inspekční analýza

Základní transportní rovnice jsou parciální diferenciální rovnice druhého řádu a jejich analytické řešení bývá často velmi náročné ne-li nemožné. V takových případech je alespoň snahou najít vzájemnou závislost parametrů pro geometricky podobné systémy bez ohledu na velikost systému, což by umožnilo snížení počtu proměnných a tím zjednodušení např. numerického řešení nebo experimentálního popisu problému. K tomu můžeme využít tzv. inspekční analýzu.

Inspekční analýza nám umožňuje přepsat bilanční rovnice do bezrozměrného tvaru zavedením bezrozměrných proměnných a získat tak řešení pro geometricky podobné systémy na základě analýzy přenosových rovnic, popisujících daný fyzikální problém. Například Navier-Stokesova rovnice při obtékání koule pro stacionární stav se zanedbáním objemových sil po úpravě vypadá takto (Šesták a Rieger, 1993)

$$\text{Re } \vec{u}^* \cdot \nabla^* \vec{u}^* = -\nabla^* p^* + \nabla^{*2} \vec{u}^*. \quad (2.6)$$

Index * zde označuje bezrozměrné členy. Bezrozměrná rychlost u^* je definována jako podíl rychlosti na povrchu tělesa a rychlosti ve volném proudu kapaliny daleko od povrchu.

$$u^* = \frac{u}{u_\infty} \quad (2.7)$$

Podobně je tomu u bezrozměrného nabra operátoru ∇^* a tlaku p^* .

$$\nabla^* = D \nabla \quad (2.8)$$

$$p^* = \frac{pD}{\mu u_\infty} \quad (2.9)$$

Proměnná D představuje charakteristický rozměr, v tomto případě průměr koule, μ je dynamická viskozita. Zároveň zde také vystupuje Reynoldsovo číslo definované jako

$$\text{Re} = \frac{u_\infty D \rho}{\mu}, \quad (2.10)$$

které vyjadřuje poměr setrvačných a vazkých sil.

2.3 Okrajové podmínky

Při výpočtu teplotního pole pomocí Fourier-Kirchhoffovy rovnice je nutné stanovit systém okrajových podmínek. Existuje několik druhů okrajových podmínek. V případě, že se jedná o nestacionární úlohu, musíme připojit ještě počáteční podmínku. Pro ni nejčastěji volíme teplotu v čase $t = 0$.

$$T|_{t=0} = T_0 = \text{konst.} \quad (2.11)$$

Okrajová podmínka prvního druhu říká, že známe řešení rovnice v daném místě, tzn. víme, jaká je teplota např. na povrchu stěny.

$$T|_{x=0} = T_s = \text{konst.} \quad (2.12)$$

Okrajová podmínka druhého druhu určuje hodnotu toku v daném místě, tj. například hodnotu tepelného toku. Ta může být buďto konstantní, nebo funkcí času.

$$q_x|_{x=0} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}|_{x=0} = q_0(t) \quad (2.13)$$

V případě dokonale izolovaného povrchu platí

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0. \quad (2.14)$$

Okrajová podmínka třetího druhu je podmínkou spojitosti tepelných toků neboli, teplo přivedené tělesu kondukcí musí být z tělesa odvedeno konvekcí.

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x}|_{x=0} = \alpha(T|_{x=0} - T_f) \quad (2.15)$$

Okrajová podmínka čtvrtého druhu je podmínkou spojitosti tepelných toků či teplotních polí na kontaktu konduktivních prostředí. V případě dokonalého kontaktu můžeme psát

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x}|_{x=H} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x}|_{x=H}, \quad (2.16)$$

$$T_1|_{x=H} = T_2|_{x=H}. \quad (2.17)$$

Při nedokonalém styku ploch se stanovuje přídatný kontaktní tepelný odpor, respektive skoková změna teploty ΔT . Okrajová podmínka pátého druhu se používá pro látky s fázovou přeměnou na povrchu.

3 LITERÁRNÍ REŠERŠE

Literární rešerše je zaměřena na teoretické, numerické a experimentální přístupy při studiu nucené, přirozené a smíšené konvekce v přímých proudovodech. Efekt přirozené konvekce při nuceném proudění se rozlišuje podle směru působení vztlakových sil. Zatímco při konvekci ve vertikální trubce vztlakové síly působí rovnoběžně se směrem proudění tekutiny, u horizontální trubky jsou na něj kolmé. Na rozdíl od nucené konvekce případy smíšené konvekce zatím nebyly příliš prozkoumány z důvodu nedostatku praktického využití. Tato problematika je tak stále předmětem aktivního výzkumu především v oblasti plochých solárních kolektorů, jaderných reaktorů či tepelných výměníků (Chae a Chung, 2014).

3.1 Nucená konvekce v přímých proudovodech

Efekt nucené konvekce má význam hlavně v oblasti turbulentního proudění, kde je vliv vztlakových sil zanedbatelný. Přestup tepla je zde oproti oblasti laminárního proudění intenzivnější z důvodu většího promíchávání média. V porovnání s přirozenou konvekcí dosahuje nucená konvekce vyšší intenzity přestupu tepla, a proto nachází široké uplatnění v celé řadě průmyslových aparátů.

Experimentální a numerickou analýzu nucené konvekce v oblasti turbulentního proudění představili ve své práci Kummitha a Pandey (2015). Ti zkoumali rozložení teplotního a rychlostního pole vzduchu proudícího horizontálně umístěnou trubkou ohřívanou z vnějšku konstantním tepelným tokem. Numerickou simulaci provedli v programu FLUENT 6.3 a ke stanovení součinitele přestupu tepla na stěně trubky použili Dittus-Boelterovu explicitní korelaci

$$\alpha = 0.023\text{Re}^{0.8}\text{Pr}^{0.4} \left(\frac{\lambda}{0.032} \right), \quad (3.1)$$

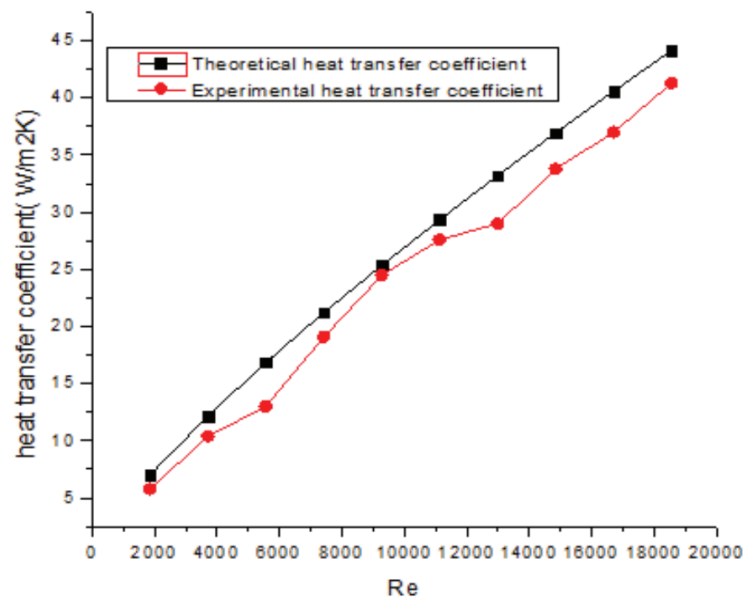
kde λ je součinitel tepelné vodivosti a bezrozměrná čísla Re a Pr jsou vyjádřena jako

$$\text{Re} = \frac{uD}{\nu}, \quad (3.2)$$

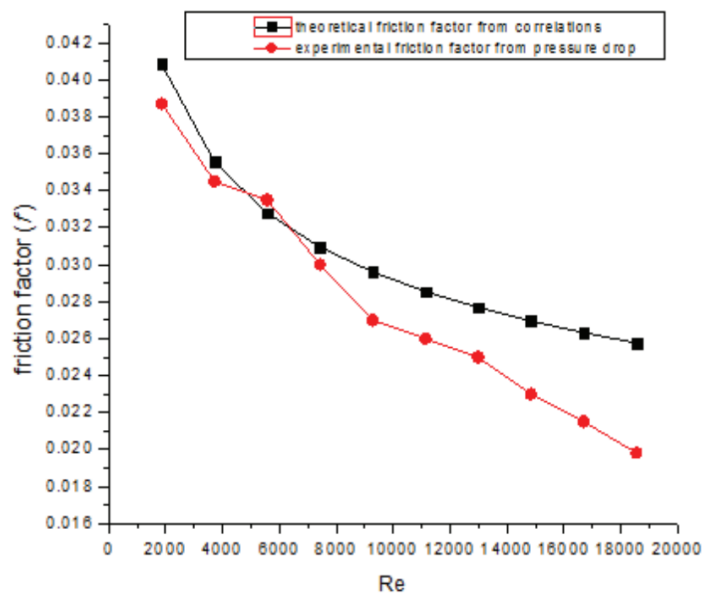
$$\text{Pr} = \frac{\mu c_p}{\lambda}. \quad (3.3)$$

V rovnici (3.2) představuje u rychlost proudění, D průměr potrubí a ν kinematickou viskozitu. V rovnici (3.3) je μ dynamická viskozita a c_p měrná tepelná kapacita. Díky tomu, že se jedná o symetrickou úlohu, byla zvolena 2D geometrie za účelem snížení výpočetního času. Okrajové podmínky na vstupu a na výstupu byly nastaveny jako

velocity inlet a pressure outlet, rychlosti proudění se pohybovaly v rozmezí od 1 m/s do 10 m/s ($Re = 2000 \div 20000$). Experimentální a teoretické výsledky studie jsou porovnány v následujících grafech na obr. 2 a obr. 3. Z nich je patrné, že součinitel přestupu tepla se zvyšuje s rostoucím Reynoldsovým číslem. To znamená, že přestup tepla je intenzivnější s tím, jak dochází k větší tvorbě vírů a silnějšímu promíchávání proudu. Navíc se zvyšujícím se Reynoldsovým číslem se zmenšuje tloušťka teplotní mezní vrstvy, která brání přestupu tepla. Třecí součinitel na povrchu trubky s rostoucím Reynoldsovým číslem rovněž klesá.



obr. 2: Závislost součinitele přestupu tepla na Re (Kummitha a Pandey, 2015)



obr. 3: Závislost třecího součinitele na Re (Kummitha a Pandey, 2015)

Autoři dále uvádějí, že z použitých výpočtových modelů pro simulaci turbulence dává nejpřesnější výsledek model Realizable k-epsilon se zjemněnou sítí podél stěny.

V oblasti turbulentního režimu proudění uvnitř kruhové trubky se v literatuře často setkáme také s Colburnovou korelací Nusseltova čísla.

$$Nu = 0.023Re^{0.8}Pr^{1/3} \quad (3.4)$$

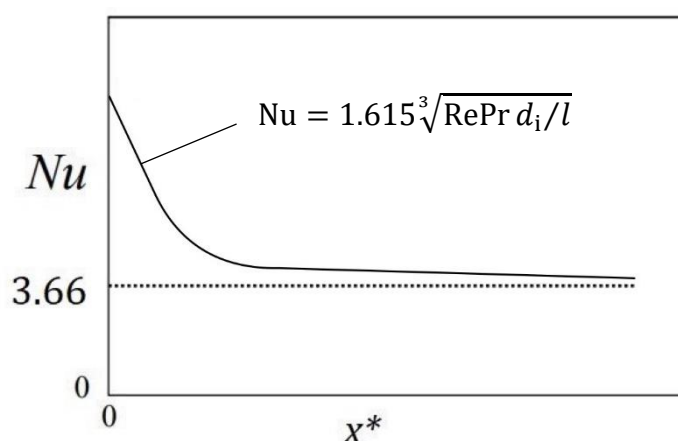
Korelace jako je tato nebo Dittus-Boelterova (3.1) ale vykazují vysokou míru chybovosti. Přesnější hodnoty udává např. rovnice (3.5) (Gnielinski, 1976) použitelná v rozmezí $10^4 \leq Re \leq 10^6$; $0,1 \leq Pr \leq 1000$; $d_i/l \leq 1$.

$$Nu = \frac{(\xi/8)RePr}{1+12.7\sqrt{\xi/8}(Pr^{2/3}-1)} [1 + (d_i/l)^{2/3}], \quad (3.5)$$

kde d_i/l je poměr průměru ku délce trubky a součinitel třecích ztrát ξ lze získat ze vztahu (3.6), který odvodil Konakov (1946) pro hydraulicky hladké trubky.

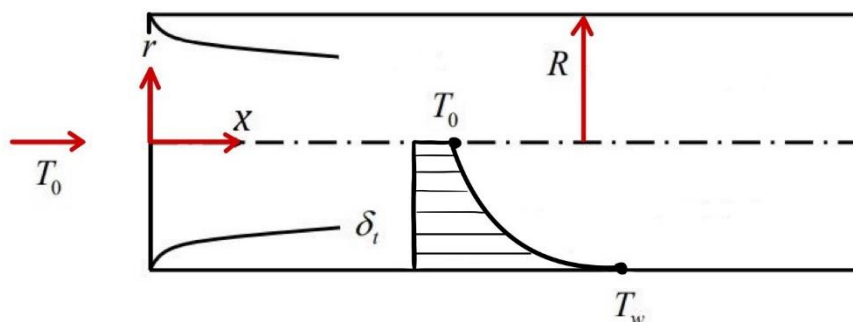
$$\xi = (1.8 \log Re - 1.5)^{-2} \quad (3.6)$$

V oblasti laminárního režimu řešíme tzv. Graetz-Nusseltovu úlohu. Jedná se o případ ustáleného proudění v trubce, která je ohřívána konstantní teplotou T_w , přičemž tekutina na vstupu do trubky má teplotu T_0 . Z řešení tohoto problému, které odvodil roku 1885 Leo Graetz a později v roce 1910 také Wilhelm Nusselt vyplývá, že pro dlouhé trubky, kdy bezrozměrná délka $x^* = \frac{l/d_i}{RePr} \rightarrow \infty$, se Nusseltovo číslo limitně blíží hodnotě 3,66, jak je znázorněno na obr. 4.



obr. 4: Závislost Nusseltova čísla na bezrozměrné délce x^*

Zjednodušené řešení pro krátké trubky představil v roce 1928 francouzský inženýr André Lévêque, jenž sestavil formulaci charakterizující přestup tepla v blízkosti stěny v tzv. teplotní mezní vrstvě. V této fiktivní vrstvě předpokládáme přenos tepla pouze vedením a její tloušťku, která postupně podél stěny narůstá označujeme symbolem δ_t viz obr. 5.



obr. 5: Lévêquova aproximace – schéma

Výsledná Lévêquova asymptota střední hodnoty Nusseltova čísla pro trubku o délce l a vnitřním průměru d_i pro $x^* = \frac{l/d_i}{\text{RePr}} \rightarrow 0$ je

$$\text{Nu} = 1.615^3 \sqrt{\text{RePr } d_i/l}. \quad (3.7)$$

V celém rozsahu $0 \leq x^* \leq \infty$ pak můžeme použít např. Hausenovu korelaci (3.8) (Ebdian a Dong, 1998), nebo Gnielinskiho korelaci (3.9) (Gnielinski, 1989), jejíž odchylka od numericky stanovených hodnot podle Shaha a Londona (1978) by neměla být vyšší než 1 % v celém rozsahu $0 < \text{RePr } d_i/l < \infty$, jak uvádí Heat Atlas (2010).

$$\text{Nu} = 3.66 + \frac{0.0668}{x^{*1/3}(0.04+x^{*2/3})} \quad (3.8)$$

$$\text{Nu} = \left[3.66^3 + 0.7^3 + \left(1.615^3 \sqrt{\text{RePr } d_i/l} - 0.7 \right)^3 \right]^{1/3} \quad (3.9)$$

Obdobné řešení dostaneme i pro případ okrajové podmínky druhého druhu, tedy konstantního tepelného toku. Na rozdíl od podmínky konstantní teploty se limitní hodnota Nusseltova čísla pro dlouhé trubky v tomto případě blíží hodnotě 4,36. Lokální hodnotu Nusseltova čísla v celém rozsahu $0 \leq x^* \leq \infty$ je možno získat podle upravené Gnielinskiho korelace (Heat Atlas, 2010)

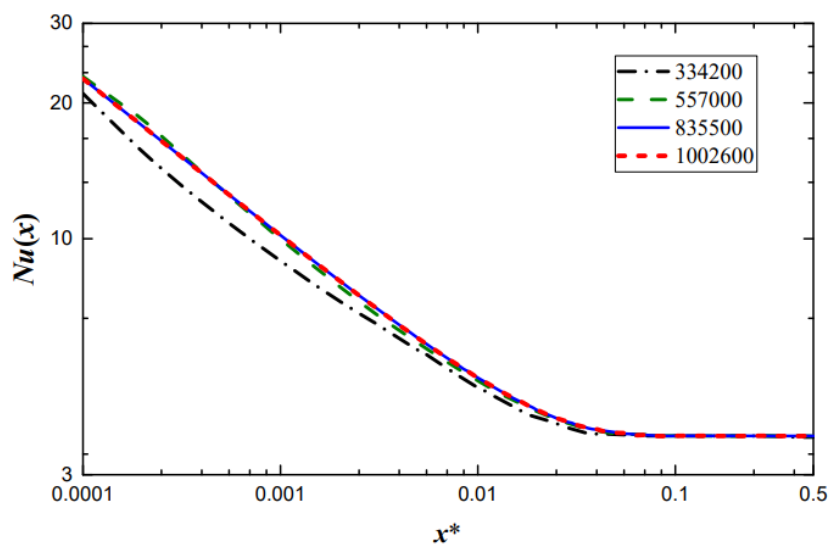
$$\text{Nu} = \left[4.354^3 + 1 + \left(1.302^3 \sqrt{\text{RePr } d_i/l} - 1 \right)^3 \right]^{1/3}, \quad (3.10)$$

kde člen $1.302\sqrt[3]{\text{RePr}d_i/l}$ představuje asymptotické chování pro krátké trubky. Limitní hodnotu Nusseltova čísla v oblasti dlouhých trubek pro mocninové kapaliny můžeme určit pomocí korelace, kterou prezentovali Pigford (1955) a Mizushina et al. (1967)

$$\text{Nu}_\infty = 4.36 \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^{1/3}, \quad (3.11)$$

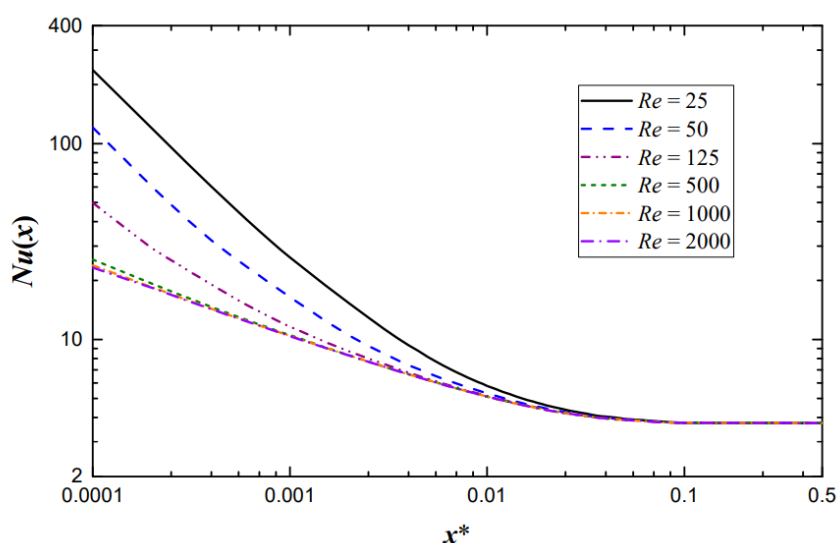
kde n je index toku tekutiny. Její přesnost činí 1,1 % v rozsahu $n \in \langle 0,25; 1 \rangle$ a 3 % pro $n = 0,1$, jak uvádí Joshi (1978).

Nucenou konvekci v laminární oblasti proudění studovali Su et al. (2019), kteří zkoumali přestup tepla uvnitř úzkých kanálků ve tvaru elipsy. Jejich cílem bylo zjistit, jaký vliv mají rozdílné velikosti Reynoldsova čísla a poměru výšky a šířky kanálu na součinitel přestupu tepla. Závěrem stanovili empirickou korelaci Nusseltova čísla popisujícího jejich experiment a vztah pro délku potřebnou k úplnému vyvinutí teplotního profilu v kanálu. Reynoldsova čísla volili v rozsahu 25 až 2000 a poměr výšky a šířky kanálu v rozsahu 0,2 až 1. CFD analýza byla provedena v programu FLUENT 6.3 s okrajovou podmínkou konstantní teploty na stěně 300 K. Teplota proudu na vstupu do kanálu činila 290 K. K výpočtu použili metodu „SIMPLE“ a „The second-order upwind“, reziduální odchylky rovnice kontinuity a hybnosti byly nižší než $1 \cdot 10^{-9}$ a rovnice energetické bilance menší než $1 \cdot 10^{-15}$. Test citlivosti sítě byl proveden na kruhovém kanálu (speciální případ eliptického kanálu) s $\text{Re} = 2000$ o různých počtech elementů. Efekt velikosti sítě na Nusseltově čísla je patrný z obr. 6.



obr. 6: Závislost Nusseltova čísla na bezrozměrné délce pro různé velikosti sítě (Su et al., 2019)

Pro numerickou analýzu byla zvolena síť o 835 500 elementech, jejíž odchylka od nejjemnější sítě je menší než 0,26 %. Závislost Nusseltova čísla na bezrozměrné délce pro danou síť byla následně srovnána s Gnielinskiho korelací Nusseltova čísla (3.9). Odchylka v tomto případě činila 1,5 %, čímž došlo k ověření správnosti použitého numerického simulačního modelu. Graf na obr. 7 ukazuje, že Nusseltovo číslo na vstupu kanálu silně závisí na velikosti Reynoldsova čísla, jehož vliv se s narůstající bezrozměrnou délkou x^* postupně snižuje. Zároveň je patrné, že efekt Reynoldsova čísla na lokálním Nusseltově čísle od hodnot větších než $Re = 500$ téměř vymizí.



obr. 7: Závislost Nusseltova čísla na bezrozměrné délce pro různá Reynoldsova čísla (Su et al., 2019)

Z dalších závěrů práce vyplývá, že vliv poměru šířky a výšky kanálu ε na Nusseltově čísle je pouze minimální. Největší efekt byl pozorován v přechodové oblasti, kde Nusseltovo číslo mírně narůstá s tím, jak ε klesá. Představená korelace Nusseltova čísla (3.12), (3.13) popisuje experimentální data s přesností $\pm 3,1$ % pro $Re > 500$ v délce $0,0001 < x^* < 0,5$. Hodnoty konstant použitých v rovnicích jsou pro jednotlivé případy zobrazeny v tab. 1.

$$(\text{Nu})_{x^* \rightarrow 0} = C(x^*)^n \quad (3.12)$$

$$\text{Nu}(x) \cong \{[(\text{Nu})_{x^* \rightarrow 0}]^N + [(\text{Nu})_{x^* \rightarrow \infty}]^{N-0.03}\}^{1/N} \quad (3.13)$$

tab. 1: Konstanty pro rovnice (3.12) a (3.13) (Su et al., 2019)

Aspect Ratio	Re = 500		Re = 1000		Re = 2000	
	C	N	C	N	C	N
$\varepsilon = 0.2$	0.794	2.60	0.920	2.80	0.955	2.80
$\varepsilon = 0.33$	0.785	3.00	0.900	3.24	0.944	3.24
$\varepsilon = 0.5$	0.776	3.40	0.887	3.80	0.927	3.80
$\varepsilon = 0.75$	0.759	3.80	0.883	4.78	0.916	4.78
$\varepsilon = 1$	0.753	3.80	0.879	4.78	0.902	4.78
n	-0.379		-0.357		-0.350	

Na základě výsledků je jasné, že k nejintenzivnějšímu přestupu tepla dochází ve vstupní oblasti kanálu a dále s narůstající teplotní mezní vrstvou intenzita klesá. To vede ke snahám o nalezení efektivních způsobů, jak tuto vrstvu podél kanálu opakovaně narušovat a docílit tak lepší účinnosti tepelných výměníků a jiných průmyslových aparátů. Délku potřebnou k úplnému vyvinutí teplotního profilu v kanálu L_{th}^* autoři článku definovali jako

$$L_{th}^* = \frac{L_{th}}{D_h Re Pr}, \quad (3.14)$$

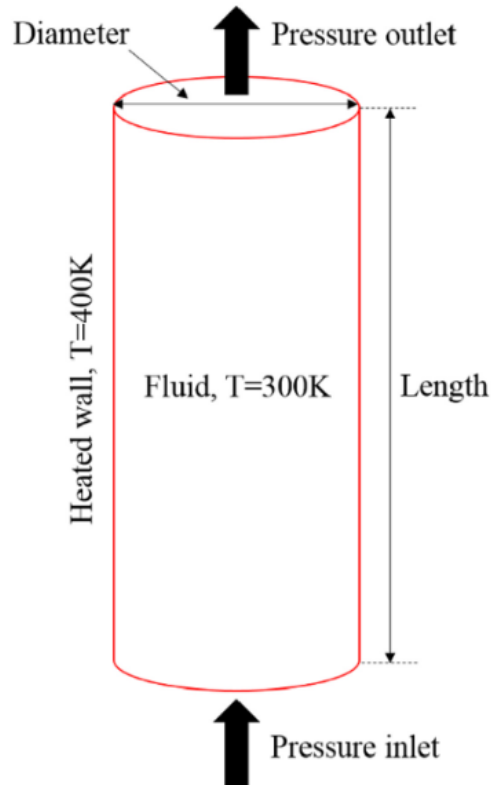
$$L_{th}^* = -0.1514 + 0.09621 \ln \varepsilon + 0.1852 \varepsilon^{-0.5}. \quad (3.15)$$

Rovnice je platná v rozsahu $50 \leq Re \leq 2000$ a $0,2 \leq \varepsilon \leq 1$ a popisuje numerický model s přesností $\pm 5,4$ %.

3.2 Přirozená konvekce v přímých proudovodech

Přirozená konvekce uvnitř potrubí je přítomna v mnoha inženýrských aplikacích, jejího efektu se běžně využívá v zařízeních, jako jsou odparky, ale i v chladících systémech jaderných reaktorů. Těm se mimo jiné v poslední dekádě dostalo větší pozornosti kvůli havárii jaderné elektrárny Fukušima. Problematice přestupu tepla uvnitř otevřené svíslé trubky se uceleně věnuje článek autorů Ohk a Chung (2017).

Autoři ve své práci použili numerické a experimentální metody k zjištění závislosti teplotního a rychlostního pole na délce a průměru potrubí a velikosti Prandtlova čísla. Výsledkem bylo stanovení korelace Nusseltova čísla respektující vliv vztlakových sil a komínového efektu uvnitř potrubí. Numerickou analýzu provedli pomocí programu FLUENT 6.3 v rozmezí délek potrubí od 0,2 m do 1,0 m odpovídajících Grashoffovu číslu od $3,4 \cdot 10^8$ do $4,2 \cdot 10^{10}$. Průměry potrubí se pohybovaly od 0,003 m do 0,03 m a Prandtlovo číslo bylo 2 014; 20; 1 a 0,7. Na obr. 8 je schéma použitého simulačního modelu.

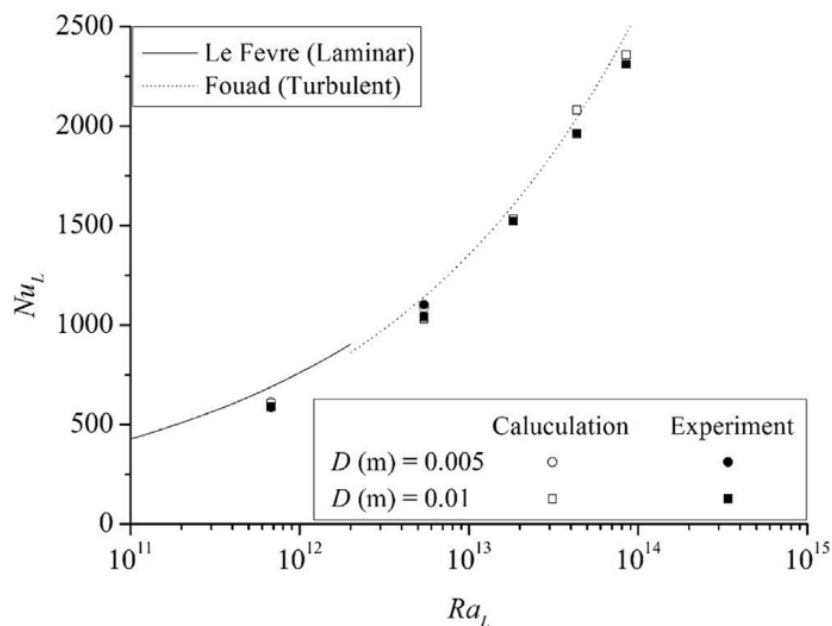


obr. 8: Simulační model (Ohk a Chung, 2017)

Okrajová podmínka na vstupu i na výstupu byla nastavena jako pressure inlet/outlet. Teplota stěny byla udržována na 400 K a teplota proudu na 300 K. V experimentu bylo využito analogie mezi přenosem tepla a hmoty za pomoci elektrolytické lázně $\text{CuSO}_4 - \text{H}_2\text{SO}_4$ (Park a Chung, 2016). Výpočty byly provedeny jak pro laminární, tak pro turbulentní proudění. Výsledky numerického a experimentálního řešení byly následně porovnány s korelacemi Nusseltova čísla (3.16) a (3.17) pro přirozenou konvekci na svislé stěně viz Le Fevre (1956) a Fouad (1960).

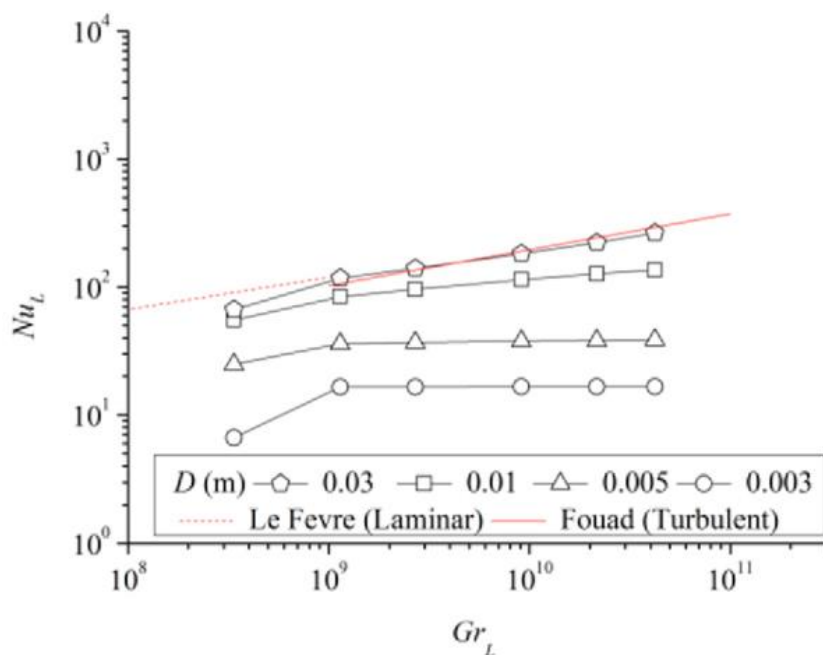
$$\text{Nu}_L = 0.67(\text{Gr}_L\text{Pr})^{0.25} \text{ pro } \text{Gr}_L < 10^9 \text{ (laminární)} \quad (3.16)$$

$$\text{Nu}_L = 0.31(\text{Gr}_L\text{Pr})^{0.28} \text{ pro } \text{Gr}_L > 10^9 \text{ (turbulentní)} \quad (3.17)$$



obr. 9: Porovnání experimentu a numerického výpočtu s korelacemi – závislost Nu na Ra (Ohk a Chung, 2017)

Z prezentovaných výsledků vyplývá, že konvektivní přestup tepla v trubkách většího průměru odpovídá přibližně výsledkům na svislé stěně viz obr. 9. Se zmenšujícím se průměrem potrubí je však přestup tepla postupně více ovlivňován narůstající teplotní mezní vrstvou, která způsobí pokles Nusseltova čísla, jak ukazuje obr. 10.



obr. 10: Porovnání experimentu a numerického výpočtu s korelacemi – závislost Nu na Gr (Ohk a Chung, 2017)

Ze získaných dat byla odvozena následující korelace Nusseltova čísla, která v sobě zahrnuje parametr L/D a je platná v rozmezí $3,3 \cdot 10^8 \leq Gr_L \leq 4,2 \cdot 10^{11}$; $0,7 \leq Pr \leq 20$; $20 \leq L/D \leq 300$.

$$Nu_L = 0.39Gr_L^{0.52}Pr^{0.7}(L/D)^{-1.5} \quad (3.18)$$

Odchylka numerického řešení od experimentu činila 3 % pro laminární a 8 % pro turbulentní režim proudění.

Pro přirozenou konvekci na svislé stěně uvádí Heat Atlas (2010) Churchillovu a Chuovu rovnici ve tvaru

$$Nu = \left\{ \frac{0.825 + 0.387Ra^{1/6}}{[1 + (0.492/Pr)^{9/16}]^{8/27}} \right\}^2, \quad (3.19)$$

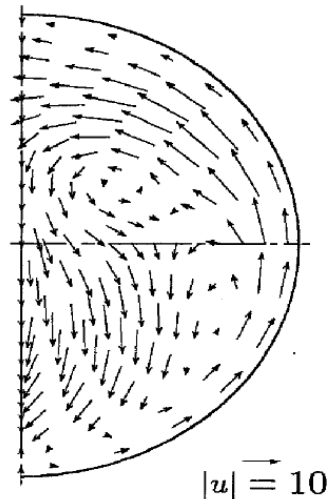
kde Ra je Rayleighovo číslo definované jako

$$Ra = GrPr. \quad (3.20)$$

Rovnice je platná v rozmezí $0 < Pr < \infty$ a $0 < Ra < 10^{12}$.

3.3 Smíšená konvekce v přímých proudovodech

Smíšená konvekce v horizontálním přímém potrubí s konstantní teplotou na stěně je charakterizována primárním prouděním, které je způsobeno vnějšími silami (např. čerpadlem) a sekundárním prouděním vzniklým působením vnitřních sil, tedy změnou hustoty tekutiny s teplotou. Sekundární proudění působí kolmo na primární proud a zintenzivňuje přestup tepla. Jeho růst je největší ve vstupní oblasti a postupně klesá, jak se v potrubí vyrovnává teplotní profil. Na obr. 11 je vidět, jak tekutina stoupá vzhůru podél ohříváných stěn, zatímco studenější část proudu je vytlačována středem dolů. To vede k narušení symetrie parabolického rychlostního profilu, jehož vrchol se přesune do spodní části trubky.



obr. 11: Vektory rychlosti sekundárního proudění při smíšené konvekci v horizontální trubce pro $Pr = 0,025$ ($Pe = 2,5$), $Ra = 500$ (Wang et al., 1993)

Existuje mnoho vědeckých článků, které se touto problematikou zabývají, většinou jde však o experimenty staršího data nebo numerické simulace pro případy s omezenou délkou a průměrem potrubí. Depew a August (1972) ve své práci shromáždili veškeré publikace věnující se tomuto tématu a sestavili korelaci Nusseltova čísla (3.21), která odpovídá do té doby dostupným experimentálním datům s odchylkou $\pm 40\%$.

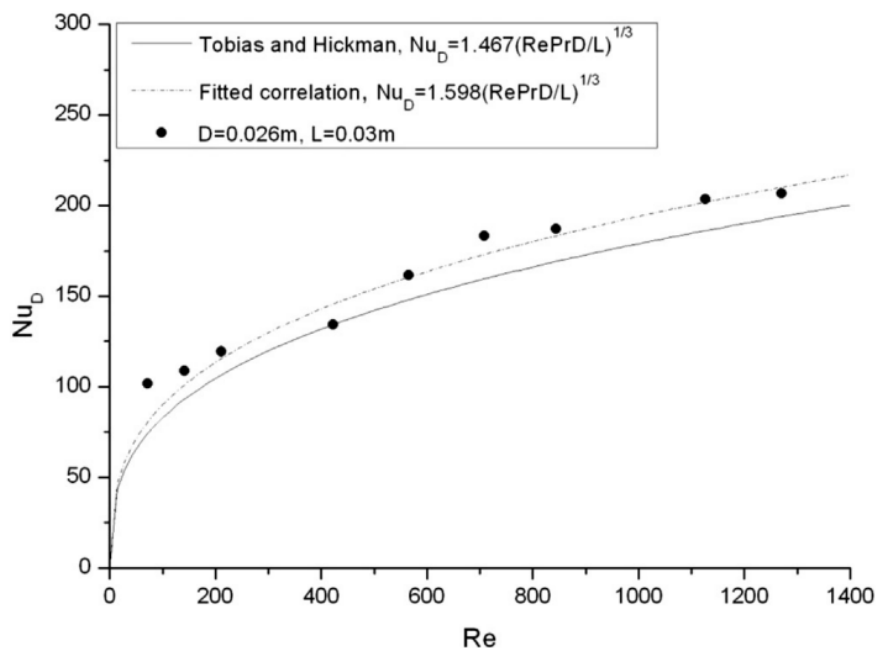
$$Nu = 1.75 \left[Gz + 0.12(GzGr^{1/3}Pr^{0.36})^{0.88} \right]^{1/3} \quad (3.21)$$

Další autoři se později pokusili výsledky zpřesnit, jako například Hieber (1981) nebo Shome a Jensen (1994). V posledních letech se touto oblastí zabývali také Chae a Chung (2014).

Ti ve své práci použili experimentální a numerické metody, ke zkoumání smíšené konvekce a stanovení semiempirického vztlakového koeficientu. V experimentu opět využili analogii mezi přenosem tepla a hmoty pomocí elektrolytické lázně $CuSO_4 - H_2SO_4$ (Park a Chung, 2016). Nejdříve provedli měření pro nucenou konvekci a výsledky srovnali s korelací (3.22) viz Tobias a Hickman (1965). Následně sestavili novou korelaci (3.23), která lépe vystihuje jejich naměřená data.

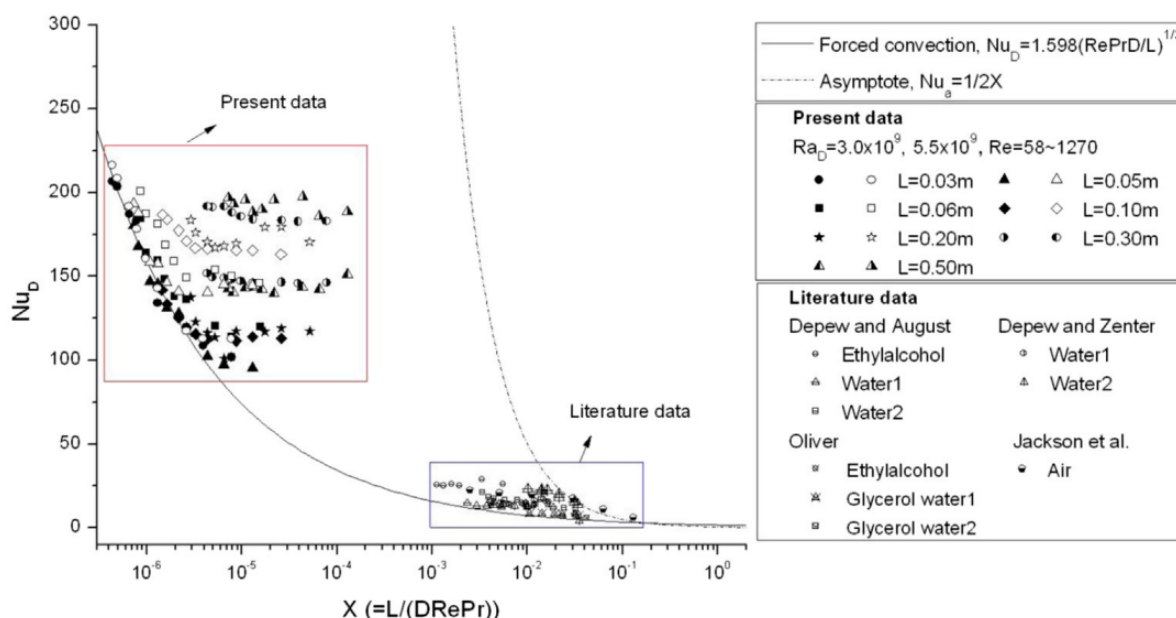
$$Nu_D = 1.467(RePr D/L)^{1/3} \quad (3.22)$$

$$Nu_D = 1.598(RePr D/L)^{1/3} \quad (3.23)$$



obr. 12: Srovnání experimentálních dat s Tobiasovou a Hickmanovou korelací (Chae a Chung, 2014)

Z obr. 12 je patrné, že naměřená data vykazují vyšší hodnoty Nusseltova čísla v celém rozsahu Re. To je pravděpodobně způsobeno krátkou délkou trubky (1 m), na níž byl experiment vyhodnocován. Odchylka od Tobiasovy a Hickmanovy korelace činí 10,9 %.



obr. 13: Porovnání závislosti Nusseltova čísla na bezrozměrné délce X prezentovaného experimentu a dat z literatury korelací (Chae a Chung, 2014)

Graf na obr. 13 vykresluje závislost Nusseltova čísla na bezrozměrné délce X . Data prezentovaného experimentu se nachází v jiném rozsahu než data v dostupné literatuře, odpovídají však teorii smíšené konvekce a leží mezi Graetzovým řešením pro nucenou konvekci a asymptotickým řešením přirozené konvekce (Ou a Cheng, 1977). Z výsledků prezentované studie plyne, že Nusseltovo číslo pro malé hodnoty bezrozměrné délky X se dobře shoduje s korelací pro nucenou konvekci (3.23). S narůstajícím X již můžeme pozorovat vliv vztlkových sil a Nusseltovu číslu odpovídají vyšší hodnoty než pro nucenou konvekci. Semiempirický vztah pro vztlkový koeficient B_0 (3.24) autoři stanovili využitím Tobiasovy a Hickmanovy korelace Nusseltova čísla (3.25) a korelace Nusseltova čísla pro přirozenou konvekci (3.26) viz Sarac a Korkut (1999) na základě principu, jenž ve své práci uvedl Jackson et al. (1961).

$$B_0 \sim \frac{Nu_n}{Nu_f} \sim \frac{(Gr_D Pr)^{1/4}}{(Re Pr)^{1/3}} = [Gr_D / (Re^{4/3} Pr^{1/3})]^{1/4} \quad (3.24)$$

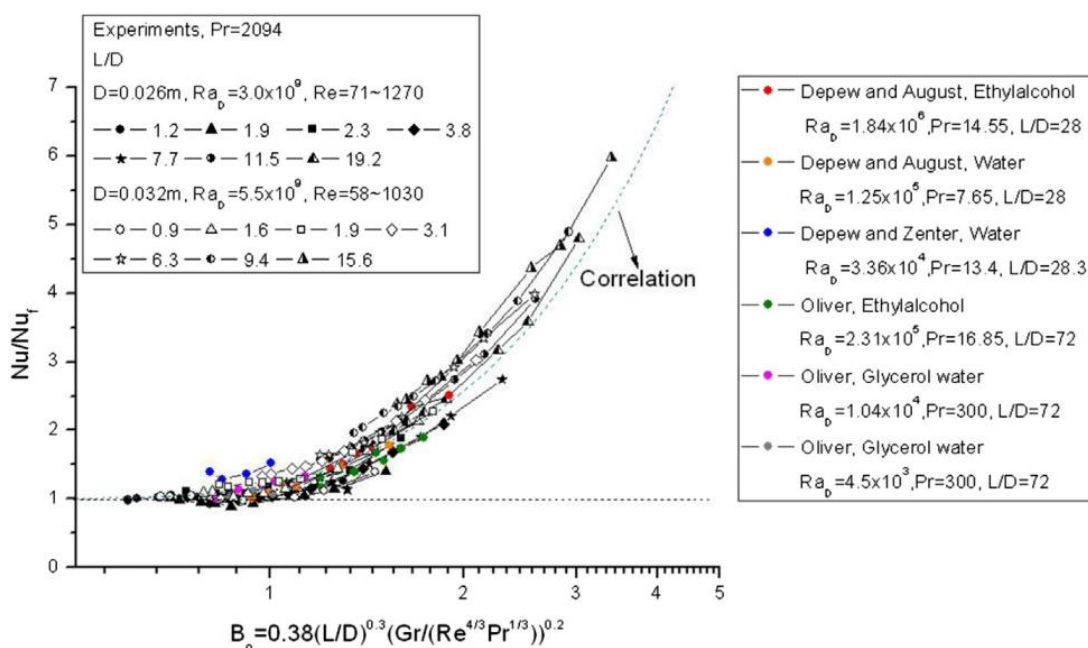
$$\text{Nucená konvekce:} \quad Nu_f = 1.467(Re Pr D/L)^{1/3} \quad (3.25)$$

$$\text{Přirozená konvekce:} \quad Nu_n = 0.703(Gr_D Pr)^{1/4} \quad (3.26)$$

Po následných úpravách a zahrnutí vlivu L/D dospěli k finální rovnici ve tvaru

$$Nu_m / Nu_f = \left[1 + 0.38(L/D)^{1.5} \left(\frac{Gr}{Re^{4/3} Pr^{1/3}} \right)^{0.27} \right], \quad (3.27)$$

kde Nu_m odpovídá Nusseltovu číslu při smíšené konvekci.

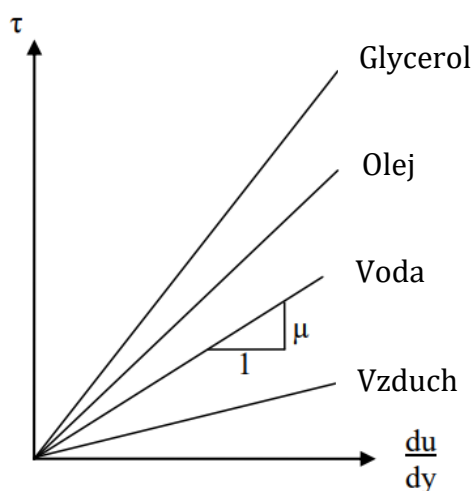


obr. 14: Porovnání odvozené korelace s experimentálními daty této a dalších studií (Chae a Chung, 2014)

Graf na obr. 14 porovnává odvozenou korelaci s jejich měřením a ostatními publikovanými experimenty, přičemž výsledná korelace od těchto dat vykazuje průměrnou odchylku 9,2 %.

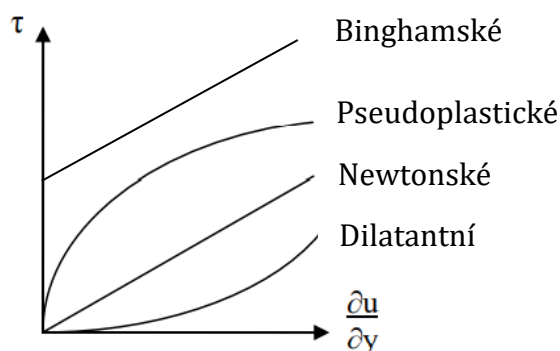
3.4 Neneutonské chování

Až doposud byla řeč pouze o newtonských tekutinách, jejichž dynamická viskozita se nemění s časem a které jsou charakterizovány lineární závislostí smykového napětí na smykové rychlosti viz obr. 15.



obr. 15: Reologické chování newtonských tekutiny (Magallanes, 2010)

Pokud tomu tak není, mluvíme o tzv. neneutonském chování, kde od sebe rozlišujeme látky mocninové (pseudoplastické, dilatantní) a binghamské viz obr. 16.



obr. 16: Reologické chování neneutonských tekutin (Magallanes, 2010)

Takové chování vykazuje například většina kalů, suspenzí či polymerních roztoků a tavenin. Dynamická viskozita v tomto případě není materiálová vlastnost, ale závisí na smykové rychlosti a historii tekutiny. Taveniny polymerů se většinou chovají

viskoelasticky, což znamená, že mají charakter jak tekutin, tak elastických pevných látek. Reynoldsovo číslo u nenewtonských kapalin není stejné jako u newtonských kapalin právě z důvodu proměnlivé viskozity a k jeho určení lze použít následující vztah

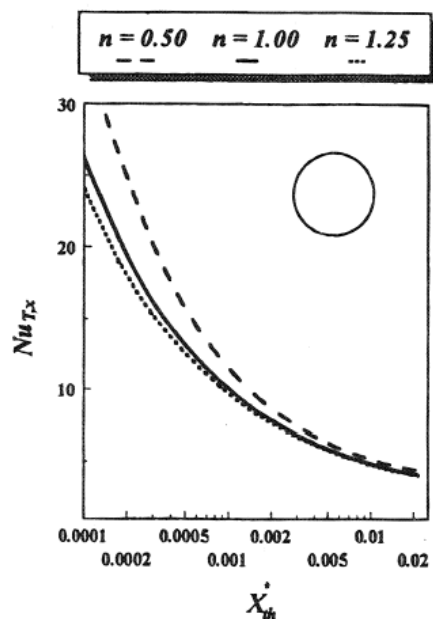
$$\text{Re} = \frac{u^{2-n} D^n \rho}{K}, \quad (3.28)$$

kde u je střední rychlost proudění, D průměr potrubí, ρ hustota, n index toku a K koeficient konzistence.

Elastické chování mírně zvyšuje intenzitu přestupu tepla. Jeho vliv se liší pro různé tvary geometrií. Pro kruhové potrubí můžeme k určení střední hodnoty Nusseltova čísla použít korelaci platnou v oblasti krátkých trubek ($Gz > 33\pi$), kterou publikoval Pigford (1955).

$$\text{Nu} = 1.75[(3n + 1)/4n]^{1/3} Gz^{1/3} \quad (3.29)$$






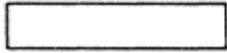
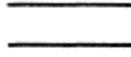





Závislosti Nusseltova čísla na bezrozměrné souřadnici pro různé hodnoty indexů toku při proudění v kruhovém kanálu jsou znázorněna na obr. 17.



obr. 17: Závislost lokální hodnoty Nusseltova čísla na bezrozměrné souřadnici pro jednotlivé indexy toku: $n=0.50$ pseudoplastická, $n=1.00$ newtonská, $n=1.25$ dilatantní (Etemad, 1995)

Data v tab. 2 porovnávají ustálené hodnoty Nusseltova čísla pro jednotlivé druhy geometrií a indexy toku. Výsledky byly získány numericky pro hodnoty $\text{Re} = 500$ a $\text{Pr} = 10$ viz Etemad (1995).

tab. 2: Ustálené hodnoty Nusseltova čísla pro různé geometrie a indexy toku (Etemad, 1995)

Geometry	Nu _T		
	n = 0.50	n = 1.00	n = 1.25
	3.950	3.659	3.590
	3.190	2.979	2.925
	3.270	3.047	2.991
	3.431	3.188	3.129
	3.600	3.388	3.350
	4.922	4.831	4.817
	7.950	7.541	7.442
	3.480	3.318	3.265
	3.206	3.060	3.013
	2.936	2.820	2.789
	2.594	2.503	2.478
	2.409	2.350	2.335

4 NUMERICKÁ ANALÝZA

Cílem této kapitoly je vytvořit funkční CFD model, pomocí kterého by bylo možné sledovat vliv přirozené konvekce na přestup tepla v přímém potrubí kruhového průřezu. Výsledky numerické analýzy budou porovnány s empirickými korelacemi z rešeršní části práce a dále bude navrženo experimentální zařízení, na němž by bylo možné výsledky simulace ověřit v praxi. Veškeré simulace a výpočty jsou prováděny pomocí programů ANSYS Fluent a Matlab.

4.1 Numerický model nucené konvekce

Před samotným řešením modelu smíšené konvekce je v první řadě důležité správně nastavit model konvekce nucené. Řešení nucené konvekce v mé práci vychází z Fourier-Kirchhoffovy rovnice (2.5) se zanedbáním členů reprezentujících disipaci mechanické energie a vnitřní objemový zdroj tepla. Rovnice pak přejde do tvaru

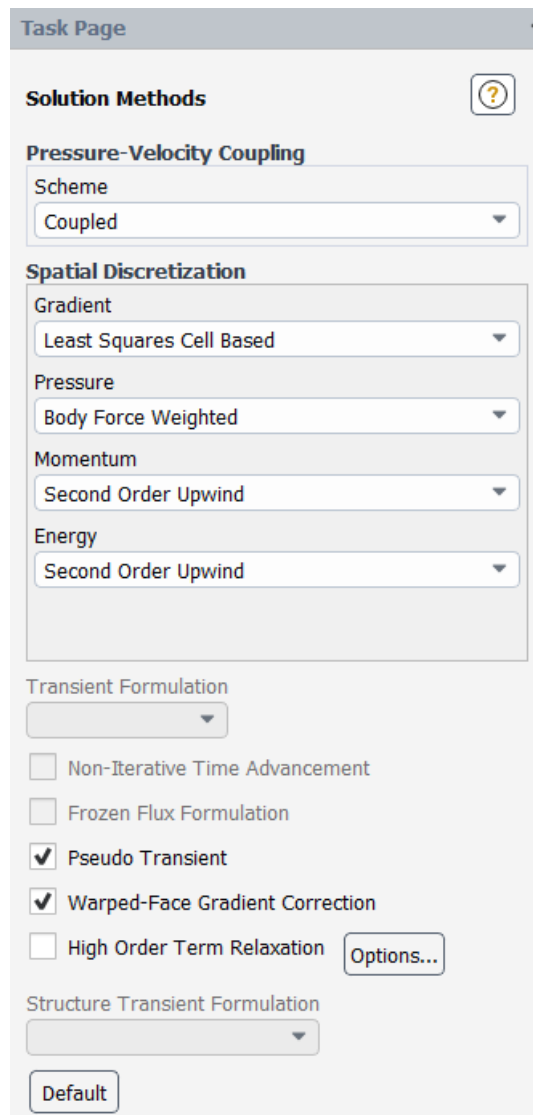
$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla T \right) = \lambda \nabla^2 T. \quad (4.1)$$

Pro veškeré výpočty nucené konvekce byl použit model laminárního proudění „Viscous (Laminar)“, dále bylo nutné aktivovat energetickou rovnici a pro danou problematiku byla zvolena metoda „Coupled“ a „The second-order upwind“. Detailní nastavení v sekci „Methods“ je ukázáno na obr. 18. Okrajovou podmínku na vstupu jsem zároveň nastavil jako „velocity inlet“ a na výstupu jako „pressure outlet“. K zamezení vzniku zpětných toků může být ještě vybrána volba „Prevent Reverse Flow“, ta se však více hodí až při simulaci smíšené konvekce. Pro zajištění plně vyvinutého rychlostního profilu na vstupu do potrubí je potřeba rychlost definovat pomocí funkční závislosti v sekci „Named Expressions“. Plně vyvinutý rychlostní profil pro newtonské tekutiny v oblasti laminárního proudění je parabolický a v kartézském souřadnicovém systému ho můžeme zapsat takto

$$u = u_{\max} \left[1 - \left(\frac{x^2 + y^2}{R^2} \right) \right], \quad (4.2)$$

$$u_{\max} = 2\bar{u}, \quad (4.3)$$

kde R je poloměr potrubí a \bar{u} střední rychlost proudění.



obr. 18: Nastavení výpočetní metody pro nucenou konvekci

4.2 Numerický model smíšené konvekce

Podobně jako v předchozí kapitole jsem postupoval i v případě nastavení modelu smíšené konvekce. Při ní se projevuje vliv přirozené konvekce na nuceném proudění, která je vyvolána změnou hustoty a hnána gravitační silou. Z toho důvodu musí být nejprve v sekci „General“ zaškrtnuto políčko „Gravity“. Pro simulaci smíšené konvekce se běžně používá tzv. Boussinesqova aproximace, která říká, že změna hustoty je důležitá pouze ve vztlakovém členu Navier-Stokesovy rovnice a u ostatních členů ji lze zanedbat, což výrazně zjednodušuje její řešení. V dnešní době však užití této aproximace postupně klesá s tím, jak dochází k rozvoji výpočetní techniky.

Navier-Stokesova rovnice po aplikaci Boussinesqovy aproximace přejde do následujícího tvaru

$$\rho_0 \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} \right) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \rho \vec{g}, \quad (4.4)$$

přičemž hustota ρ se dá vyjádřit ze vztahu

$$\Delta \rho = \rho - \rho_0, \quad (4.5)$$

kde ρ_0 představuje referenční hustotu a $\Delta \rho$ změnu hustoty. Po dalších úpravách můžeme dojít ke vztahu

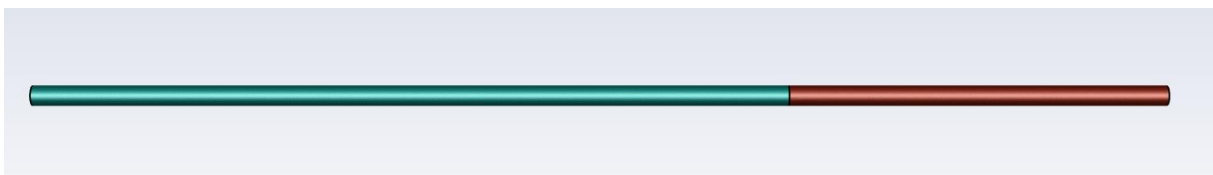
$$\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)], \quad (4.6)$$

kde β je koeficient teplotní roztažnosti a T_0 referenční teplota příslušící hustotě ρ_0 .

Pro definici Boussinesqovy aproximace v programu ANSYS Fluent je nutné v sekci „Operating Conditions“ nastavit referenční teplotu a následně ve vlastnostech daného materiálu vybrat možnost „Density – boussinesq“. Poté už stačí jen specifikovat referenční hustotu, koeficient teplotní roztažnosti a ostatní látkové vlastnosti. Pokud nechceme využít zjednodušeného tvaru Navier-Stokesovy rovnice, software také nabízí možnost zadání hustoty ať už ve formě polynomické či jiné funkční závislosti.

4.3 Geometrie a test sítě

Jako geometrii pro numerické experimenty jsem zvolil trubku o průměru 25 mm a délce 1,5 m. Ta je rozdělena na dvě části viz obr. 19. První „zelený“ úsek, který slouží jako vyhodnocovací část, je dlouhý 1 m a je na něm aplikována okrajová podmínka prvního druhu, tj. konstantní teploty stěny (variantně podmínka druhého druhu, tj. konstantního tepelného toku). Na druhém „oranžovém“ úseku o délce 0,5 m je teplota stěny shodná s teplotou tekutiny na vstupu do potrubí, popřípadě je zde aplikována podmínka nulového tepelného toku. Geometrie byla tímto způsobem vytvořena za účelem zlepšení konvergence numerických výpočtů a zároveň, aby nedocházelo k ovlivňování výsledků zpětnými toky na výstupu z potrubí.

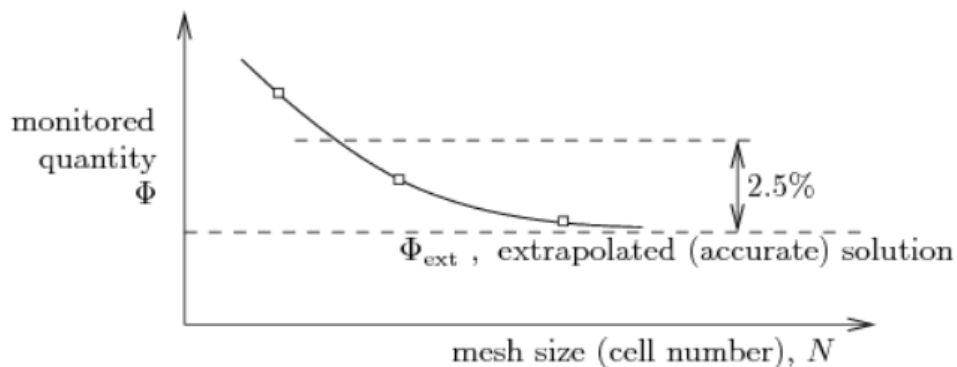


obr. 19: Geometrie numerického experimentu

Aby bylo možné stanovit vhodnou síť pro numerické výpočty, je nejprve nutné provést tzv. studii nezávislosti sítě (grid independance study) podle Celik et al. (1993). Tato metoda vychází z vyhodnocení závislosti sledované veličiny na počtu elementů sítě. Jedná se o řešení soustavy rovnic o třech neznámých

$$\phi = \phi_{\text{ext}} + aN^{-p/D}, \quad (4.7)$$

kde ϕ je sledovaná veličina, N počet elementů a D dimenze. Ostatní jsou neznámé, přičemž parametr p udává přesnost a ϕ_{ext} představuje ustálenou hodnotu řešení pro nekonečně mnoho elementů. Grafické znázornění této metody je na obr. 20.

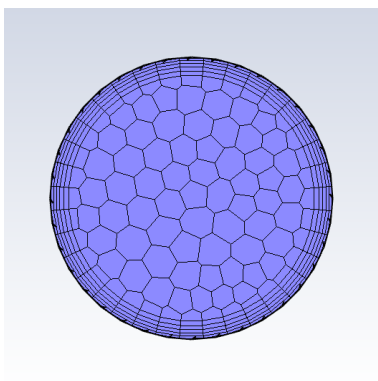


obr. 20: Závislost sledované veličiny na počtu elementů sítě (Petersa, 2018)

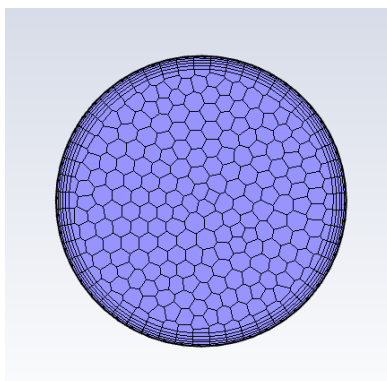
Při testování sítě jsem postupně provedl simulace pro pět sítí o různém počtu a velikosti polyhedrálních buněk viz tab. 3. Teplotu stěny jsem zvolil 80 °C, zatímco teplota na vstupu do potrubí je 26,85 °C (300 K). Uvnitř trubky proudí voda rychlostí 0,01 m/s a sledovanou veličinou je střední teplota proudu „Net temperature“. Výsledné hodnoty středních teplot a parametrů „Skewness“ pro jednotlivé sítě jsou rovněž součástí tab. 3. Pohled na geometrii těchto sítí ukazují obrázky na následující straně.

tab. 3: Data pro vyhodnocení GCI

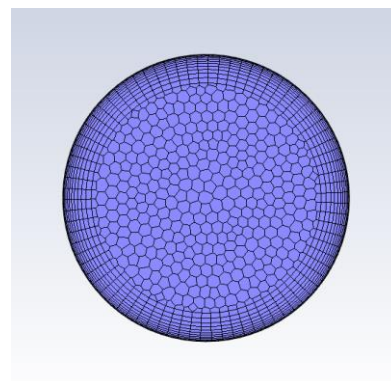
	Počet elementů N (-)	Skewness (-)	Střední teplota T (°C)
Síť 1	207 414	0,53	42,845562
Síť 2	484 091	0,76	42,399073
Síť 3	936 387	0,68	40,845619
Síť 4	1 807 888	0,79	40,854309
Síť 5	2 379 252	0,68	41,244144



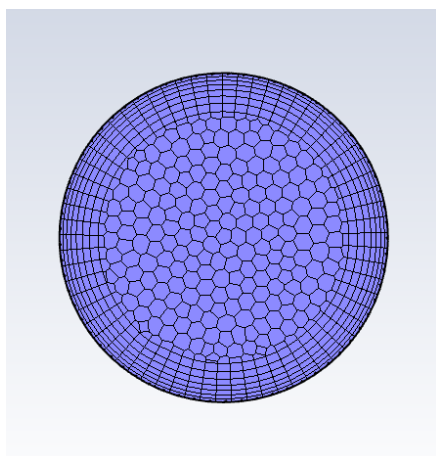
obr. 21: Sít' 1



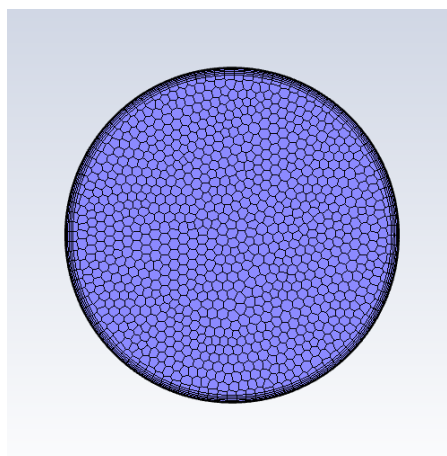
obr. 22: Sít' 2



obr. 23: Sít' 3

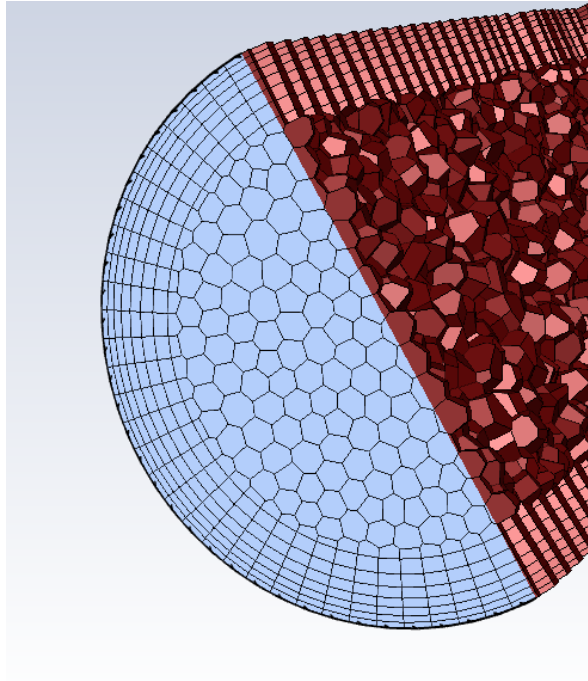


obr. 24: Sít' 4

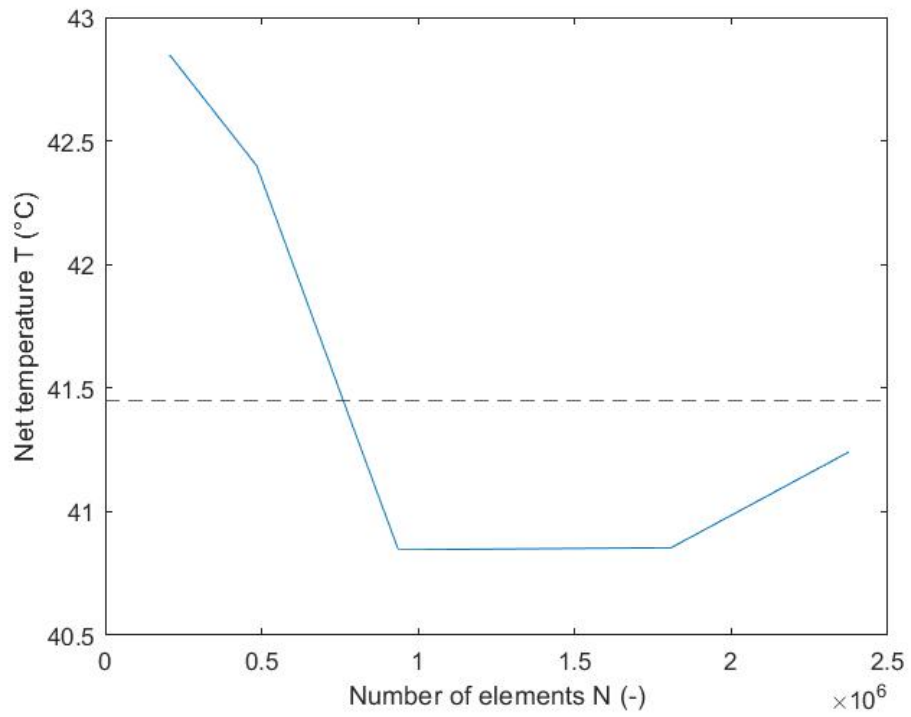


obr. 25: Sít' 5

Z výsledků studie nezávislosti sítě vyplývá, že nejvhodnější z hlediska výpočtů je síť 3, která dává přijatelnou přesnost vzhledem k nárokům na výpočetní čas. Detail zvolené sítě v řezu je vidět na obr. 26. Index konvergence této sítě činí 1,3 % a teplota pro nekonečný počet elementů $T_{\text{ext}} = 41,45$ °C. Grafické znázornění závislosti střední teploty na počtu elementů ukazuje graf na obr. 27. Presentovaná závislost je výrazně nemonotónní, což je způsobeno především tím, že se nejedná o uniformní síť. To může mít zásadní vliv na spolehlivost výsledků této studie. Její přesnost také silně závisí na tloušťce vrstvy zjemněných elementů podél stěny trubky, která je pro jednotlivé případy rozdílná. Dalším důležitým krokem bude tedy srovnání výsledků numerické analýzy s konkrétním analytickým řešením, aby bylo možné ověřit spolehlivost daného simulačního modelu. K tomuto účelu jsem použil již několikrát zmíněný případ nucené konvekce v oblasti laminárního proudění s podmínkou konstantní teploty stěny, tedy Graetz-Nusseltovu úlohu. Analytické řešení této úlohy je naznačeno v následující kapitole.



obr. 26: Detail sítě 3 v řezu



obr. 27: Závislost střední teploty proudu na počtu elementů sítě

4.4 Inspekční analýza Graetz-Nusseltovy úlohy

Prvním krokem při analytickém řešení Graetz-Nusseltovy úlohy bývá provedení inspekční analýzy. Analytické řešení vychází z Fourier-Kirchhoffovy rovnice, která má po rozepsání do cylindrických souřadnic následující tvar.

$$\rho c_p \left\{ \frac{\partial T}{\partial t} + u_r \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{u_\varphi}{r} \frac{\partial T}{\partial \varphi} + u_z \frac{\partial T}{\partial z} \right\} = \lambda \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right\} + \tau_{ij} \Delta_{ji} + \dot{Q}^{(g)} \quad (4.8)$$

Jelikož řešíme stacionární případ, můžeme si dovolit zanedbat derivaci $\frac{\partial T}{\partial t}$. Zároveň můžeme zanedbat člen $u_r \frac{\partial T}{\partial r}$, protože rychlost proudění ve směru kolmém na osu z je nulová. Dalším předpokladem je, že se jedná o symetrickou úlohu, a tudíž vypadnou i členy $\frac{u_\varphi}{r} \frac{\partial T}{\partial \varphi}$ a $\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2}$. Dále pro úlohu bez vnitřního zdroje tepla a po zanedbání disipace mechanické energie rovnice přejde na

$$\rho c_p u_z \frac{\partial T}{\partial z} = \lambda \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right\}. \quad (4.9)$$

Zde platí, že členy na levé straně reprezentují konvektivní přenos tepla, zatímco členy na pravé straně vyjadřují vedení tepla v radiálním a axiálním směru. Rychlostní profil při nucené konvekci v oblasti laminárního proudění pro trubku kruhového průřezu můžeme vyjádřit jako

$$u = 2\bar{u} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right], \quad (4.10)$$

kde \bar{u} je střední rychlost proudění a R je poloměr potrubí. Po dosazení rychlostního profilu do Fourier-Kirchhoffovy rovnice a vyjádření podílu $\frac{\lambda}{\rho c_p}$ ve formě součinitele teplotní vodivosti a dostaneme následující vztah.

$$2\bar{u} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \frac{\partial T}{\partial z} = a \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right\} \quad (4.11)$$

Dalším krokem, je zavedení bezrozměrného poloměru a bezrozměrné teploty jako

$$r^* = \frac{r}{D}, \quad (4.12)$$

$$T^* = \frac{T - T_w}{T_0 - T_w}, \quad (4.13)$$

kde D je průměr potrubí, T_w teplota stěny a T_0 teplota na vstupu. Bezrozměrná souřadnice z^* vyplyne jako

$$z^* = z \frac{a}{\bar{u} D^2}. \quad (4.14)$$

Po převedení Fourier-Kirchhoffovy rovnice do bezrozměrného tvaru dostaneme

$$2[1 - (2r^*)^2] \frac{\partial T^*}{\partial z^*} = \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial T^*}{\partial r^*} \right) + \frac{1}{Pe^2} \frac{\partial^2 T^*}{\partial z^{*2}}, \quad (4.15)$$

kde Pe je Pécletovo číslo vyjadřující poměr konvektivního a difuzního přenosu.

$$Pe = \frac{\bar{u}D}{a} = RePr \quad (4.16)$$

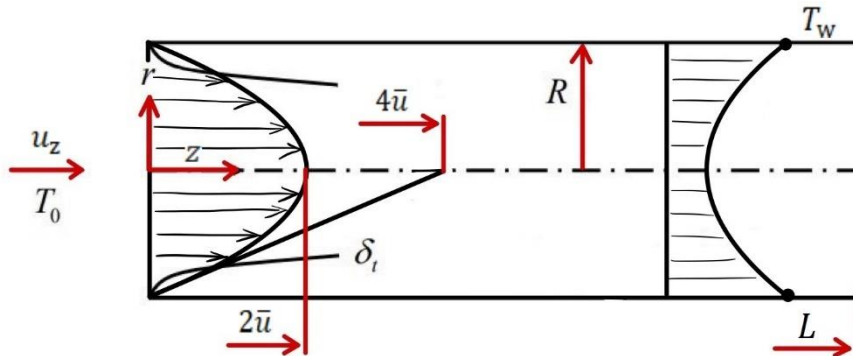
Pro běžné kapaliny v oblasti laminárního režimu proudění se Pécletovo číslo pohybuje v řádu stovek, tím pádem podíl $\frac{1}{Pe^2} \sim 0$ a můžeme říct, že vedení tepla podél kanálu je zanedbatelné a Fourier-Kirchhoffova rovnice se zjednoduší na

$$2[1 - (2r^*)^2] \frac{\partial T^*}{\partial z^*} = \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial T^*}{\partial r^*} \right). \quad (4.17)$$

V případech proudění např. tekutých kovů s velkým součinitelem tepelné vodivosti však musíme řešit rovnici v nezjednodušené podobě i se členem reprezentujícím axiální vedení tepla.

Pokud bychom rychlostní profil na vstupu nahradili tečnou, dostaneme přímkou protínající osu ve čtyřnásobku střední rychlosti viz obr. 28. Z tohoto zjednodušení vychází Lévêquovo řešení pro krátké trubky z kapitoly 3.1. Derivace rychlosti ve směru osy z podle souřadnice r na stěně w ($r = R$) je zároveň definicí rychlosti smykové deformace $\dot{\gamma}_w$.

$$\frac{du_z}{dr} \Big|_{r=R} = 2\bar{u} \left(\frac{-2r}{R^2} \right) \Big|_{r=R} = \frac{-4\bar{u}}{R} = \frac{-8\bar{u}}{D} = \dot{\gamma}_w \quad (4.18)$$



obr. 28: Lévêquova aproximace – rychlostní profil

V následujících kapitolách se už věnuji samotným numerickým simulacím a jejich vyhodnocení. Právě díky inspekční analýze jsem schopný provádět výpočty a vyhodnocovat výsledky pro různé délky trubek, aniž bych musel pro každý případ měnit geometrii sítě. Vhodnou změnou parametrů jako je vstupní rychlost, hustota atp. můžu dosáhnout rozdílných hodnot Graetzova čísla tak, abych získal informace o průběhu

přestupu tepla v široké škále bezrozměrných délek $x^* = \frac{L/D_i}{RePr}$. Pro úplnost Graetzovo číslo je definováno vztahem

$$Gz = \frac{\dot{m}c_p}{\lambda L} = \frac{\pi L/D_i}{4 RePr} \quad (4.19)$$

kde \dot{m} je hmotnostní průtok a c_p měrná tepelná kapacita.

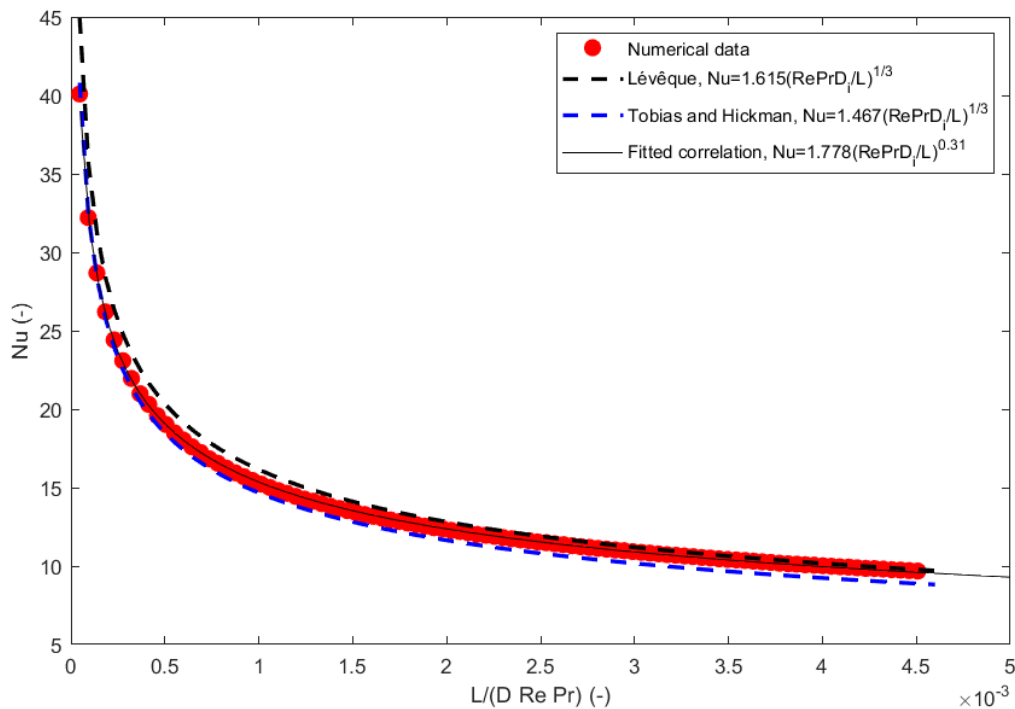
4.5 Simulace nucené konvekce newtonských kapalin

K simulaci nucené konvekce newtonských kapalin v oblasti krátkých trubek jsem použil stejnou geometrii a model jako v případě testu nezávislosti sítě z kapitoly 4.3, tedy potrubí o průměru 25 mm, které je v délce jednoho metru ohříváno konstantní teplotou stěny 80 °C. Proudícím médiem je voda o vstupní teplotě 26,85 °C (300 K), konstantní hustotě $\rho = 998,2 \text{ kg/m}^3$, dynamické viskozitě $\mu = 1,003 \cdot 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, tepelné vodivosti $\lambda = 0,6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ a měrné tepelné kapacitě $c_p = 4182 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$. Střední rychlost proudění v celé délce trubky činí 0,05 m/s a na vstupu do potrubí se jedná o plně vyvinutý laminární profil s Reynoldsovým číslem $Re = 1244$ a Graetzovým číslem $Gz = 170,76$.

Výsledkem simulace je rozložení teplotního pole podél teplosměnné plochy, které je znázorněno na obr. 29. Z něj je patrné, že zde dochází k očekávanému rovnoměrnému ohřevu tekutiny podél stěny trubky a dále také můžeme pozorovat postupný vývin teplotní mezní vrstvy. Teplotní ovlivnění je pozorovatelné pouze v blízkém okolí stěny, protože se nacházíme v oblasti krátkých trubek. Pro další vyhodnocení bylo nutné získat údaje o střední kalorimetrické teplotě v jednotlivých částech potrubí. K tomuto účelu jsem vytvořil sto příčných řezů, které jsou od sebe vzdáleny po 10 mm a pokrývají celou vyhodnocovanou délku. Získaná data jsem následně použil v programu MATLAB k určení lokálních hodnot součinitele přestupu tepla a ke stanovení závislosti Nusseltova čísla na bezrozměrné délce viz graf na obr. 30.



obr. 29: Rozložení teplotního pole podél teplosměnné plochy – nucená konvekce newtonských kapalin



obr. 30: Závislost Nusseltova čísla na bezrozměrné délce – nucená konvekce newtonských kapalin, oblast krátkých trubek

Z grafu na obr. 30 je vidět, že se naměřená závislost přibližně pohybuje mezi Lévéquovým řešením a korelací od Tobiasa a Hickmana. Zatímco pro velmi krátké trubky experimentální data prakticky kopírují druhou zmiňovanou korelaci, postupně s narůstající délkou však přecházejí k vyšším hodnotám Nusseltova čísla a víceméně odpovídají korelaci Lévéquově. Proložení křivky jednotlivými body jsem získal výslednou korelací (4.20) ve tvaru

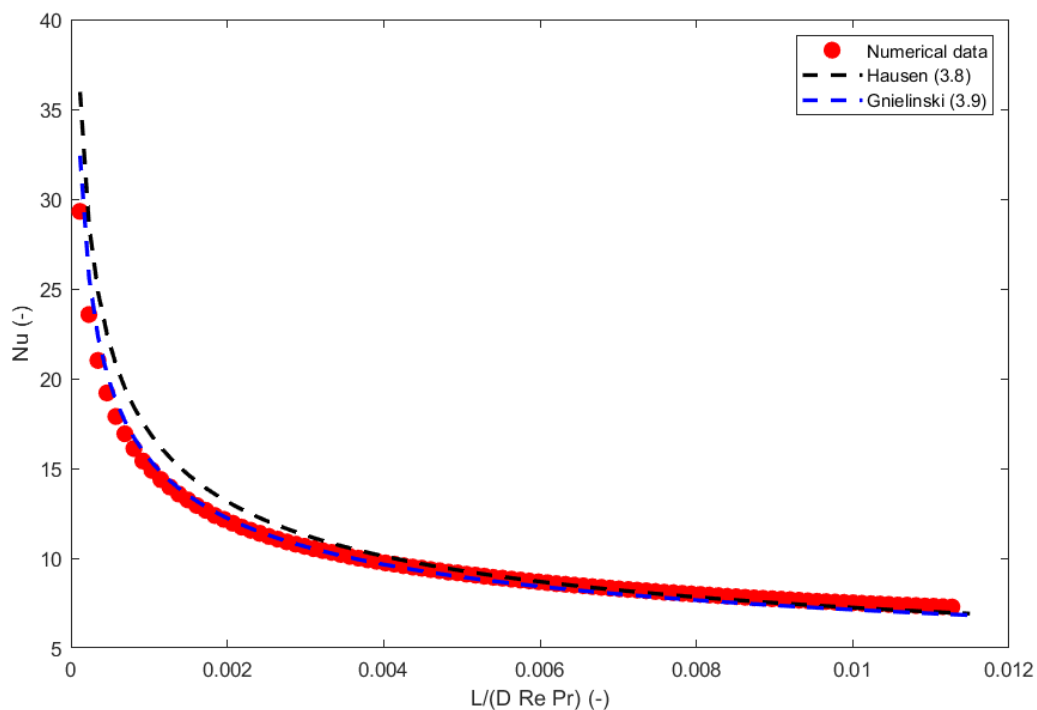
$$\text{Nu} = 1.778(\text{RePr } D_i/L)^{0.31}, \quad (4.20)$$

která nejlépe vystihuje průběh dané charakteristiky s přesností 2 %. Odchylka stanovené závislosti od Lévéquova řešení a Tobiasovy a Hickmanovy korelace bude pravděpodobně způsobena tím, že se sice pohybujeme v rámci krátkých trubek, nicméně stále dosahujeme relativně nízké hodnoty Graetzova čísla. To ale nic nemění na zjištění, že vypočtená data odpovídají teoretickým předpokladům a od dostupných dat v literatuře se liší jen nepatrně. Konkrétně odchylka oproti dvěma výše zmiňovaným korelacím činí max. 10 %.

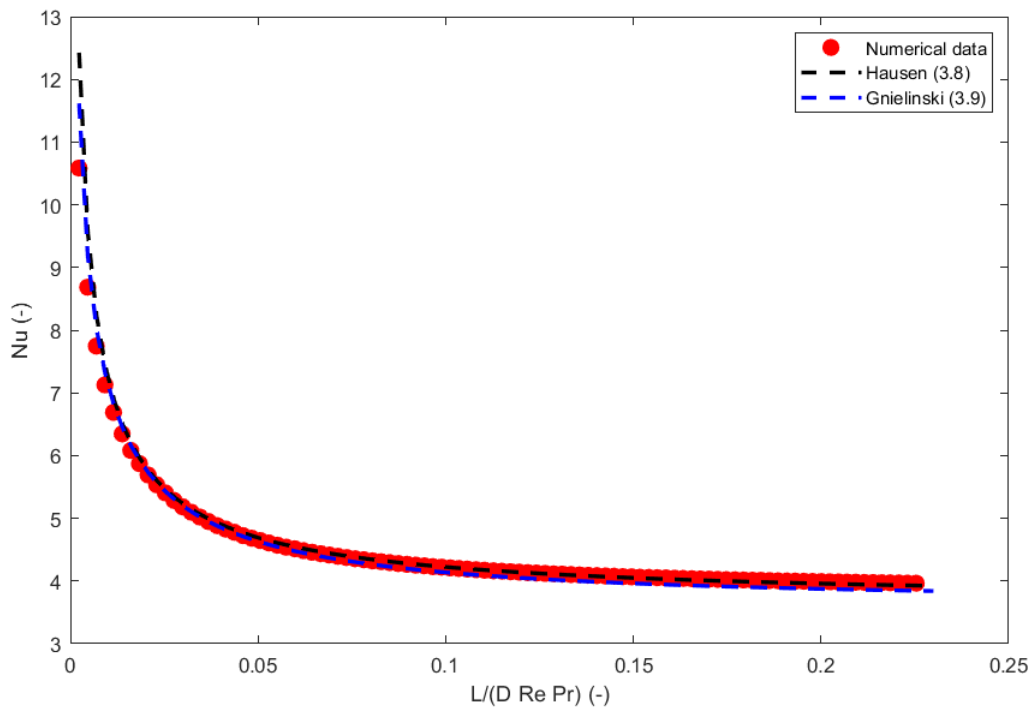
Pro získání přehledu o chování v přechodové oblasti mezi krátkými a dlouhými trubkami jsem provedl simulace pro rychlosti $u = 0,02 \text{ m/s}$ a $u = 0,001 \text{ m/s}$, které odpovídají hodnotám Reynoldsova a Graetzova čísla $\text{Re} = 497,61$; $\text{Gz} = 68,31$; $\text{Re} =$

24,88; $Gz = 3,42$. Z porovnání na obr. 31 a obr. 32 je patrné, že se takto naměřená data překrývají jak s Hausenovou, tak s Gnielinskiho korelací v celé vyhodnocované délce. V oblasti kratších trubek dává přesnější výsledky Gnielinskiho korelace s maximální odchylkou okolo 10 %, zatímco odchylka Hausenovy korelace se pohybuje okolo 20 %. U dlouhých trubek jsou výsledky výrazně přesnější, konkrétně pro $Gz = 1,71$ chyba Hausenovy korelace činí 1 % v porovnání s 3 % u druhé zmiňované korelace.

Výsledky simulace v oblasti krátkých trubek nedosahují dostatečné přesnosti i z důvodu malého počtu vyhodnocovaných bodů. Z následného měření pro $Gz = 1707,6$ a $Re = 1247,8$ vyplývá, že odchylka Hausenovy korelace v této oblasti činí pouze 10 % a Gnielinskiho korelace 5 %. Tím se potvrzuje domněnka, že se zvyšujícím se Graetzovým číslem jsme schopni na dané síti dosáhnout vyšší přesnosti. Odchylka od Lévêquova řešení se pak v tomto případě zredukovala na 5 % z původních 10 %.



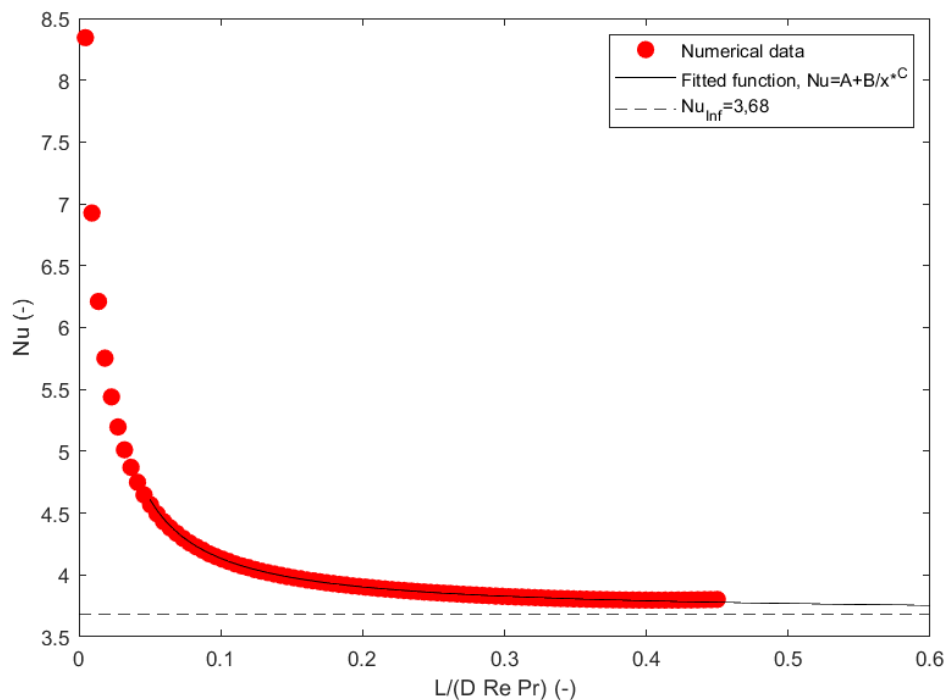
obr. 31: Závislost Nusseltova čísla na bezrozměrné délce – nucená konvekce newtonských kapalin, přechodová oblast; $u=0,02$ m/s; $Re=497,61$; $Gz=68,31$



obr. 32: Závislost Nusseltova čísla na bezrozměrné délce – nucená konvekce newtonských kapalin, přechodová oblast; $u=0,001$ m/s; $Re=24,88$; $Gz=3,42$

Pro získání přesnějších výsledků v oblasti dlouhých trubek jsem provedl další simulaci. Zde jsem jako vstupní parametr ponechal rychlost 0,001 m/s, snížil jsem však hustotu na hodnotu 500 kg/m³, jelikož bezrozměrné kritérium $x^* = \frac{L/D_i}{RePr}$, ve kterém vystupuje Reynoldsovo číslo, s klesající hustotou roste. Tímto způsobem jsem se dostal na hodnoty $Re = 12,46$ a $Gz = 1,71$, které jsou dostatečné k určení limitní hodnoty Nusseltova čísla při $x^* \rightarrow \infty$. Naměřená data na obr. 33 jsem proložil v oblasti $0,1 \leq x^* \leq 0,4$ funkční závislostí ve formě $Nu = A + \frac{B}{x^{*C}}$, přičemž koeficient A , odpovídající asymptotickému chování při $x^* \rightarrow \infty$ vyšel 3,68 ($B = 0,04$; $C = 1,04$). Pro porovnání ustálená hodnota Nusseltova čísla v oblasti dlouhých trubek podle Graetzova řešení činí 3,66.

Na základě získaných dat tedy usuzuji, že použitý model a geometrie sítě dává spolehlivé výsledky a je možné ji využít a podobné postupy aplikovat i u dalších numerických výpočtů jak v rámci simulace nucené konvekce mocninových kapalin, tak smíšené konvekce.

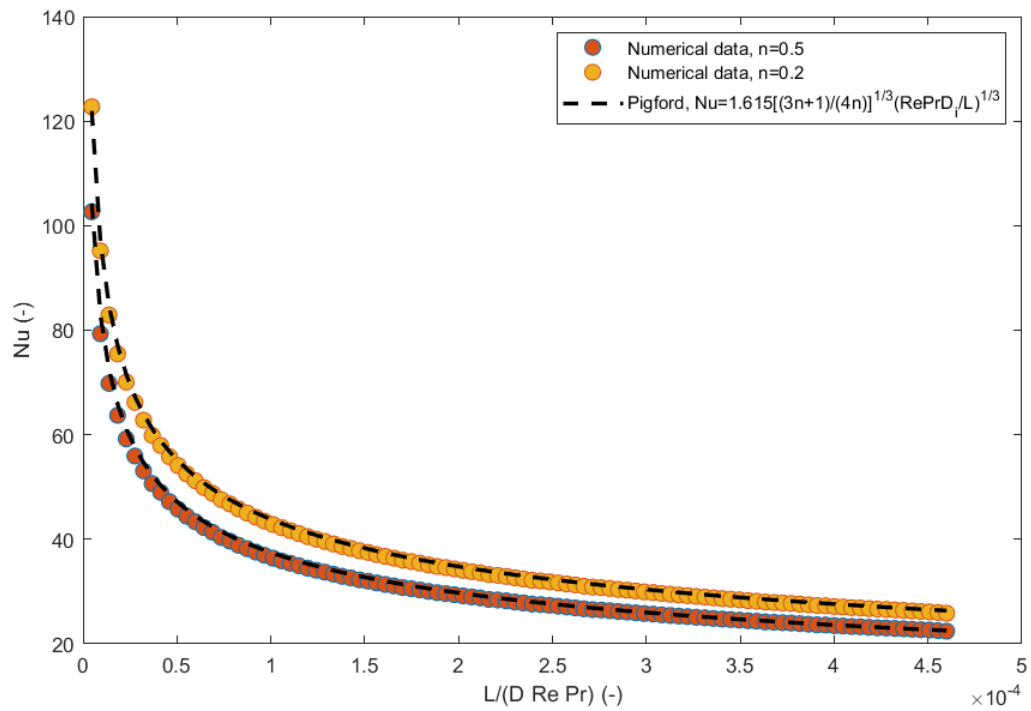


obr. 33: Závislost Nusseltova čísla na bezrozměrné délce – nucená konvekce newtonských kapalin, oblast dlouhých trubek; $u=0,001$ m/s; $Re=12,46$; $Gz=1,71$

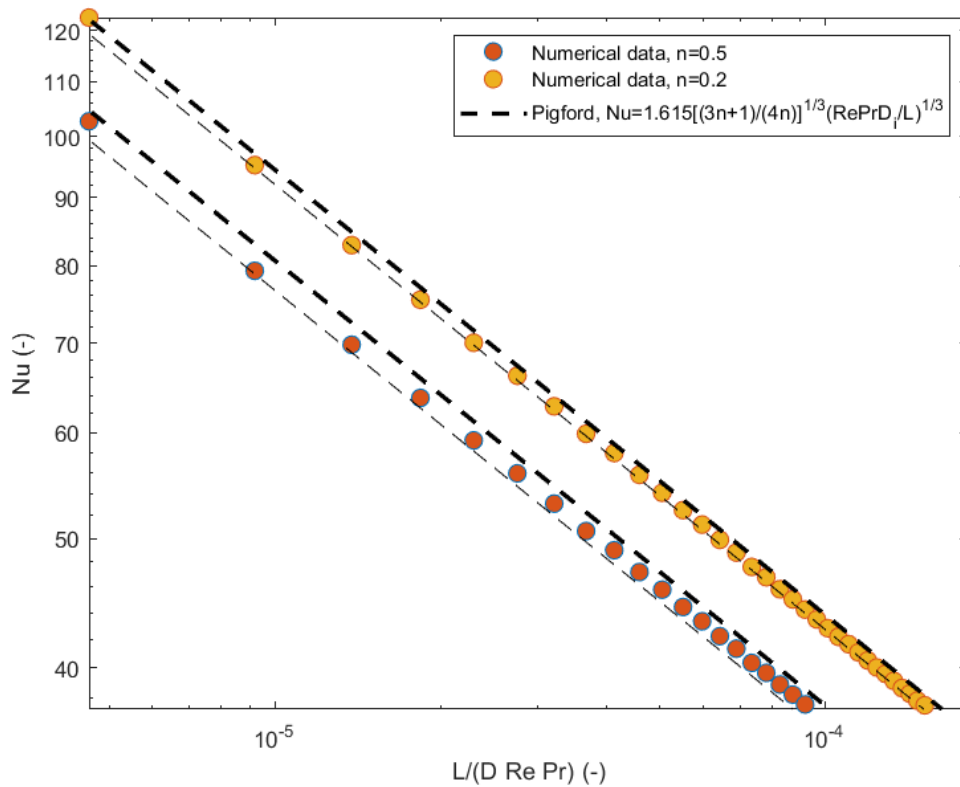
4.6 Simulace nucené konvekce mocninových kapalin

V případě nucené konvekce mocninových kapalin jsem postupoval obdobně jako v předchozích případech. Závislost Nusseltova čísla na bezrozměrné délce v oblasti krátkých trubek jsem vyhodnotil pro rychlost 0,5 m/s a indexy toku $n = 0,5$; $n = 0,2$ odpovídající $Gz = 1707,6$ a $Re = 1268,2$; $Re = 1370,7$. Výsledky jsem následně srovnal s Pigfordovou korelací (3.29).

Z grafu na obr. 34 je patrné, že naměřená data kopírují trend Pigfordovy korelace. Dále je patrné, že se snižující se hodnotou indexu toku dochází k nárůstu intenzity přestupu tepla, což se projeví vyššími hodnotami součinitele přestupu tepla na stěně, respektive strmější závislostí Nusseltova čísla na bezrozměrné délce trubky. Maximální odchylka korelace od numericky získaných dat je 5 % pro index toku 0,5, v případě indexu toku 0,2 je chyba 2,5 % viz logaritmické závislosti na obr. 35. Po provedení dodatečných výpočtů i pro další indexy toku v rozmezí $0,1 \leq n \leq 1$ činí maximální odchylka 5,5 % a tudíž můžeme předpokládat, že i v tomto případě použitý model popisuje reálné chování.

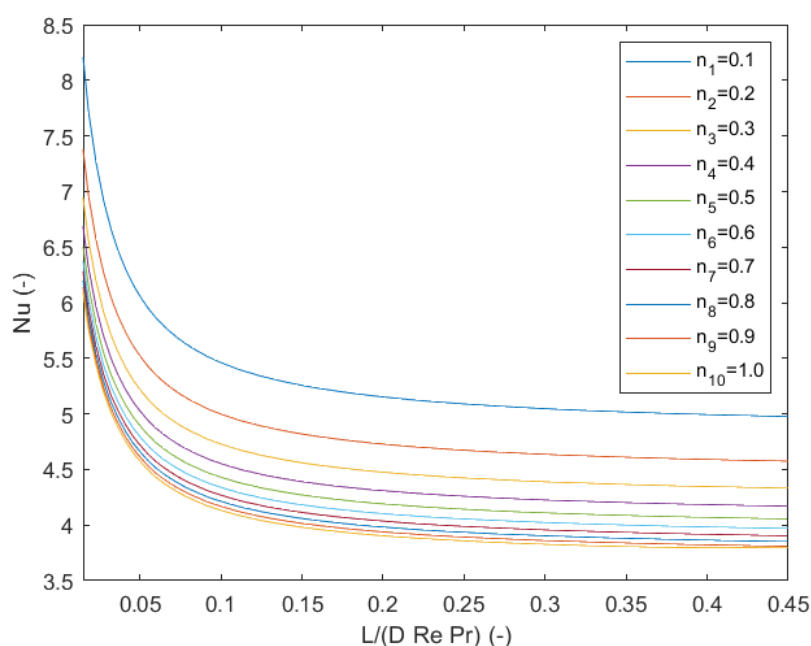


obr. 34: Závislost Nusseltova čísla na bezrozměrné délce – nucená konvekce mocninových kapalin, oblast krátkých trubek



obr. 35: Odchylka Pigfordovy korelace od naměřených dat – nucená konvekce mocninových kapalin, oblast krátkých trubek

V oblasti dlouhých trubek jsem provedl simulace pro rychlost 0,001 m/s a hustotu 500 kg/m³ s indexem toku $n = 0,5$ ($Re = 0,057$; $Gz = 1,71$). Limitní hodnota Nusseltova čísla pro nekonečně dlouhé trubky vyšla $Nu_{inf} = 3,94$, což odpovídá vypočtené hodnotě pro kruhový průřez z tab. 2 viz Etemad (1995). Dále jsem vyhodnotil závislosti i pro další indexy toku v rozmezí $0,1 \leq n \leq 1$ ($Re = 0,016 \div 0,284$; $Gz = 1,71$) a jejich charakteristiky vykreslil do grafu na obr. 36. Příslušné ustálené hodnoty jsou vypsány v tab. 4.



obr. 36: Závislost Nusseltova čísla na bezrozměrné délce pro různé indexy toku – nucená konvekce mocninových kapalin, oblast dlouhých trubek

tab. 4: Ustálené hodnoty Nusseltova čísla pro různé indexy toku – nucená konvekce mocninových kapalin, oblast dlouhých trubek

n	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
Nu_{inf} (-)	4,82	4,44	4,21	4,05	3,94	3,85	3,79	3,74	3,70	3,68

Následnou analýzou získaných dat bylo zjištěno, že k určení střední hodnoty Nusseltova čísla při nucené konvekci v potrubí o kruhovém průřezu pro všechny indexy toku v rozmezí $0,1 \leq n \leq 1$ lze použít upravenou Gnielinskiho korelaci

$$Nu = \left\{ Nu_{inf}^3 + k^3 + \left\{ 1.75 \left[\frac{3n+1}{4n} \right]^{1/3} Gz^{1/3} - k \right\}^3 \right\}^{1/3}, \quad (4.21)$$

kde Nu_{inf} je ustálená hodnota Nusseltova čísla pro nekonečně dlouhé potrubí příslušící danému indexu toku z tab. 4 a koeficient k lze vyjádřit jako

$$k = 0,7n^{-1/3}. \quad (4.22)$$

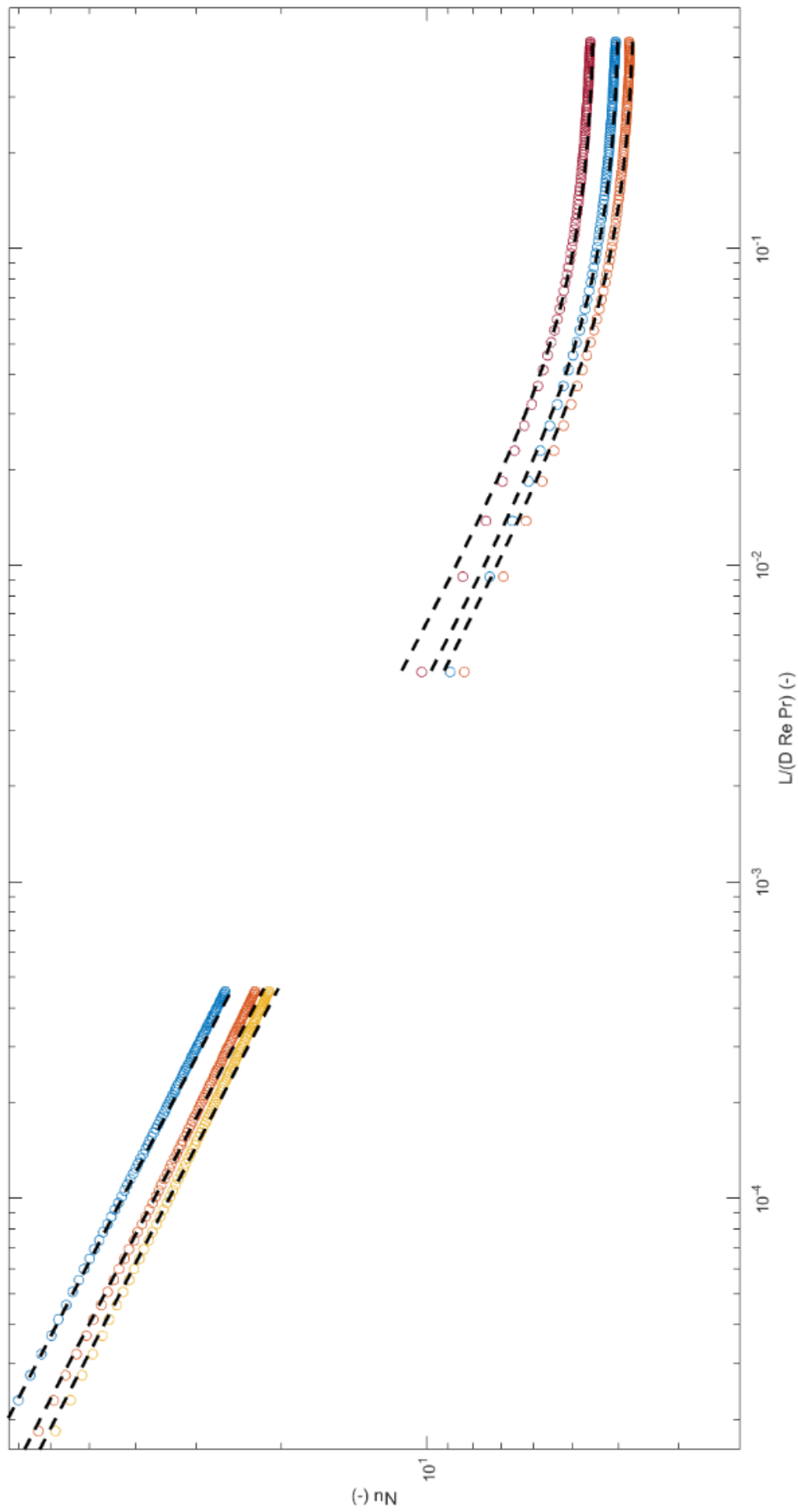
Dále bylo ověřeno, že závislost ustálené hodnoty Nusseltova čísla na indexu toku odpovídá v rozmezí $0,3 \leq n \leq 1$ rovnicí

$$\text{Nu}_{\text{inf}} = 3.66 \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^{1/3}, \quad (4.23)$$

což je v souladu s literaturou Pigford (1955) a Mizushina et al. (1967) viz kapitola 3.1. V celém rozsahu můžeme použít rovnici

$$\text{Nu}_{\text{inf}} = 3.66n^{-0.12}, \quad (4.24)$$

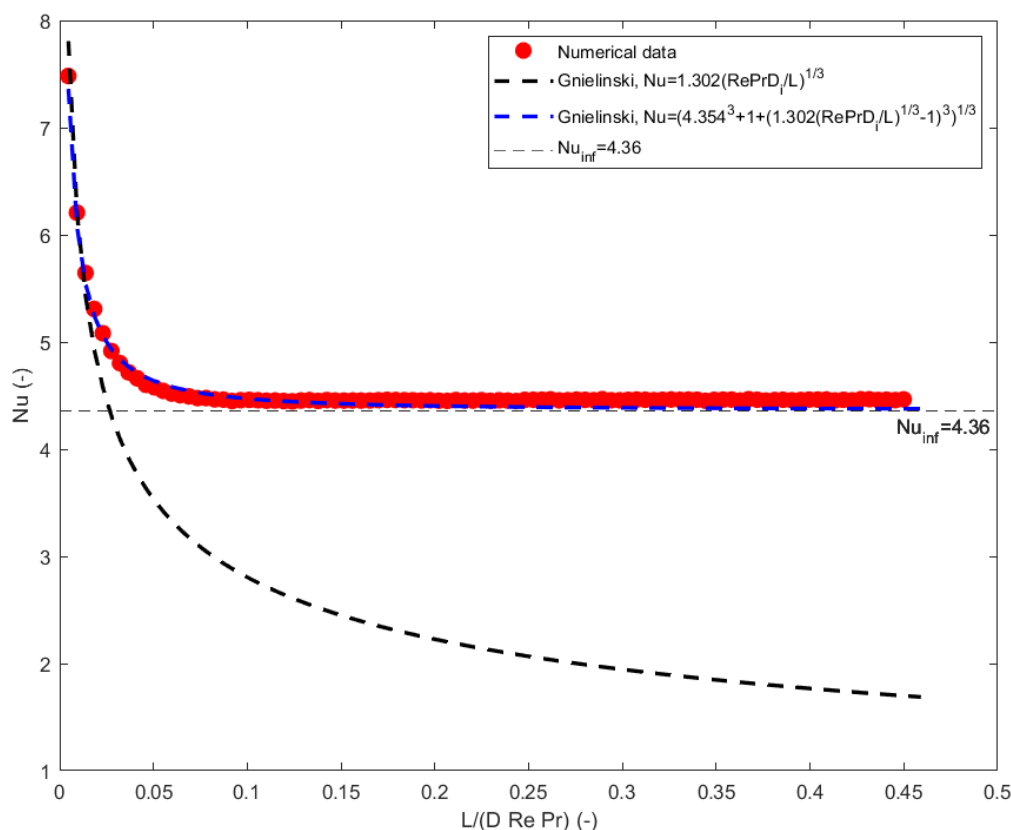
která popisuje závislost s maximální odchylkou 1 % od numerických dat. Chyba stanovené korelace (4.21) od vypočtených dat je max. 5 % v oblasti krátkých trubek a v oblasti dlouhých trubek max. 2 %. Vyhodnocení dat pro $n = \{0,1; 0,2; 0,3\}$ je znázorněno na obr. 37 na další straně. Přerušovaná čára reprezentuje korelaci (4.21).



obr. 37: Srovnání vyhodnocených dat s korelací (4.21)

4.7 Simulace nucené konvekce s okrajovou podmínkou druhého druhu

Podobně jako v předchozích případech bych mohl postupovat při simulaci nucené konvekce s okrajovou podmínkou druhého druhu, tedy konstantního tepelného toku. Pro ověření tohoto předpokladu jsem provedl simulaci v oblasti $Re = 12,46$ a $Gz = 1,71$ a výsledky srovnal s Gnielinskiho korelací (3.10) viz kapitola 3.1. Z grafu na obr. 38 je patrné, že numerická data odpovídají prezentované korelaci jak v oblasti krátkých trubek, tak v oblasti trubek dlouhých. Při proložení vyhodnocených dat funkční závislostí ve formě $Nu = A + \frac{B}{x^*C}$, stejně jako v kapitole 4.5, dostávám ustálenou hodnotu Nusseltova čísla $Nu_{inf} = 4,39$, což je zcela v souladu s předpokládanými výsledky.



obr. 38: Závislost Nusseltova čísla na bezrozměrné délce pro simulaci s okrajovou podmínkou druhého druhu

4.8 Simulace smíšené konvekce newtonských kapalin

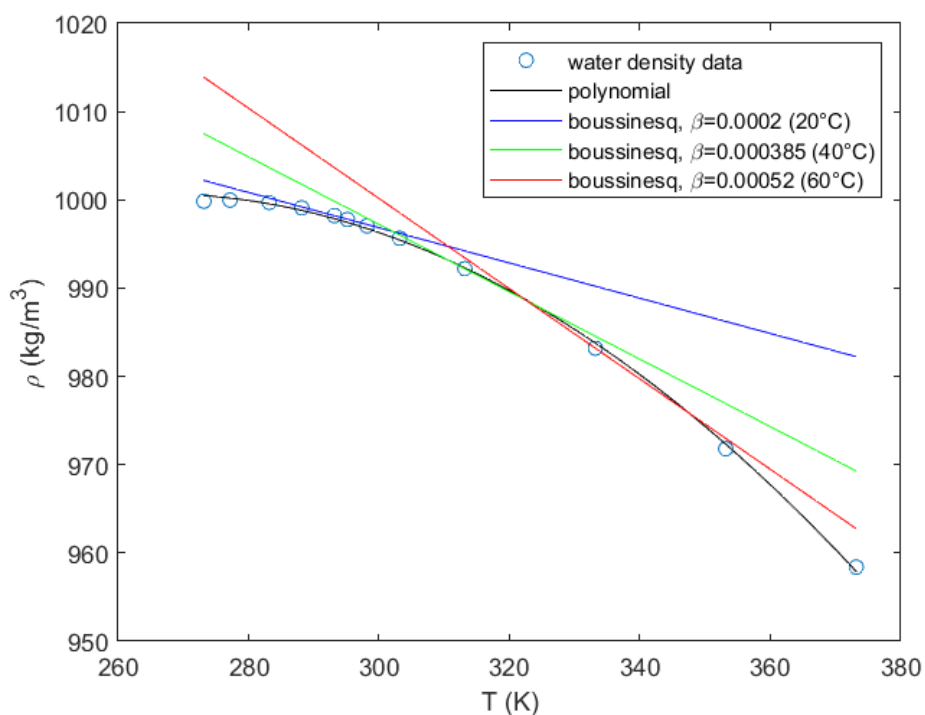
Při řešení smíšené konvekce newtonských kapalin jsem zvolil dva přístupy a jako proudící médium jsem vybral vodu. V prvním případě jsem reálnou změnu hustoty na teplotě nahradil polynomem druhého stupně ve tvaru

$$\rho = -0,0037T^2 + 1,9557T + 741,22. \quad (4.25)$$

Ve druhém případě jsem využil Boussinesqovy aproximace, která vyjadřuje hustotu jako

$$\rho = \rho_0[1 - \beta(T - T_0)], \quad (4.26)$$

což je zároveň první člen Taylorova rozvoje, který nahrazuje funkci v okolí bodu T_0 mocninnou řadou, jejíž koeficienty závisí na derivacích funkce v tomto bodě. Koeficient teplotní roztažnosti β tedy představuje směrnici tečny k reálné závislosti hustoty na teplotě. Graficky je to znázorněno na obr. 39.

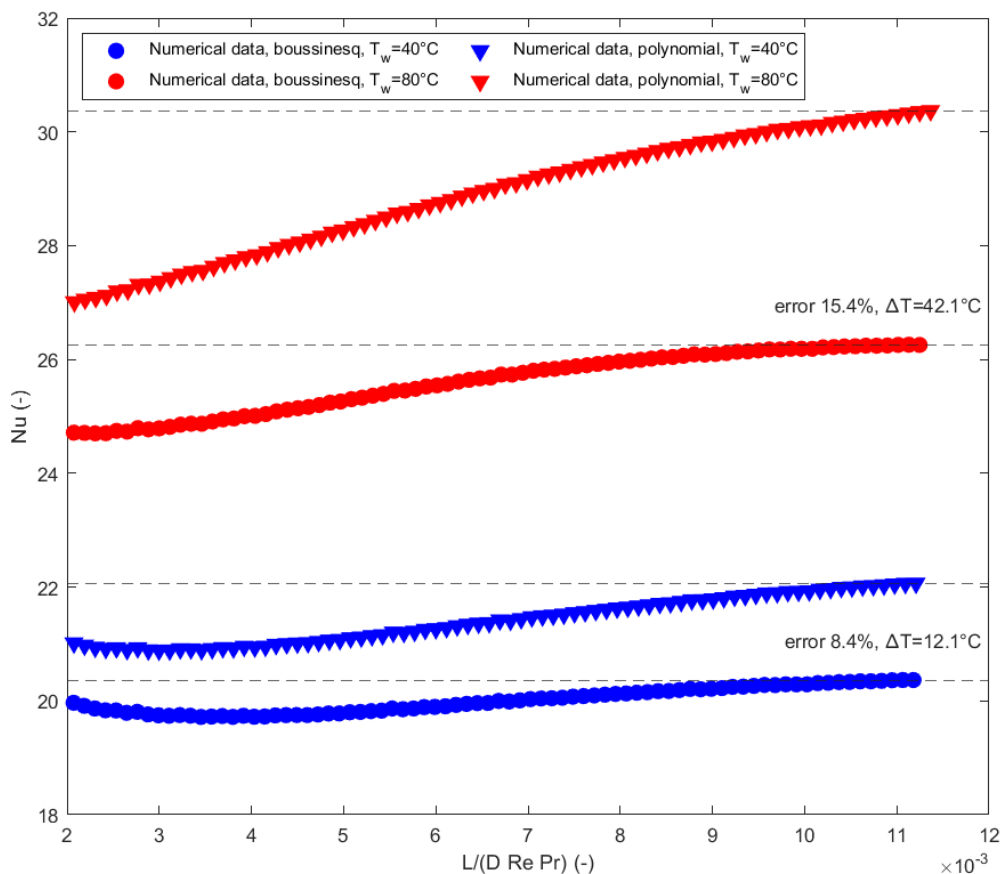


obr. 39: Závislost hustoty vody na teplotě

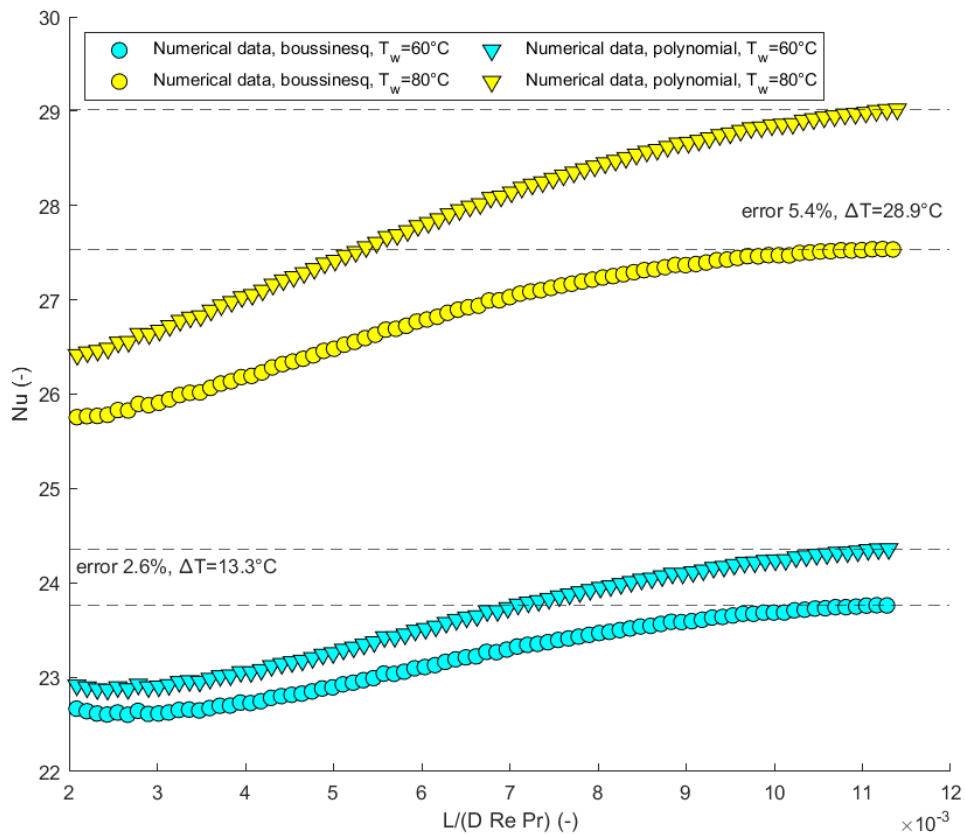
Z obr. 39 je dále patrné, že pro malé změny v teplotě se Boussinesqova aproximace chová přibližně stejně jako náročnější polynomická funkce. S narůstajícím ΔT však přesnost Boussinesqovy aproximace prudce klesá. Použití této metody je tedy vhodné pouze v případech, kdy změna hustoty $\Delta\rho = \rho - \rho_0$ je výrazně menší než ρ_0 . Pro numerické výpočty jsem použil model smíšené konvekce z kapitoly 4.2 s okrajovou podmínkou

konstantní teploty na stěně. Jako médium jsem zvolil vodu s konstantními látkovými vlastnostmi viz kapitola 4.5.

Cílem měření bylo v první řadě zjistit, jak se od sebe liší oba zmíněné přístupy a jaké přesnosti lze dosáhnout při použití Boussinesqovy aproximace pro rozdílné ΔT . Provedl jsem tedy několik simulací postupně pro vstupní teploty $T_{in} = 20\text{ °C}$, 40 °C , 60 °C a teploty stěny $T_w = 40\text{ °C}$, 60 °C , 80 °C v laminární oblasti ($Re \approx 500$, $Gz \approx 68$, $Pr = 7$, $Gr/Re^2 \approx 1$). Na obr. 40 je srovnání Boussinesqovy aproximace s polynomičnou závislostí pro vstupní teplotu $T_{in} = 20\text{ °C}$, na obr. 41 pak pro vstupní teplotu $T_{in} = 40\text{ °C}$, v rozmezí $0,002 \leq x^* \leq 0,012$. Z obrázků je patrné, že polynomičká závislost dává pro všechny případy vyšší hodnoty Nusseltova čísla v závislosti na bezrozměrné souřadnici $x^* = L/(DRePr)$. To je pravděpodobně způsobeno jejím strmějším poklesem oproti Boussinesqově závislosti při posunu k vyšším teplotám. Diference teploty vystupující v grafech je definován jako $\Delta T = T_{out} - T_{in}$.



obr. 40: Srovnání Boussinesqovy aproximace s polynomičnou závislostí pro vstupní teplotu $T=20\text{ °C}$

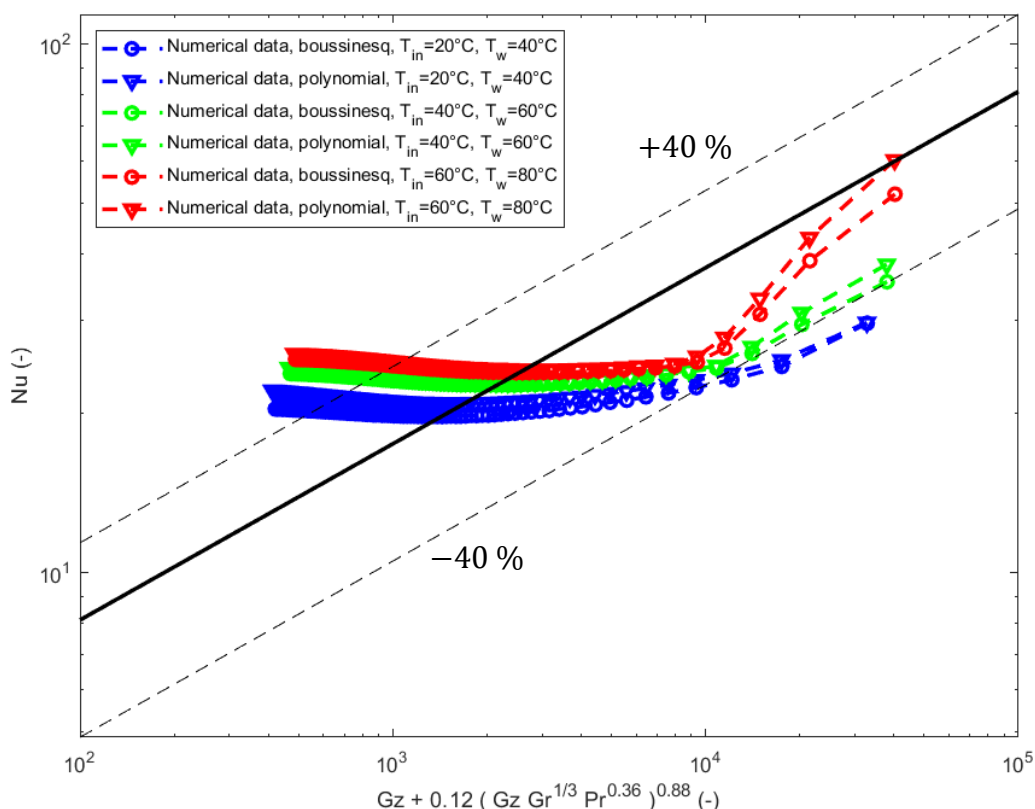


obr. 41: Srovnání Boussinesqovy aproximace s polynomickou závislostí pro vstupní teplotu $T=40^\circ\text{C}$

Z vyhodnocení dat dále vyplývá, že při ohřevu stěny konstantní teplotou $T_w = 40^\circ\text{C}$ se kapalina na výstupu z potrubí oteplí maximálně o $\Delta T = 12,1^\circ\text{C}$ a odchylka Boussinesqovy aproximace od polynomické závislosti činí 8,4 %. Při zvýšení ΔT na $42,1^\circ\text{C}$ odchylka naroste na 15,4 %, což je v souladu s očekáváním. Podobně tomu je v případě vstupní teploty $T_{in} = 40^\circ\text{C}$. Zde však pro $\Delta T = 13,3^\circ\text{C}$ činí odchylka pouze 2,6 % a pro $\Delta T = 28,9^\circ\text{C}$ 5,4 %. K této redukci došlo zřejmě z důvodu přesnější aproximace hustoty ve sledované oblasti. Patrné je to při bližším pohledu na obr. 39. Co se týče vstupní teploty $T_{in} = 60^\circ\text{C}$ a $T_w = 80^\circ\text{C}$, tam jsou výsledky podobné, konkrétně při $\Delta T = 13,9^\circ\text{C}$ dosahuje odchylka 2,5 %.

Na základě provedeného měření jsem došel k závěru, že odchylka Boussinesqovy aproximace od reálné závislosti pro malá ΔT je nízká, a i vzhledem k menší náročnosti výpočtů je tato metoda pro další simulace vhodnější volbou.

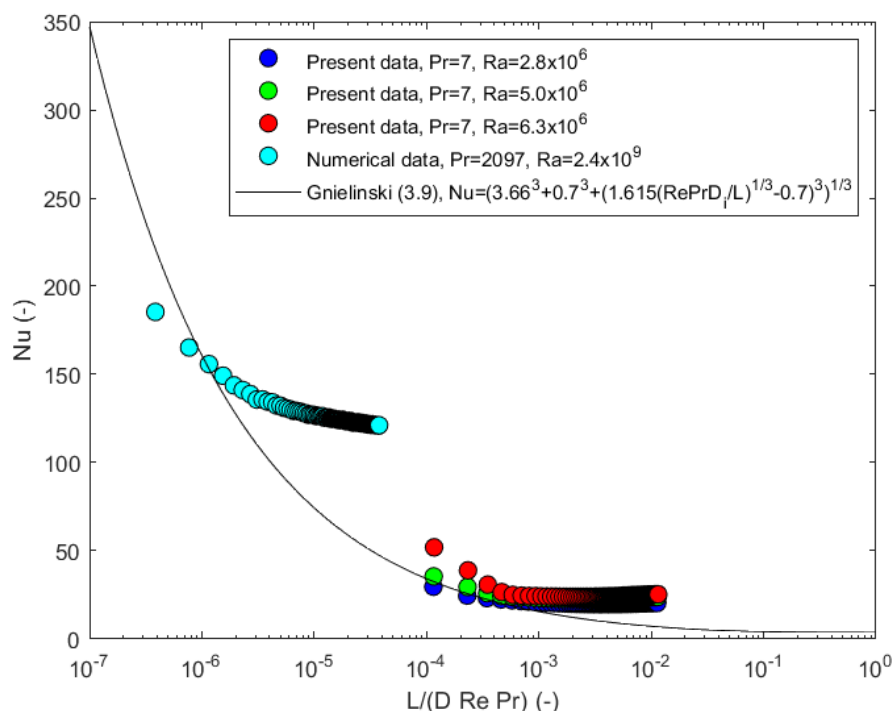
Pro další vyhodnocení jsem použil výše prezentovaná data a porovnal je s korelací (3.21) od autorů Depew a August (1972). Z obr. 42 vyplývá, že mnou získaná numerická data odpovídají závěrům jejich práce a přibližně kopírují jimi odvozenou korelaci s odchylkou $\pm 40\%$, jak v textu uvádějí. Pro přesnější analýzu jsem ještě provedl srovnání se studií Chae a Chung (2014).



obr. 42: Porovnání numerických dat pro smíšenou konvekci s korelací (3.21) (Depew a August, 1972)

Po vynesení dat do závislosti Nusseltova čísla na bezrozměrné délce $x^* = L/(DRePr)$ viz obr. 43 je patrné, že se moje data nachází v jiném rozsahu Prandtlových a Rayleighových čísel, než tomu je u Chae a Chunga (2014). Zatímco oni svá měření prováděli pro $Pr = 2094$ a $Ra = (3 \div 5,5) \cdot 10^9$, moje data odpovídají $Pr = 7$ a $Ra = (2,8 \div 6,3) \cdot 10^6$. Po vyhodnocení simulace pro $Pr = 2097$ a $Ra = 2,4 \cdot 10^9$ se však dostávám do podobného rozpětí výsledků jako ve výše zmiňované práci viz graf na obr. 13 v kapitole 3.3. Z toho tedy usuzuji, že použitý numerický model smíšené konvekce je správný. Při porovnání numerických dat s Gnielinskiho korelací (3.9) pro nucenou konvekci je vidět, že s narůstající souřadnicí x^* se výsledné hodnoty Nusseltova čísla

postupně odchylojí od naznačeného trendu, což je předpokládáný projev smíšené konvekce. Dále lze z obrázku rozpoznat, že počáteční body měření vykazují rozdílné asymptotické chování v oblasti krátkých trubek a nesledují prezentovanou funkční závislost zcela přesně. Za nejpravděpodobnější vysvětlení tohoto jevu považují nedokonalost numerického výpočtu, z důvodu malého množství elementů sítě v daném úseku.



obr. 43: Závislost Nusseltova čísla na bezrozměrné délce, srovnání prezentovaných dat s numerickými daty pro vyšší Prandtlova čísla viz měření Chae a Chung (2014)

Následným vyhodnocením Nusseltova čísla v závislosti na vztlakovém koeficientu B_o , jehož princip je detailněji popsán rovněž v kapitole 3.3, bylo zjištěno, že mnou získaná numerická data neodpovídají jimi představené korelační funkci (3.27) a oproti předpokladům vykazují mnohem menší vliv vztlakových sil. Více je to patrné z obr. 44. Vyhodnocení bylo provedeno za použití Gnielinskiho korelace Nusseltova čísla pro nucenou konvekci ve tvaru

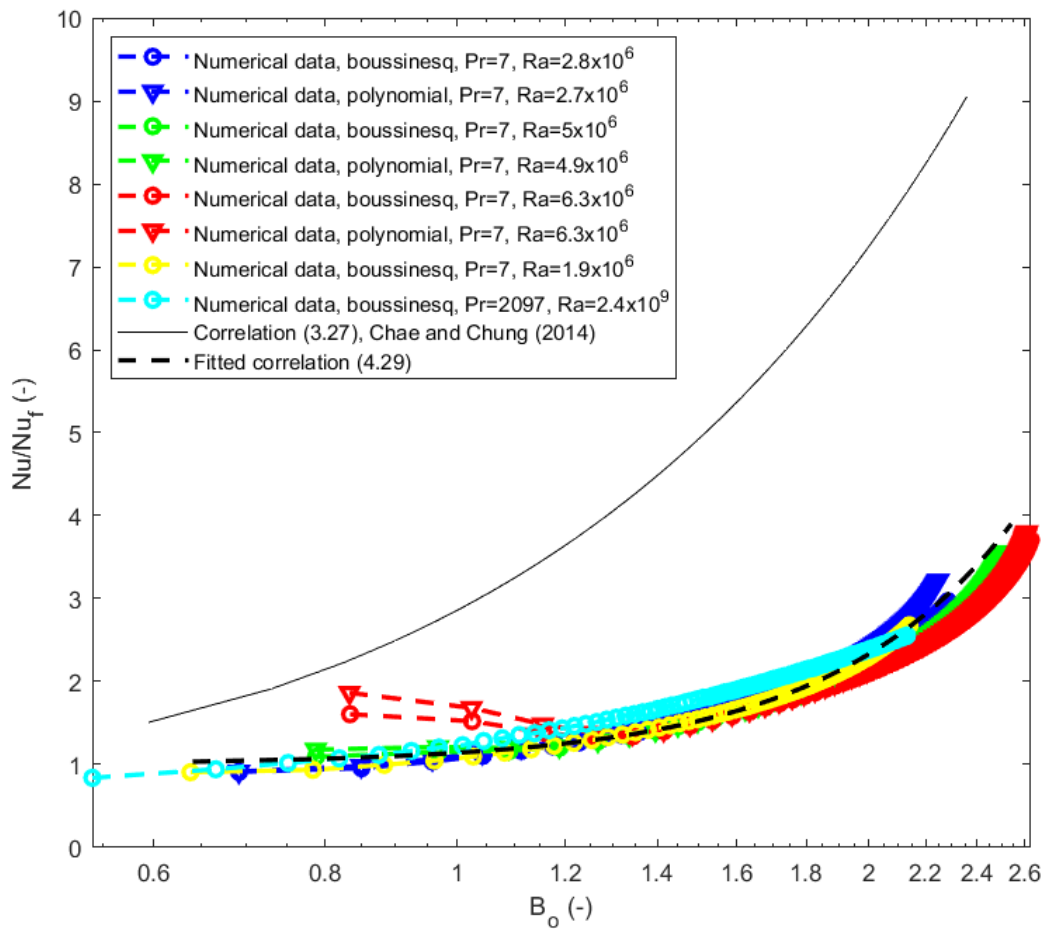
$$Nu_f = \left[3.66^3 + 0.7^3 + \left(1.615 \sqrt[3]{RePr d_i/l} - 0.7 \right)^3 \right]^{1/3} \quad (4.27)$$

a k určení semiempirického vztlakového koeficientu B_o jsem použil stejnou definici jako Chae a Chung (2014), tedy

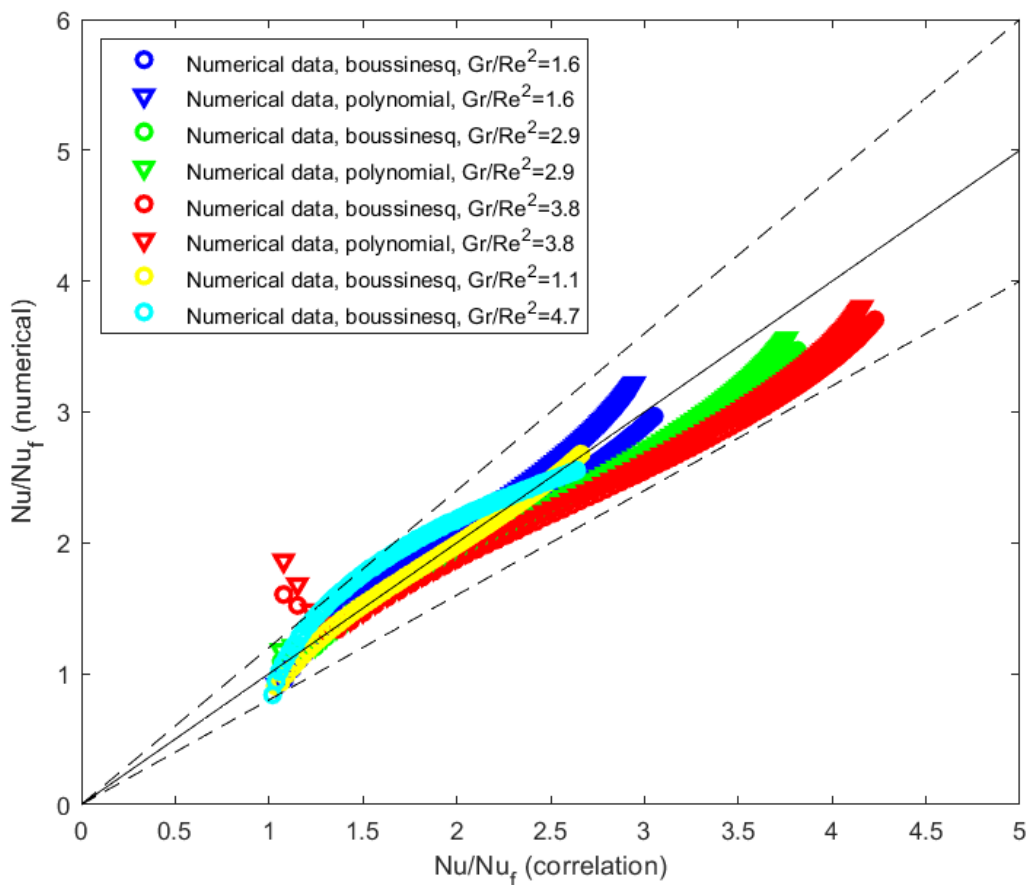
$$B_o = 0.38(L/D)^{0.3} [Gr_D / (Re^{4/3} Pr^{1/3})]^{0.2}. \quad (4.28)$$

Na základě simulace pro $Pr = 7$; $Ra = 1,9 \cdot 10^6$ a $Gr/Re^2 = 1,11$ jsem poté stanovil korelaci (4.29), která prokládá mnou numericky získaná data v rozsahu $0 \leq B_o \leq 2,6$ s přesností $\pm 20\%$ viz obr. 45. Z vyhodnocení dále vyplývá, že výsledná závislost je silně ovlivněna podílem Gr/Re^2 . Nejmenší odchylky je dosaženo právě pro $Gr/Re^2 \approx 1$ a s rostoucími hodnotami tohoto kritéria se chyba postupně zvyšuje.

$$Nu/Nu_f = 1 + 0.14B_o^{3.25} \quad (4.29)$$



obr. 44: Porovnání numerických dat s korelací (3.27) viz Chae a Chung (2014)



obr. 45: Porovnání numerických dat s korelací (4.29)

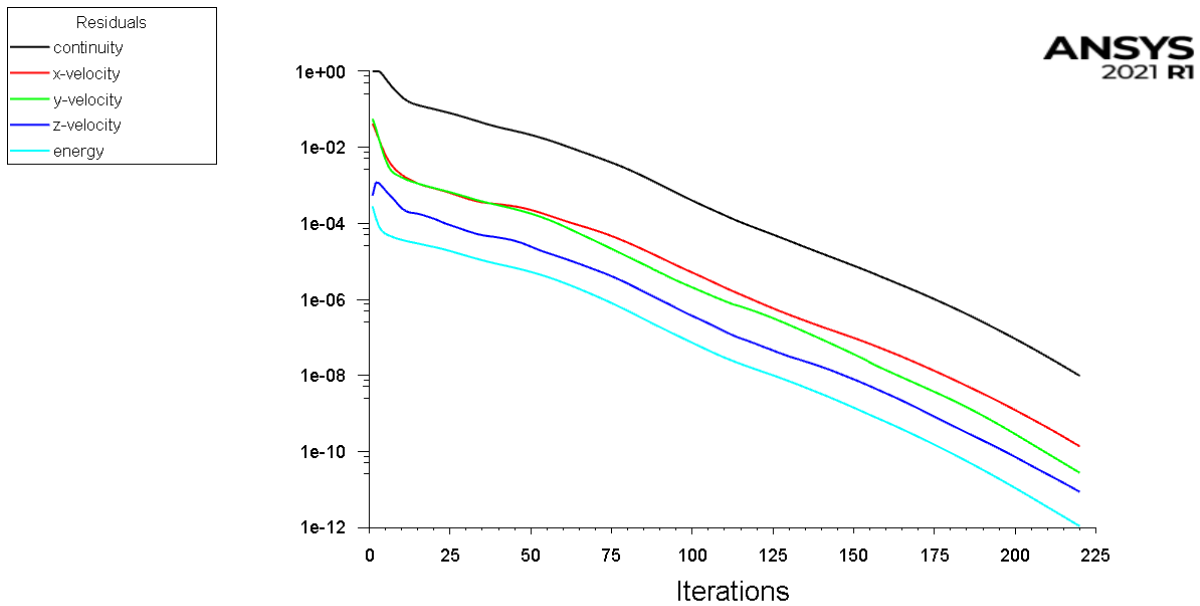
Pomocí numerické simulace jsem tedy ověřil správnost metody prezentované v práci Chae a Chung (2014), která k vyhodnocení smíšené konvekce využívá semiempiricky získaný vztahový koeficient. Získané výsledky v obou případech odpovídají teorii smíšené konvekce, výsledné korelace se však od sebe výrazně liší. Tato nepřesnost může narážet na limity zvolených přístupů. Zatímco já jsem ve své práci použil numerickou analýzu, Chae a Chung (2014) využili analogii mezi přenosem tepla a hmoty pomocí elektrolytické lázně $\text{CuSO}_4 - \text{H}_2\text{SO}_4$. Jejich práce byla omezena především krátkou délkou testovací trubky a vysokými hodnotami Rayleigha a Prandtlova čísla. Pro stanovení finálního hodnocení by bylo nutné provést reálný experiment, který by dosavadní měření potvrdil.

4.9 Koncepční rady pro modelování nucené a smíšené konvekce

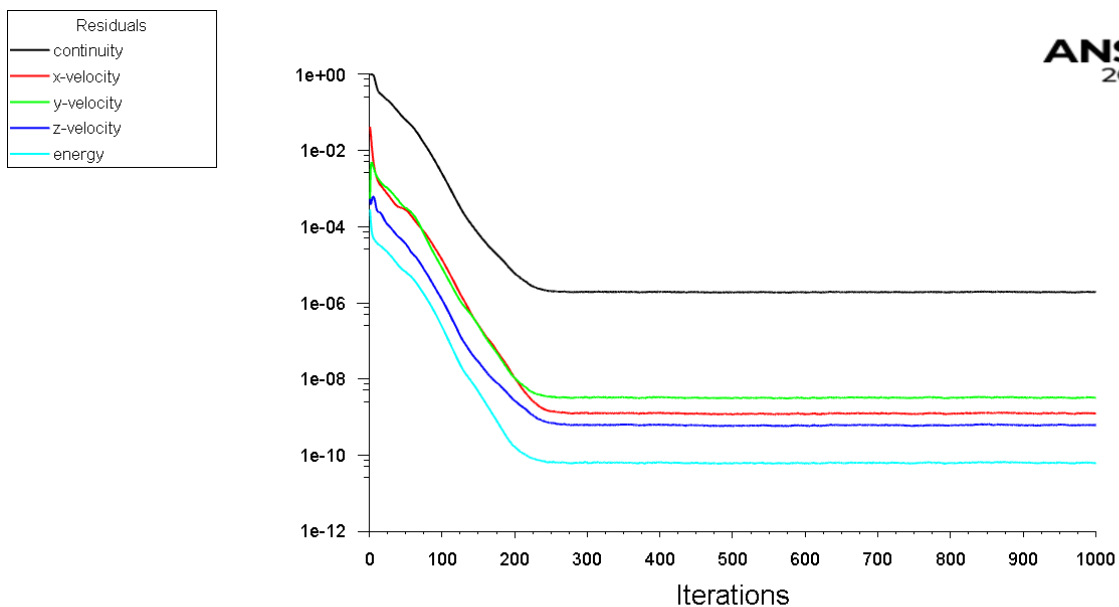
Při numerickém simulování nucené a smíšené konvekce jsem plně využil výhod inspekční analýzy, která mi umožnila vyhodnocovat výsledky v široké škále bezrozměrných délek trubek na jediné geometrické síti. V případě nucené konvekce toho bylo možné dosáhnout díky vhodné změně parametrů jako je vstupní rychlost a hustota, které se spolehlivě osvědčily v oblasti $1,71 \leq Gz \leq 1707,6$. V případě smíšené konvekce hraje zásadní roli parametr Gr/Re^2 , který by měl přibližně odpovídat hodnotě 1 a jeho velikost lze spolehlivě ovlivnit pomocí změny gravitačního zrychlení g . Pro posun v oblastech bezrozměrných délek lze také použít velikost tepelné vodivosti λ , která se v podílu Gr/Re^2 nevyskytuje. Zde však musíme dávat pozor, že při vysokých hodnotách tohoto součinitele začíná hrát roli i axiální vedení tepla podél kanálu.

Při využívání numerických simulací je vždy výhodné získané výsledky verifikovat s reálným měřením nebo korelací a tím tak eliminovat případné chyby modelu. Zároveň je tak možné získat přibližnou představu o přesnosti dané numerické analýzy. Při tvorbě sítě je důležité hledět na množství a velikost elementů v závislosti na náročnosti výpočetního procesu a zvolit optimální variantu, která dává přijatelnou přesnost vzhledem k časovým nárokům. V průběhu vyhodnocování simulací jsem si několikrát ověřil, že výsledky v okrajových oblastech sítě, zejména v místech s malým počtem elementů, nejsou zcela přesné. Tyto nedokonalosti je proto na základě zde zmíněných zkušeností nutné včas odhalit a vyvarovat se tak vynášení chybných závěrů.

Ve své práci jsem se zabýval i tím, jak se od sebe liší jednotlivé přístupy modelování smíšené konvekce, kdy jsem porovnával Boussinesqovu aproximaci s polynomickou závislostí hustoty na teplotě. Zjistil jsem, že obě varianty mají své výhody a záleží na účelu jejich použití. Zatímco polynomická závislost dokáže nahradit reálnou změnu hustoty na teplotě relativně přesně, její nevýhoda spočívá především v horší konvergenci řešení, kdy reziduální odchylky oscilují kolem vyšších hodnot, než je tomu u Boussinesqovy aproximace viz obr. 46 a obr. 47. Boussinesqova aproximace naproti tomu najde uplatnění v oblastech malých teplotních změn média, kde dosahuje podobných výsledků jako přesnější polynomická závislost, avšak za cenu úspory času a nároků na výpočetní výkon.



obr. 46: Reziduální odchylky – Boussinesqova aproximace, $u=0,02$ m/s; $T_{in}=20$ °C; $T_w=40$ °C



obr. 47: Reziduální odchylky – polynomická závislost, $u=0,02$ m/s; $T_{in}=20$ °C; $T_w=40$ °C

Numerická analýza dokáže sehrát důležitou roli v lepším porozumění daného fyzikálního problému a vhodnou kombinací s experimentálním měřením může pomoci k získání kvalitnějších výsledků a uspořit velké množství finančních prostředků.

5 NÁVRH EXPERIMENTU

Pro svůj experiment jsem si vybral čistý glycerin $C_3H_8O_3$ především kvůli jeho vysoké viskozitě, která při teplotě $20\text{ }^\circ\text{C}$ odpovídá $1480\text{ mPa}\cdot\text{s}$. Díky ní jsem v potrubí schopen jednodušeji dosáhnout nízkých Reynoldsových čísel a zamezit tak vzniku turbulence a zpětných toků. Závislosti viskozity a dalších látkových vlastností glycerinu na teplotě jsou uvedeny v tab. 5.

tab. 5: Látkové vlastnosti čistého glycerinu (Šesták et al., 1998)

T	ρ	c_p	μ	λ	$10^8 a$	Pr	β	$10^4 \nu$
[$^\circ\text{C}$]	[$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$]	[$\text{kJ}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$]	[$\text{mPa}\cdot\text{s}$]	[$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$]	[$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$]	[-]	[$\text{mN}\cdot\text{m}^{-1}$]	[K^{-1}]
0	1 276	2,260 ¹⁾	12 100					4,85
10	1 270		3 950					4,95
20	1 261	2,35	1 480	0,286	9,65	12 161	59,4	5,00
30	1 258		600				59	5,07
40	1 252	2,45	330	0,289	9,42	2 798	58,5	5,14
50	1 245	2,511 ¹⁾	180				58,0	5,21
60	1 238	2,56	102	0,291	9,18	897	57,4	
80	1 224	2,67	35	0,294	9,00	318	55,9	
100	1 208	2,79	13				54,2	
120	1 188	2,90	5,2				52,2	
140	1 167	3,01	1,8				50,0	
160	1 143	3,12	1,0					
180	1 117	3,23	0,45					
200	1 090	3,34	0,22					

Před samotným návrhem experimentálního zařízení je v první řadě nutné provést základní procesní výpočty. Jedná se o parametrickou studii, jejíž cílem je zvolit optimální hodnoty průtoku, geometrie potrubí, výkonů atp., při kterých by bylo možné pozorovat smíšenou konvekci ($Gr/Re^2 \approx 1$). Výpočet výsledné varianty je naznačen v následující kapitole.

5.1 Procesní výpočty

Potrubí o délce $L = 4\text{ m}$, vnitřním průměru $D_i = 25\text{ mm}$ a tloušťce stěny $s = 2,5\text{ mm}$ bude ohříváno kondenzující parou o teplotě $T_w = 120\text{ }^\circ\text{C}$ při tlaku $p = 2\text{ bar}$. Výparné teplo vody činí $\Delta h^{\text{výp}} = 2202\text{ kJ/kg}$, rychlost proudícího média odpovídá $u = 0,1\text{ m/s}$ a potrubí bude vyrobeno z nerezové oceli o součiniteli tepelné vodivosti $\lambda_s = 16\text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Teplotu tekutiny na vstupu uvažují $T_{\text{in}} = 20\text{ }^\circ\text{C}$. Látkové vlastnosti vybírám z tab. 5 pro střední teplotu proudu $30\text{ }^\circ\text{C}$, tedy $\rho = 1258\text{ kg/m}^3$, $c_p = 2400\text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$, $\mu = 600\text{ mPa}\cdot\text{s}$, $\lambda = 0,2875\text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, $a = 9,54 \cdot 10^{-8}\text{ m}^2/\text{s}$, $\nu = 0,477 \cdot 10^{-3}\text{ m}^2/\text{s}$. Součinitel teplotní objemové roztažnosti při teplotě $20\text{ }^\circ\text{C}$ odpovídá $\beta = 0,0005\text{ K}^{-1}$. Cílem je zjistit, jaká bude teplota na výstupu z potrubí T_{out} , určit potřebný výkon Q , stanovit průtok páry a porovnat, jak se od sebe liší výsledky pro nucenou a smíšenou konvekci.

Nejprve určím Reynoldsovo a Prandtlovo číslo jako:

$$\text{Re} = \frac{uD_i\rho}{\mu} = \frac{0,1 \cdot 0,025 \cdot 1258}{0,6} = 5,2 \quad (5.1)$$

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{a} = \frac{0,477 \cdot 10^{-3}}{9,54 \cdot 10^{-8}} = 5002 \quad (5.2)$$

Nusseltovo číslo pro nucenou konvekci následně spočítám pomocí Gnielinskiho korelace (3.9).

$$\text{Nu}_f = \left[3,66^3 + 0,7^3 + \left(1,615 \sqrt[3]{5,2 \cdot 5002 \cdot 0,025/4} - 0,7 \right)^3 \right]^{1/3} = 8,4 \quad (5.3)$$

K určení Nusseltova čísla pro smíšenou konvekci využiji mnou získanou korelaci ve tvaru

$$\text{Nu} = \text{Nu}_f (1 + 0,14 B_o^{3,25}), \quad (5.4)$$

kde B_o představuje vztlakový koeficient, který lze vyjádřit jako

$$B_o = 0,38 (L/D_i)^{0,3} [\text{Gr}/(\text{Re}^{4/3} \text{Pr}^{1/3})]^{0,2}. \quad (5.5)$$

Grashoffovo číslo spočítám ze vztahu

$$\text{Gr} = \frac{D_i^3 g \beta \Delta T}{\nu^2}, \quad (5.6)$$

kde ΔT představuje rozdíl mezi teplotou stěny a střední teplotou proudu tzn. $\Delta T = 90 \text{ }^\circ\text{C}$.

$$\text{Gr} = \frac{0,025^3 \cdot 9,81 \cdot 0,0005 \cdot 90}{(0,477 \cdot 10^{-3})^2} = 30 \quad (5.7)$$

$$B_o = 0,38 \cdot (4/0,025)^{0,3} \cdot [30/(5,2^{4/3} \cdot 5002^{1/3})]^{0,2} = 1,25 \quad (5.8)$$

$$\text{Nu} = 8,4 \cdot (1 + 0,14 \cdot 1,26^{3,25}) = 10,8 \quad (5.9)$$

Nyní mohu vyjádřit součinitel přestupu tepla na vnitřní straně trubky.

$$\alpha_{\text{in}} = \frac{\text{Nu}\lambda}{D_i} = \frac{10,8 \cdot 0,2875}{0,025} = 124 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1} \quad (5.10)$$

Teplotu média na výstupu z potrubí získám z rovnosti výkonů

$$Q = \dot{m}c_p(T_{\text{out}} - T_{\text{in}}) = k_p S_w \Delta T_{\text{ln}}, \quad (5.11)$$

kde \dot{m} je hmotnostní průtok glycerinu, k_p součinitel prostupu tepla, S_w plocha stěny a ΔT_{ln} logaritmický teplotní spád. Jednotlivé vztahy jsou rozepsány dále.

$$\dot{m} = \rho \dot{V} \quad (5.12)$$

$$\dot{V} = u S_d \quad (5.13)$$

$$S_d = \frac{\pi D_i^2}{4} \quad (5.14)$$

$$S_w = \pi D_e L \quad (5.15)$$

$$\Delta T_{\text{ln}} = \frac{(T_w - T_{\text{in}}) - (T_w - T_{\text{out}})}{\ln \frac{(T_w - T_{\text{in}})}{(T_w - T_{\text{out}})}} \quad (5.16)$$

$$k_p = \frac{k_{p1}}{\pi D_e} \quad (5.17)$$

$$k_{p1} = \frac{\pi}{\frac{1}{\alpha_{in} D_i} + \frac{1}{2\lambda_s} \ln \frac{D_e}{D_i} + \frac{1}{\alpha_{out} D_e}} \quad (5.18)$$

Jelikož součinitel přestupu tepla na vnější straně trubky α_{out} pro případ kondenzující páry dosahuje řádu $1000 \div 10000 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$, můžeme poslední člen v rovnici (5.18) zanedbat a vztah přejde do tvaru

$$k_{p1} = \frac{\pi}{\frac{1}{\alpha_{in} D_i} + \frac{1}{2\lambda_s} \ln \frac{D_e}{D_i}} \quad (5.19)$$

Po dosazení do vzorců získáme výslednou hodnotu součinitele prostupu tepla $k_p = 101,7 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$. Teplota média na výstupu z potrubí po vyjádření vyjde $T_{out} = 42,8 \text{ }^\circ\text{C}$, což je o $4,6 \text{ }^\circ\text{C}$ více, než pokud bychom počítali pouze s nucenou konvekcí. Parametr Gr/Re^2 pro tento případ odpovídá hodnotě 1,1 a potřebný tepelný výkon je $Q = 3,4 \text{ kW}$. Detailní srovnání výsledků nucené a smíšené konvekce a porovnání vybraných bezrozměrných parametrů pro glycerin a vodu je zobrazeno v tab. 6.

tab. 6: Tabulka výsledků pro $u=0,1 \text{ m/s}$

	Nucená konvekce	Smíšená konvekce
Nu [–]	8,4	10,8
$\alpha_{in} [\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}]$	96	124
$k_p [\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}]$	79	102
$Q [\text{kW}]$	2,7	3,4
$T_{out} [^\circ\text{C}]$	38,2	42,8
	Glycerin	Voda
Pr	5002	5,4
Re	5,2	3121
Gr	30	4300278
Ra	$1,49 \cdot 10^5$	$232 \cdot 10^5$
Gr/Re^2	1,1	0,44

Z výkonu výměníku jsem nyní schopný určit požadovaný průtok páry následovně.

$$Q = \dot{m}_p \Delta h^{výp} \quad (5.20)$$

$$\dot{m}_p = \frac{Q}{\Delta h^{výp}} = \frac{3,4}{2202} = 1,54 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{s}} = 5,5 \frac{\text{kg}}{\text{h}} \quad (5.21)$$

Při uvažování účinnosti $\eta = 50 \%$ spočítám potřebný příkon topné spirály jako:

$$P = \frac{Q}{\eta} = \frac{3,4}{0,5} = 6,8 \text{ kW} \quad (5.22)$$

Pro návrh čerpadla je ještě důležité zjistit, jaké budou tlakové ztráty ve sledovaném potrubním úseku. K tomu využiji inženýrské Bernoulliho rovnice. Jelikož se v mém případě jedná o rovinnou úlohu, kde se neprojevuje rozdíl výšek ani rychlostí mezi vstupem a výstupem, mohu rovnici zapsat v tomto tvaru.

$$e = \frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_1} + e_z \quad (5.23)$$

Člen na levé straně e reprezentuje měrnou energii čerpadla, kterou je potřeba dodat do systému. Dále můžu napsat, že $p_1 = p_2 = 101,325 \text{ kPa}$, ρ_1 odpovídá hustotě glycerinu při teplotě $20 \text{ }^\circ\text{C}$, ρ_2 při teplotě $40 \text{ }^\circ\text{C}$ a ztrátu třením v potrubí lze vyjádřit jako

$$e_z^T = \xi \frac{L}{D_i} \frac{u^2}{2}. \quad (5.24)$$

Součinitel třecích ztrát ξ pro trubku kruhového průřezu v laminárním režimu proudění je roven

$$\xi = \frac{64}{\text{Re}}. \quad (5.25)$$

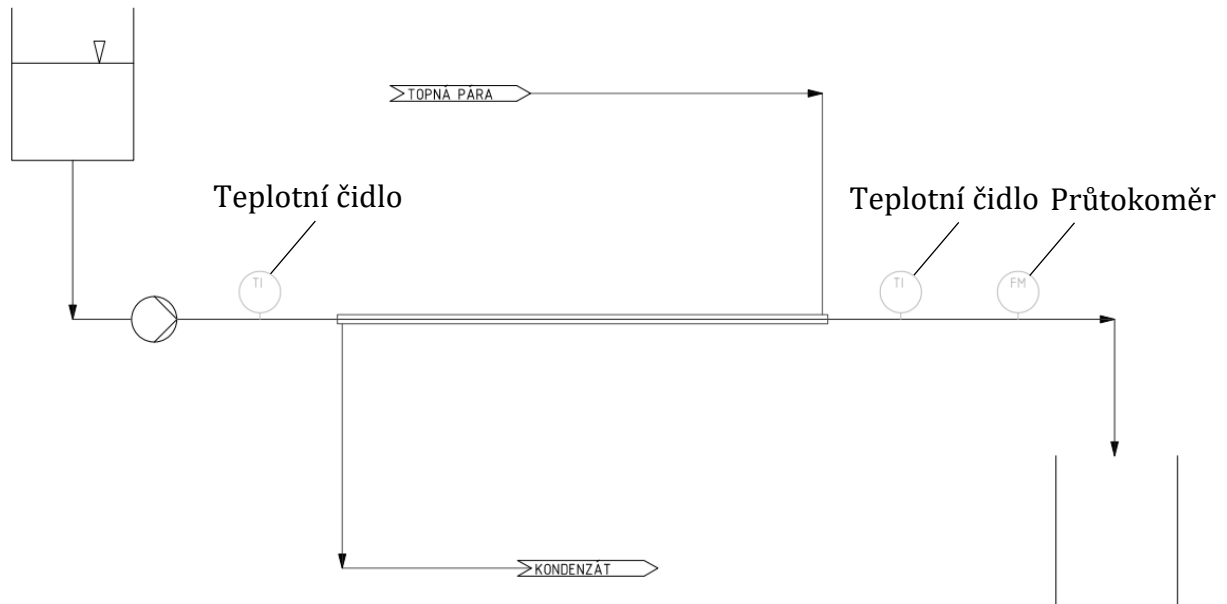
Po dosazení získávám velikost třecích ztrát $e_z^T = 9,85 \text{ J/kg}$. Ztráty způsobené změnou hustoty jsou zanedbatelné a po připočtení místní ztrátové energie e_z^M , kterou uvažuji přibližně 50 % ze ztrát třecích dostávám hodnotu potřebné měrné energie čerpadla $e = 15 \text{ J/kg}$. Celková tlaková ztráta, kterou je potřeba překonat, vyjde po přepočtu

$$\Delta p_\zeta = e \cdot \rho = 15 \cdot 1258 = 18870 \text{ Pa} \doteq 0,2 \text{ bar}. \quad (5.26)$$

Po provedení základních návrhových výpočtů mohu přistoupit již k samotnému návrhu experimentální aparatury a výběru vhodných procesních komponent.

5.2 Návrh experimentálního zařízení

Schéma experimentálního zařízení, které jsem navrhl, je ukázáno na obr. 48. Jedná se o sestavu, která se skládá ze zásobníku procesního média (glycerinu), čerpadla, vlastní měřící sekce, přívodu páry, odvodu kondenzátu a nádoby na použitý glycerin.

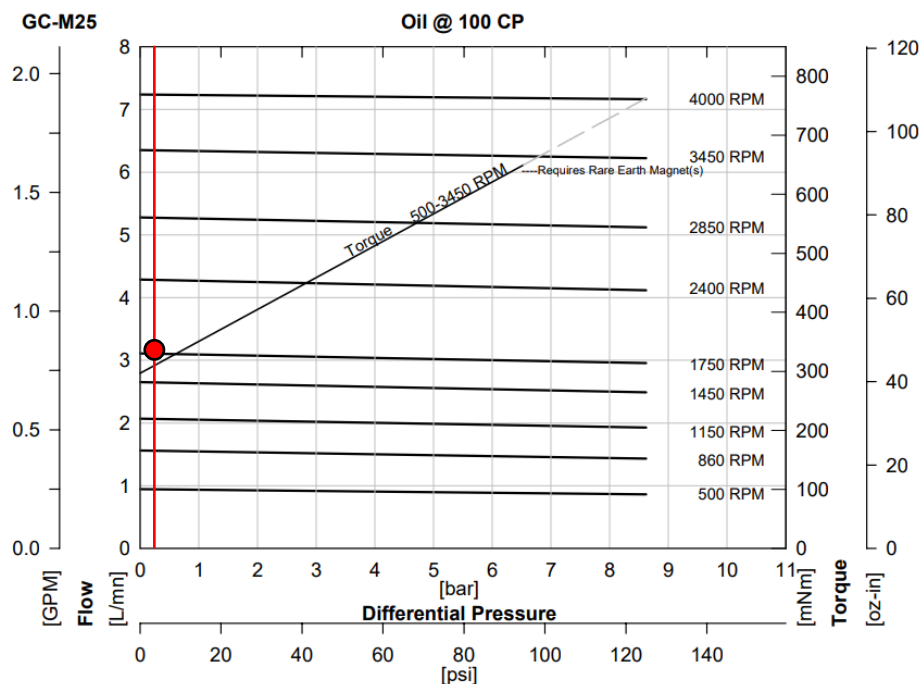


obr. 48: Schéma experimentálního zařízení pro měření smíšené konvekce

Měřící sekci představuje klasický výměník typu trubka v trubce. Potrubí o vnitřním průměru 25 mm je v délce 4 m duplikováno vnějším pláštěm v podobě trubky o vnitřním průměru 45,8 mm. Tloušťky stěn obou trubek jsou 2,5 mm. Zařízení je vyrobeno z nerezové oceli AISI 316. Jeho celková délka činí 5 m a hmotnost je odhadována na 22,5 kg. Aparát je osazen dvěma teplotními čidly na vstupu a výstupu otápné části. Oba konce potrubí jsou zakončeny plochou přírubou, která umožňuje spojení s dalšími procesními komponentami (čerpadlem, průtokoměrem atd.). Zařízení je rovněž vybaveno kompenzátorem teplotních dilatací. Základní uspořádání jednotlivých prvků aparatury je patrné z nákresu na další straně. Další odstavce se už věnují výběru konkrétních procesních komponent a přístrojů sensorové techniky. Jejich detailnější technické údaje jsou součástí přílohy č. 1.

Pro dopravu tekutiny jsem zvolil hydrostatické čerpadlo GC-M25.JVS.6 s vnitřním ozubením, které je vhodné pro přesné dávkovací aplikace. Jeho charakteristika pro viskozitu média 100 mPas je ukázána na obr. 49. Můj pracovní bod je v grafu zakreslen červeně. Požadovanému průtoku 3000 ml/min odpovídá frekvence 1750 ot/min. Dále je z grafu možné vyčíst, že s narůstající tlakovou ztrátou zůstává průtok čerpadlem přibližně konstantní. To je způsobeno právě vysokou viskozitou média a nízkým výskytem zpětných toků v proudu. Pro viskozitu glycerinu dosahující při 20 °C 1480 mPas by došlo ještě k většímu narovnání dané charakteristiky. S vyšší tlakovou ztrátou však strmě narůstá i potřebný moment, a tedy výkon čerpadla. Tlakové ztrátě 0,2 bar odpovídá minimální výkon 0,3 kW. Práci čerpadla tedy obstará motor IEC 71-B14 o výkonu 0,37 kW, který je schopný dodat maximální možný průtok 3840 ml/min. Těleso čerpadla je celonerezové a spojení s hnacím hřídelem je zajištěno pomocí magnetické spojky.

Performance-High Viscosity



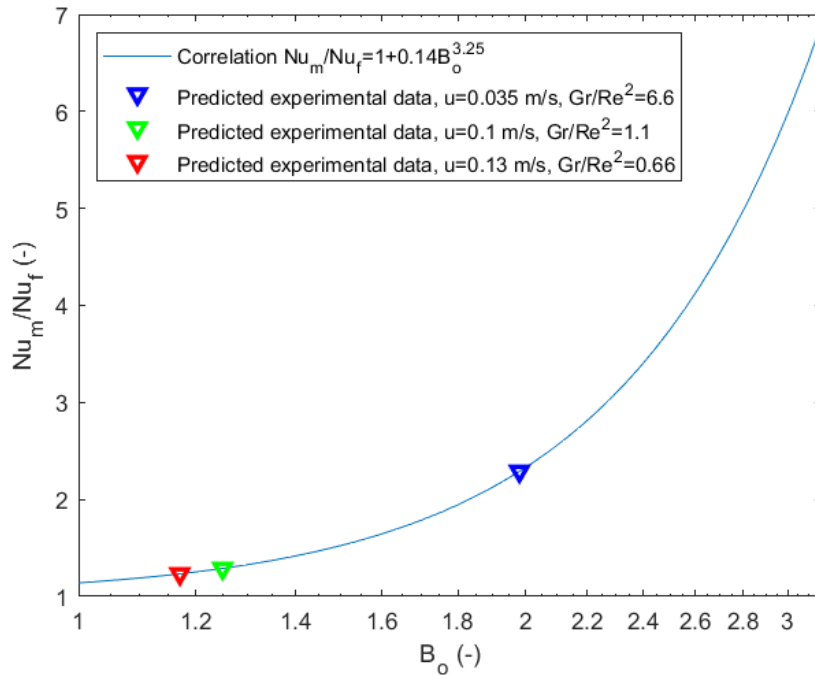
obr. 49: Charakteristika čerpadla GC-M25 pro vysoké viskozity

V rámci svého experimentu se tedy mohou pohybovat v rozmezí průtoků od 1000 ml/min do 3840 ml/min. Očekávané experimentální výsledky pro oba mezní případy a optimální návrhový stav jsou porovnány v následující tabulce. Data jsou navíc rozšířena o předpokládané požadavky na topnou páru.

tab. 7: Očekávané experimentální výsledky a návrhové parametry topné páry pro různé rychlosti proudění

Střední teplota	50 °C	30 °C	30 °C
	1000 ml/min	3000 ml/min	3840 ml/min
u [m/s]	0,035	0,1	0,13
B_o [–]	1,98	1,25	1,17
Nu_m/Nu_f [–]	2,28	1,29	1,23
Nu_f [–]	6,1	8,4	9,2
Nu_m [–]	13,85	10,8	11,3
α_{in} [$Wm^{-2}K^{-1}$]	161	124	130
k_p [$Wm^{-2}K^{-1}$]	131	102	106
T_{out}^f [°C]	53,1	38,2	35,5
T_{out}^m [°C]	79,6	42,8	38,7
Pr	1555	5002	5002
Re	6,1	5,2	6,8
Gr	241	30	30
Ra	$3,75 \cdot 10^5$	$1,49 \cdot 10^5$	$1,52 \cdot 10^5$
Gr/Re^2	6,6	1,1	0,66
Parametry topné páry			
\dot{m}_p [kg/h]	5,3	5,5	5,9
P [kW]	6,5	6,8	7,2

Z prezentovaných dat je podstatný především parametr Gr/Re^2 , který se pro daný rozsah pohybuje v rozmezí $0,66 \div 6,6$. Dále stojí za zmínku srovnání Nusseltova čísla při nucené konvekci Nu_f s Nusseltovým číslem při smíšené konvekci Nu_m . Při uvažování pouze nucené konvekce sice dochází k pozvolnému nárůstu jeho hodnot spolu s rostoucím průtokem, Nusseltovo číslo vystihující reálné chování v potrubí však zůstává pro všechny tři průtoky přibližně stejné. To je způsobeno tím, že se zvyšujícím se průtokem zároveň dochází i k poklesu vlivu vztlakových sil a dominantní z hlediska přestupu tepla se stává konvekce nucená. Ostatně to dokládá i klesající rozdíl mezi výstupními teplotami pro nucenou a smíšenou konvekci T_{out}^f a T_{out}^m . V grafu na obr. 50 jsou pak zakresleny body reprezentující oblast, ve které je možné daná měření provádět.



obr. 50: Předpokládaný rozsah experimentu

Jako senzorovou techniku jsem zvolil komponenty od firmy Endress+Hauser. O měření průtoku se postará ultrazvukový průtokoměr P 500, který je vhodný i pro malé rychlosti proudění a dokáže pracovat v rozmezí rychlostí $0 \div 15$ m/s. Jeho přesnost by měla pro dimenzi DN 25 činit $\pm 2\%$. Další obrovskou výhodou je, že se jeho senzory umísťují z vnější strany potrubí, a tudíž je jeho instalace flexibilní a může probíhat bez přerušování provozu. Jako snímač teploty jsem vybral odporové čidlo TM311 pracující v rozsahu od -50 °C do 200 °C. Při požadovaném průtoku topné páry 6 kg/h a výkonu 7 kW jsem zvolil elektrický vyvíječ páry BM 25. Jedná se o malý parní zdroj využívaný zejména v malých průmyslových podnicích, vinařských provozech, laboratořích atp. Jeho maximální udávaný výkon je 27 kg páry/h, zařízení je možno osadit topným tělesem $6 \div 18$ kW a maximální provozní tlak činí až 6 bar.

6 ZÁVĚR

Důležitým přínosem mojí práce je představení přístupu při simulaci reálných případů přestupu tepla pomocí programu ANSYS Fluent a vyhodnocování výsledků za využití inspekční analýzy. Úvodní část je věnována obecným principům při bilancování hybnosti, tepla a hmoty a literární rešerši zaměřené především na téma problematiky nucené a smíšené konvekce v potrubí kruhového průřezu. Výsledky numerické analýzy jsou porovnány s dostupnými daty v literatuře a na základě vyhodnocení jsou sestaveny nové korelační vztahy vhodné pro inženýrský návrh aparátů.

Nusseltovo číslo při nucené konvekci mocninových kapalin pro indexy toku $0,1 \leq n \leq 1$ v celém rozsahu bezrozměrné délky $L/(DRePr)$ je možné spočítat pomocí těchto vztahů:

$$Nu = \left\{ Nu_{inf}^3 + k^3 + \left\{ 1.75[(3n+1)/4n]^{1/3} Gz^{1/3} - k \right\}^3 \right\}^{1/3} \quad (6.1)$$

$$k = 0,7n^{-1/3} \quad (6.2)$$

$$Nu_{inf} = 3.66 \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^{1/3}; 0,3 \leq n \leq 1 \quad (6.3)$$

$$Nu_{inf} = 3.66n^{-0.12}; 0,1 \leq n \leq 1 \quad (6.4)$$

Maximální chyba korelace (6.1) od numerických dat činí 5 %.

Nusseltovo číslo při smíšené konvekci v rozsahu $0 \leq B_o \leq 2,6$; $1,1 \leq Gr/Re^2 \leq 4,7$ je možné určit na základě rovnic:

$$Nu/Nu_f = 1 + 0.14B_o^{3.25} \quad (6.5)$$

$$Nu_f = \left[3.66^3 + 0.7^3 + \left(1.615^3 \sqrt[3]{RePr D/L} - 0.7 \right)^3 \right]^{1/3} \quad (6.6)$$

$$B_o = 0.38(L/D)^{0.3} [Gr/(Re^{4/3} Pr^{1/3})]^{0.2} \quad (6.7)$$

Chyba korelace (6.5) od numerických dat v tomto případě odpovídá ± 20 %.

V závěrečné části práce je poté navržen a představen koncept experimentálního zařízení, na kterém by bylo možné získané poznatky ověřit v praxi. Popsané principy při simulaci smíšené konvekce v kombinaci s vhodným experimentálním měřením mohou být do budoucna využity pro lepší pochopení a popis tohoto problému.

7 BIBLIOGRAFIE

Celik, I.B., Ghia, U., Roache, P.J., Freitas, C.J. *Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in CFD Applications*, Mechanical and Aerospace Engineering Department, West Virginia University, Morgantown, USA, 1993.

Depew, C.A., August, S.E. Heat Transfer Due to Combined Free and Forced Convection in a Horizontal and Isothermal Tube, *Journal of Heat Transfer, Transactions of ASME*, 1971, 380–384. DOI 10.1115/1.3449834

Ebadian, M.A., Dong, Z.F. Forced Convection, Internal Flow in Ducts. In: Rosenhow, W.M., Hartnett, J.P. and Cho, Y.I., Eds., *Handbook of Heat Transfer*, McGraw-Hill, New York, 1998.

Etemad, S.G. Ph.D. Thesis, McGill University, Montreal, Quebec, Canada, 1995.

Fouad, M.G., Ibl, N. Natural convection mass transfer at vertical electrodes under turbulent flow conditions, *Electrochimica Acta*, 1960, 3:233–243. DOI: 10.1016/0013-4686(60)85007-4

Gnielinski, V. New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow, *Int. Chem. Eng.*, 1976, 16(2):359–368.

Gnielinski, V. Zur Wärmeübertragung bei laminarer Rohrströmung und konstanter Wandtemperatur, *Chemie Ingenieur Technik*, 1989, 61.

Hieber, C.A. Mixed Convection in an Isothermal Horizontal Tube: Some Recent Theories, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1981, 24(2):315–322. DOI 10.1016/0017-9310(81)90039-9

Chae, M.S., Chung, B.J. Laminar mixed-convection experiments in horizontal pipes and derivation of a semi-empirical buoyancy coefficient, *International Journal of Thermal Sciences*, 2014, 84:335–346. DOI 10.1016/j.ijthermalsci.2014.06.007

Jackson, T.W., Spurllock, J.M., Purdy, K.R. Combined free and forced convection in a constant temperature horizontal tube, *Am. Inst. Chem. Eng. J.*, 1961, 7:38–41. DOI 10.1002/aic.690070111

Joshi, S.D. Heat transfer in in-tube flow of non-Newtonian fluids. *Retrospective Theses and Dissertations*, 1978, 6392. DOI 10.31274/rtd-180813-271

Konakov, P.K. A new correlation for the friction coefficient in smooth tubes. *Berichte der Akademie der Wissenschaften der UdSSR*, 1946, 51:503–506.

Kummitha, O.R., Pandey, K.M. Experimental and Numerical Analysis of Forced Convection Heat Transfer in Turbulent Flows, *International Conference on Computational Heat and Mass Transfer, Procedia Engineering*, 2015, 127:711–718.

Le Fevre, E.J. Laminar Free Convection from a Vertical Plane Surface, *Proc. Ninth Int. Congr. Appl. Mech.*, Brussels, 1956, 4:168.

- Magallanes, A.C. *CFD simulation of forced convection heat transfer of laminar phase-change non-Newtonian fluids in rectangular straight micro-channels*, Thesis to achieve the academic degree of Master of Science in Mechatronics, Querétaro, México, 2010.
- Mizushima, T., Ito, R., Kuriwake, Y., Yahikazawa, K. Boundary Layer Heat Transfer in a Circular Tube to Newtonian and Non-Newtonian Fluids, *Kagaku Kogaku*, 1967, 31:250-255.
- Ohk, S.M., Chung, B.J. Natural convection heat transfer inside an open vertical pipe: Influences of length, diameter and Prandtl number, *International Journal of Thermal Sciences*, 2017, 115:54–64. DOI 10.1016/j.ijthermalsci.2017.01.014
- Ou, J.W., Cheng, K.C. Natural Convection on Graetz Problem in Horizontal Isothermal Tubes, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1977, 20:953–960. DOI 10.1016/0017-9310(77)90066-7
- Park, H.K., Chung, B.J. Mass Transfer Experiments for the Heat Load During In-Vessel Retention of Core Melt, *Nuclear Engineering and Technology*, 2016, 48:906–914. DOI 10.1016/J.NET.2016.02.015
- Petera, K. *Grid independence*, Přednáška: Aplikace CFD v procesní technice, Ústav procesní a zpracovatelské techniky, Fakulta strojní, ČVUT, Praha, 2018.
- Pigford, R.L. Nonisothermal flow and heat transfer inside vertical tubes, *Chemical Engineering Progress Symposium Series*, 1955, 51(17):79–92.
- Sarac, H., Korkut, O. External and internal convection mass transfer at cylindrical tubular electrodes, *J. Chem. Eng. Jpn.*, 1999, 32:130–133. DOI 10.1252/jcej.32.130
- Shah, R.K., London, A.L. *Laminar flow forced convection in ducts*. Academic Press, New York/San Francisco, CA/London, 1978.
- Shome, B., Jensen, M.K. Mixed convection laminar flow and heat transfer of liquids in isothermal horizontal circular ducts, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1995, 38(11):1945–1956. DOI 10.1016/0017-9310(94)00328-S
- Su, L., Duan, Z., He, B., Ma, H., Xu, Z. Thermally Developing Flow and Heat Transfer in Elliptical Minichannels with Constant Wall Temperature, *Micromachines*, 2019, 10(10):713. DOI 10.3390/mi10100713
- Šesták, J., Rieger, F. *Přenos hybnosti, tepla a hmoty*. České vysoké učení technické, Praha, 1993, ISBN 80-01-00957-2.
- Šesták, J., Houška, M., Bukovský, J. *Tepelné pochody-transportní a termodynamická data*. Vyd. 4. České vysoké učení technické, Praha, 1998. ISBN 80-01-01795-8.
- Tobias, C.W., Hickman, R.G. Ionic mass transfer by combined free and forced convection, *Z. Phys. Chem.*, 1965, 229:145–166. DOI 10.1515/zpch-1965-22915
- VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen Ed. *VDI Heat Atlas*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Second Edition, 2010. ISBN 978-3-540-77876-9

Seznam použitých symbolů

A, B, C	konstanty, –
a	součinitel teplotní vodivosti, m^2s^{-1}
α	součinitel přestupu tepla, $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$
α_{in}	součinitel přestupu tepla na vnitřní straně trubky, $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$
α_{out}	součinitel přestupu tepla na vnější straně trubky, $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$
B_0	koeficient vztlaku, –
β	součinitel teplotní objemové roztažnosti, K^{-1}
c_p	měrná tepelná kapacita, $\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$
D	průměr trubky, m
D, D_h, L	charakteristický rozměr, m
D_e	vnější průměr trubky, m
D_i, d_i	vnitřní průměr trubky, m
$\vec{\Delta}, (\Delta_{ji})$	tenzor rychlosti deformace, s^{-1}
$\Delta h^{\text{výp}}$	výparné teplo vody, Jkg^{-1}
Δp_{ζ}	tlaková ztráta, Pa
$\Delta \rho$	diference hustoty, kgm^{-3}
ΔT	diference teploty, °C, K
ΔT_{ln}	logaritmický teplotní spád, °C, K
δ_t	tloušťka teplotní mezní vrstvy, m
e	měrná energie čerpadla, Jkg^{-1}
e_z^{M}	měrná ztrátová energie místní, Jkg^{-1}
e_z^{T}	měrná ztrátová energie třením, Jkg^{-1}
ε	poměr šířky a výšky kanálu, –
η	účinnost, –
\vec{f}	vektor zrychlení vnějších objemových sil, ms^{-2}
ϕ	sledovaná veličina, –
ϕ_{ext}	ustálená hodnota sledované veličiny, –
g	gravitační zrychlení, ms^{-2}
\vec{g}	vektor gravitačního zrychlení, ms^{-2}
$\text{Gr}, \text{Gr}_L, \text{Gr}_D$	Grashoffovo číslo, –
Gz	Graetzovo číslo, –

$\dot{\gamma}_w$	rychlost smykové deformace, s^{-1}
K	koeficient konzistence, Pas
k	koeficient, –
k_p	součinitel prostupu tepla, $Wm^{-2}K^{-1}$
k_{p1}	pomocný součinitel prostupu tepla, $Wm^{-1}K^{-1}$
ξ	součinitel třecích ztrát, –
L, l	délka trubky, m
L_{th}	délka potřebná k vyvinutí teplotního profilu, m
L_{th}^*	bezrozměrná délka potřebná k vyvinutí teplotního profilu, –
$\lambda, \lambda_1, \lambda_2$	součinitel tepelné vodivosti, $Wm^{-1}K^{-1}$
λ_s	součinitel tepelné vodivosti stěny, $Wm^{-1}K^{-1}$
m, n	exponenty, –
\dot{m}	hmotnostní průtok, $kg s^{-1}$
\dot{m}_p	hmotnostní průtok páry, $kg s^{-1}$
μ	dynamická viskozita, Pas
N	počet elementů sítě, –
N, n	index toku, –
\vec{n}	normálový vektor, –
Nu, Nu_L, Nu_D	Nusseltovo číslo, –
Nu_f	Nusseltovo číslo pro nucenou konvekci, –
Nu_m	Nusseltovo číslo pro smíšenou konvekci, –
Nu_n	Nusseltovo číslo pro přirozenou konvekci, –
Nu_{∞}, Nu_{inf}	limitní hodnota Nusseltova čísla v oblasti dlouhých trubek, –
∇	nabla operátor, m^{-1}
∇^*	bezrozměrný nabla operátor, –
ν	kinematická viskozita, $m^2 s^{-1}$
P	příkon, W
p, p_1, p_2	tlak, Pa
p^*	bezrozměrný tlak, –
p, a, D	parametry, –
Pe	Pécletovo číslo, –
Pr	Prandtlovo číslo, –
Q	výkon, W

$\dot{Q}^{(g)}$	vnitřní objemový zdroj tepla, Wm^{-3}
q, q_0, q_x	hustota tepelného toku, Wm^{-2}
\vec{q}	vektor hustoty tepelného toku, Wm^{-2}
R	poloměr trubky, –
r^*	bezrozměrný poloměr, –
Ra, Ra_L, Ra_D	Rayleighovo číslo, –
Re	Reynoldsovo číslo, –
$\rho, \rho_0, \rho_1, \rho_2$	hustota, kgm^{-3}
s	tloušťka stěny, m
S_d	plocha průřezu, m^2
S_w	plocha stěny, m^2
σ	Stefan-Boltzmannova konstanta, $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$
T, T_0, T_1, T_2	teplota, °C, K
T_{ext}	ustálená hodnota teploty, –
T_f, T_{F1}, T_{F2}	teplota okolí, °C, K
T_{in}	teplota na vstupu do potrubí, °C, K
T_{out}	teplota na výstupu z potrubí, °C, K
T_{out}^f	výstupní teplota při nucené konvekci, °C
T_{out}^m	výstupní teplota při smíšené konvekci, °C
T_s, T_w	teplota stěny, °C, K
T^*	bezrozměrná teplota, –
t	čas, s
$\vec{\tau}, (\tau_{ij})$	tenzor dynamických napětí, Pa
$u, u_\infty, u_{\text{max}}$	rychlost, ms^{-1}
$u_x, u_y, u_z, u_r, u_\varphi$	rychlost ve směru osy x, y, z, r, φ , ms^{-1}
\bar{u}	střední rychlost, ms^{-1}
u^*	bezrozměrná rychlost, –
\vec{u}	vektor rychlosti, ms^{-1}
\dot{V}	objemový průtok, m^3s^{-1}
X, x^*	bezrozměrná délka, –
x, y, z, r, φ	souřadnice x, y, z, r, φ , –
z^*	bezrozměrná souřadnice z, –

Prohlášení



Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně a že jsem uvedl veškeré použité informační zdroje v souladu s Metodickým pokynem o dodržování etických principů při přípravě vysokoškolských závěrečných prací.

Jan Černý, v. r.,
2. června 2022

Kuba, J. *Metodický pokyn č. 1/2009 o dodržování etických principů při přípravě vysokoškolských závěrečných prací, ČVUT v Praze, 1. července 2009.*

Příloha č. 1 – Technické údaje procesních komponent

1. Čerpadlo GC-M25.JVS.6

Series Overview

Series GC


Order Code

Base Code		Gear Set		Drive Mount		Options	
G	C						
1 Model		3		5		7	
		4 Wetted Materials		6		8	

D/C: Pump
S/K: Service Kit

Pump Construction

- Magnetic Drive Gear Pump
- Suction Shoe Style
- Two or Three Helical Gears/DP20
- Stationary Shafts
- O-Ring Seal (Qty 1)



Base Code Select a code character for each numbered position to configure the product. **Notes**

1	Code	Product Type	Specifications
	G	Gear Pump	
2	C	Series GC	Max System Pressure (MAWP) 3/8-18 (F) NPT Side Ports
3	-	Standard Design	
4	Gear Set (Width/N°Gears/Pitch)		
	M23	0.350/2/20	0.81 ml/rev (0.21 gal/1000*rev) 8.7 Bar (125 psi) Ferrite
	M25	0.750/2/20	1.82 ml/rev (0.48 gal/1000*rev) 8.7 Bar (125 psi) Ferrite
	M35	0.750/3/20	3.48 ml/rev (0.92 gal/1000*rev) 5.2 Bar (75 psi) Ferrite
5	Gear Material		
	P	PPS (carbon fiber/ptfe)	5.2 Bar (75 psi) -46/177°C (-50/350°F)
	J	PEEK (carbon fiber/ptfe)	8.7 Bar (125 psi) -46/177°C (-50/350°F)
6	Static Seals		
	D	EP	-46/149°C (-50/300°F)
	V	Viton®	-29/204°C (-20/400°F)
	F5	TEV (PTFE encap Viton®)	-29/204°C (-20/400°F)
	K	Kalrez®	-29/260°C (-20/500°F)
7	Base Materials		
	S	SS316	
	D	Alloy 20	
	T	Titanium	
	C	Hast C-276®	
8	Drive Mount		
	E	NEMA 56C	103 Bar (1500 psi) 2.7 kg (6.0 lbs)
	6	IEC 71-B14	103 Bar (1500 psi) 2.7 kg (6.0 lbs)

Options Add Option codes after the Base Code to modify features or enhance the product.

Driving Magnet (PC13)

N3 NdFeB Driving (Ring)

Notes

PRICES ARE FOB/EX-WORKS FACTORY - Prices shown are the Manufacturer's Suggested List Price and are subject to change without notice.

USA: Micropump, Inc., A Unit of IDEX Corporation • Phone 360.253.2008 • Fax 360.253.2401
 UK: Micropump, Ltd., A Subsidiary of Micropump, Inc. • Phone +44 (1480) 356900 • Fax +44 (1480) 356920
 info.micropump@idexcorp.com www.micropump.com

Order Code				Pump Construction			
Base Code		Gear Set	Drive Mount		Magnetic Drive Gear Pump Suction Shoe Style Two or Three Helical Gears/DP20 Stationary Shafts O-Ring Seal (Qty 1)		
G	C	-	M25	Options			
1	2	3	4	5	6	7	8
Model			Wetted Materials		O/C: Pump S/K: Service Kit		



Specifications

	SI	US
Displacement	1.82 ml/rev	0.48 gal/1000*rev
Max Flow (4 Pole Speed)	2640 ml/mn 1450 RPM (50Hz)	51 gal/hr 1750 RPM (60Hz)
Max Flow (2 Pole Speed)	5.2 L/mn 2850 RPM (50Hz)	1.7 gal/mn 3450 RPM (60Hz)
Max Differential Pressure	1 8.7 Bar	125 psi
Max System Pressure (MAWP)	See Drive Mount	See Drive Mount
NIPR (Absolute)	180 mBar	2.5 psia
Wet Lift (Typical)	2 51 cm.H2O (1450 RPM)	24 in.H2O (1750 RPM)
Temp Range	3 See Gear Material	See Gear Material
Viscosity Range	4 0.2 to 1500 cp	0.2 to 1500 cp
Max Speed	4,000 RPM	4,000 RPM
Rotation (Facing Motor Shaft)	CW	CW
Weight (Pumphead)	1.7 kg	3.7 lbs
Dimensions (LxWxH)	See Drawing	See Drawing
Ports	3/8-18 (F) NPT Side Ports	3/8-18 (F) NPT Side Ports
Driven Magnet (Standard)	Ferrite	Ferrite
Optional Internal Bypass	No	No

Notes

- 1 See Product Options. Max pressure depends on gear material.
- 2 Priming ability varies with operating conditions.
- 3 See Product Options for specific temp limits.
- 4 See Performance-High Viscosity for viscosity limits.

ACTUAL PERFORMANCE MAY VARY - Specifications are subject to change without notice. When multiple specs are noted, the most conservative value applies.

USA: Micropump, Inc., A Unit of IDEX Corporation • Phone 360.253.2008 • Fax 360.253.2401
 UK: Micropump, Ltd., A Subsidiary of Micropump, Inc. • Phone +44 (1480) 356900 • Fax +44 (1480) 356920
info@micropump.com www.micropump.com

2. Průtokoměr Proline Prosonic Flow P 500



Specs at a glance

- **Max. measurement error** Volume flow: $\pm 3\%$ o.r. for DN 15 $\pm 2\%$ o.r. for DN 25 to DN 200 $\pm 2\%$ o.r. above DN 200
- **Measuring range** 0 to 15 m/s (0 to 50 ft/s)
- **Medium temperature range** DN 15 to 65 (½ to 2½"): -40 to +150°C (-40 to +302 °F) DN 50 to 4000 (2 to 160"): -40 to +170°C (-40 to +338 °F)
- **Max. process pressure** N/A

Liquids

Sensor materials

Clamp on system:

Sensor holder 1.4301/304, 1.4404/316L

Sensor housing 1.4301/304, 1.4404/316L

Strapping bands 1.4301/304, 1.4404/316L

Measured variables

Volume flow, sound velocity, flow velocity, totalizer

Max. measurement error

Volume flow:

$\pm 3\%$ o.r. for DN 15

$\pm 2\%$ o.r. for DN 25 to DN 200

$\pm 2\%$ o.r. above DN 200

Measuring range

0 to 15 m/s (0 to 50 ft/s)

Max. process pressure

N/A

Medium temperature range

DN 15 to 65 (½ to 2½"): -40 to +150°C (-40 to +302 °F)

DN 50 to 4000 (2 to 160"): -40 to +170°C (-40 to +338 °F)

Ambient temperature range

-40 to +60 °C (-40 to +140 °F)

-50 to +60 °C (-58 to +140 °F) optional

Sensor housing material

N/A

Transmitter housing material

AlSi10Mg, coated; 1.4409 (CF3M) similar to 316L

Degree of protection

Sensor remote version: IP68 type 6P

Transmitter remote version: IP66/67, Type 4X enclosure

3. Teplotní čidlo TM311

Technical Information iTHERM CompactLine TM311

Compact thermometer, Pt100, 4-wire connection, class A

Optionally with integrated IO-Link and 4 to 20 mA transmitter, PC programmable



Applications

- Developed for universal use in hygienic and aseptic applications in the food & beverages and pharmaceutical industries, and for optimum standardization for machine and skid builders.
- Measuring range : -50 to +200 °C (-58 to +392 °F)
- Pressure range: up to 50 bar (725 psi)
- Protection class: IP69
- Output
 - Without electronics: Pt100 (4-wire connection)
 - With electronics: IO-Link, 4 to 20 mA, 1 x PNP switch output (depending on the type of connection)

Your benefits

Quick installation and easy commissioning:

- small, compact design, made entirely of stainless steel
- M12 connection with IP69 protection for easy electrical connection
- Pt100, 4-wire connection or self-detecting, universal output (IO-Link and 4 to 20 mA)
- Can also be ordered with preconfigured measuring range
- Recommended immersion lengths for optimum measurement at the highest level for standardization

Outstanding measurement properties thanks to innovative sensor technology:

- Extremely short response times
- Very accurate even with short immersion lengths
- Sensor-transmitter-matching increases measuring accuracy

Safe operation with certificates and approvals:

- Device safety according to EN 610101-1 and cCSAus
- Electromagnetic compatibility as per NAMUR NE21
- Diagnostics information can be selected according to NAMUR NE43
- Hygiene-compliant design with 3-A mark, EHEDG certification, ASME BPE conformity, FDA, EC 1935/2004, EN 2023/2006, TSE/ADI, GB4806-2016 and GB9685-2016
- Marine approval according to DNV GL

4. Vyhvíječ páry BM 25

Elektrický vyhvíječ páry BM 25

Jedná se o malý parní zdroj využívaný zejména v malých průmyslových podnicích, vinařských provozech, laboratořích apod.

- + Výkon: max. **27 kg páry/hod***
- + Hmotnost: **103 kg**
- + Rozměry v mm (v x š x n): **700 x 530 x 550(750*)**
- + Elektrické napájení: **400V/50Hz** - jiné napětí na dotaz
- + Objem boileru vyhvíječe - **25 litrů**
- + Možno osadit topným tělesem **6 - 9 - 12 - 15 - 18 Kw**
- + Na přání možnost rozdělení na **dvě nezávislá topná tělesa**
- + Kompaktní, plně funkční celek na rámu
- + Možnost jímání zpětného kondenzátu do vestavěné nerezové nádrže
- + Integrované napájecí čerpadlo
- + Max. provozní tlak **6 bar**
- + Na přání je možné NEREZ provedení a tlak do 12 bar



Elektrické vyhvíječe páry. *Nekl s.r.o.* [online]. [cit. 2022-06-03]. Dostupné z:
<https://www.vyhvijecpary.cz/elektricky-vyhvijec-pary-bm-25?fbclid=IwAR0JKPhFmXQ0FHsGUw4LYgAhNilSNCebeORjYaKo5I4FiEmW8-KXy8OYvhc>