

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta strojní – Ústav mechaniky tekutin



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

**Vliv viskozity na proudové
charakteristiky nenewtonských
kapalin**

Filip Prokop

2017

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Prokop** Jméno: **Filip** Osobní číslo: **434276**
Fakulta/ústav: **Fakulta strojní**
Zadávající katedra/ústav: **Ústav mechaniky tekutin a termodynamiky**
Studijní program: **Teoretický základ strojního inženýrství**
Studijní obor: **bez oboru**

II. ÚDAJE K BAKALÁŘSKÉ PRÁCI

Název bakalářské práce:

Vliv viskozity na proudové charakteristiky neneutonských kapalin

Název bakalářské práce anglicky:

Influence of Viscosity on Flow Field Characteristics of Non-newtonian Fluids

Pokyny pro vypracování:

- 1) Popište vlastnosti newtonských a neneutonských tekutin.
 - 2) Z dostupné literatury vyberte vhodný model tekutiny, která bude vykazovat neneutonské vlastnosti odpovídající krvi. Upravte tento model pro experimentální účely.
 - 3) V rovné trubce kruhového průřezu změřte nestacionární rychlostní profil pro vybraný model tekutiny a porovnejte ho s newtonskou tekutinou.
 - 4) Výsledky měření diskutujte.
- Rozsah: 30 stran

Seznam doporučené literatury:

- 1) Zamir, M.: The Physics of Pulsatile Flow. Springer. New York, 2000. ISBN 978-1-4612-7077-5.
- 2) Nichols W.W, O'Rourke M.F.: McDonald's Blood Flow in Arteries. London, 2005. ISBN 0-340-80941-8.

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) bakalářské práce:

Ing. Hana Netřebská Ph.D., 12112

Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) bakalářské práce:

Datum zadání bakalářské práce: **27.04.2017** Termín odevzdání bakalářské práce: **14.08.2017**

Platnost zadání bakalářské práce: **26.10.2018**

Podpis vedoucí(ho) práce

Podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

Podpis děkana(ky)

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

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

28.4.2017

Datum převzetí zadání

Podpis studenta

Prohlašuji, že jsem tuto práci vypracoval samostatně s použitím literárních zdrojů a informací, které cituji a uvádím v seznamu použité literatury a zdrojů.

Datum:

.....
Podpis

Poděkování

Rád bych na tomto místě poděkoval své vedoucí bakalářské práce Ing. Haně Netřebské, Ph.D. za cenné rady a prokázanou trpělivost.

Anotační list

Jméno autora	Filip Prokop
Název práce	Vliv viskozity na proudové charakteristiky nenevtonských kapalin
Anglický název	Influence of viscosity on flow field characteristics of Non-Newtonian fluid
Rok	2017
Obor	Teoretický základ strojního inženýrství
Ústav	Ústav mechaniky tekutin
Vedoucí práce	Ing. Hana Netřebská, Ph.D.
Bibliografické údaje	Počet stran 47 Počet obrázků 32 Počet tabulek 2 Počet příloh 2
Klíčová slova:	Newtonská kapalina, Nenevtonská kapalina, viskozita, zdánlivá viskozita
Keywords:	Newtonian fluid, Non-Newtonian fluid, viscosity, apparent viscosity

Anotace

Tato bakalářská práce má za cíl porovnat vliv viskozity, popř. zdánlivé viskozity na proudové charakteristiky nestacionárního míjivého proudění hladkou trubkou kruhového průřezu. Součástí je porovnání rychlostních profilů newtonské a nenevtonské kapaliny.

Abstract

The bachelor thesis topic is to compare the influence of viscosity or apparent viscosity on flow field characteristics of non-stationary flow in a circular cross section tube. It contains a comparison between velocity profiles of a newtonian and a Non-Newtonian fluid.

Obsah

1	Úvod	7
2	Kontinuum	8
3	Popis kapaliny	8
3.1	Stavové veličiny	8
3.1.1	Termodynamická teplota	8
3.1.2	Tlak	9
3.1.3	Hustota	10
3.2	Fyzikální vlastnosti kapalin	10
3.2.1	Teplotní objemová roztažnost	10
3.2.2	Povrchové napětí	10
3.2.3	Stlačitelnost	11
3.2.4	Viskozita	11
4	Rozdílnost newtonské a nenewtonské kapaliny	12
5	Rozdělení nenewtonských kapalin	13
5.1	Časově nezávislé	13
5.1.1	Pseudoplastické	13
5.1.2	Binghamské (plastické)	13
5.1.3	Dilatantní	14
5.2	Časově závislé	15
5.2.1	Tixotropní	15
5.2.2	Reopexní (reopektické)	16
6	Důvody nenewtonského chování kapalin	17
7	Popis nenewtonské kapaliny – bezrozměrné parametry a inspekční analýza	18
7.1	Reynoldsovo číslo	19
7.2	Womersleyovo číslo	19
7.3	Stokesovo číslo	20
8	Mezní vrstva	20
9	Měření viskozity	22
9.1	Průtokové viskozimetry	22
9.2	Tělískové viskozimetry	23
9.3	Bublinkové viskozimetry	23

9.4 Rotační viskozimetry	23
10 Komplikace při měření viskozity	25
10.1 Disipační teplo	25
10.2 Skluz na stěně	25
11 Rozběhová délka	26
12 Měření rychlosti PIV	26
12.1 Komplikace při optickém měření	28
12.1.1 Model měřicí nádoby	29
13 Volba proudění	29
14 Synchronizace PIV	31
15 Použité kapaliny	34
16 Kalibrace čerpadla	34
17 Experimentální výsledky měření	35
18 Závěr	41
19 Přílohy	45
19.1 Kalibrace čerpadla	45
19.2 Seznam použitých symbolů	46

1 Úvod

Studiem mechaniky tekutin se zpočátku zabývaly dvě skupiny vědců, hydraulici a matematici. Hydraulici vycházeli z empirických znalostí, které dále rozvíjeli množstvím experimentů. Data z těchto pokusů byla nepostradatelná pro použití v praxi. Nicméně bez hlubší znalosti teorie byla přenositelnost experimentálních výsledků velmi omezená a platná pouze pro srovnatelné situace s experimentálními daty. Na druhé straně byli matematici, kteří se bez znalosti praxe dopouštěli ve svých matematických modelech nesprávných zjednodušení, které vedly k tomu, že teoretické výsledky se s realitou mnohdy zásadním způsobem rozcházejí. Až počátkem 20. století s příchodem generace vědců, kterými byli Stokes, Reynolds, Froude, Prandtl a Von Karmán, došlo ke spojení obou vědních disciplín a vznikla věda o mechanice tekutin tak, jak ji známe dnes.

Už na počátku 18. století byla Isaacem Newtonem sestavena konstitutivní rovnice pro viskozitu kapalin, dnes známá pod názvem Newtonův zákon viskozity. Podle Newtona kapalina nemění svou viskozitu, pokud zůstává teplota a smykové napětí konstantní.

Nenewtonské kapaliny, někdy také nelineárně viskózní, jsou takové kapaliny, u kterých není rychlost smykové deformace přímo úměrná napětí. Neplatí pro ně tedy Newtonův zákon viskozity. Tudíž je potřeba přidat další, tzv. reologické veličiny, kterými lze již chování kapaliny popsat. Původcem "nestandardních" vlastností nenewtonských kapalin jsou intermolekulární interakce, značně odlišné od běžné interakce částic v newtonských kapalinách, například ve vodě. Podrobněji jsou důvody nenewtonského chování popsány ve stati Důvod nenewtonského chování kapalin.

Ačkoli si to možná neuvědomujeme, s nenewtonskými kapalinami se nesetkáváme pouze v určitých odvětvích průmyslu, jako například v potravinářství, stavebnictví nebo v petrochemickém průmyslu, ale je na ně přímo vázáno naše přežití. Samotná krev je nenewtonská, a to z prostého důvodu. Aby se krev dostala i do nejvzdálenějších vlásečnic, musí protéct celým cévním systémem. Průměry cév se se vzdáleností od srdce zmenšují, čímž narůstají tlakové ztráty. Díky tomu, že se krev chová pseudoplasticky, tak její viskozita s rostoucí tlakovou ztrátou klesá, a srdce je schopno dopravit okysličenou krev i do nejmenších a nejvzdálenějších vlásečnic. Mimo jiné jsou nenewtonské kapaliny vděčným tématem pro populárně naučné experimenty, kdy například dilatovatelné kapaliny umožňují běh po tekuté hladině.

Z fyzikálního úhlu pohledu můžeme považovat veškeré látky za nenewtonské. Stačí použít správné časové měřítko. Například vodu vnímáme jako předního zástupce newtonských kapalin, nutná pozorovací doba na pozorování nenewtonského chování by byla 10^{-12} s, což je dalece za pozorovací schopností člověka.

Cílem této práce je popsat zprovoznění experimentu a následně na experimentálně získaných datech porovnat vliv viskozity, popřípadě zdánlivé viskozity na rychlostních profilech při míjivém proudění trubkou kruhového průřezu.

2 Kontinuum

Při popisu fyzikálních úloh se zavádějí mnohá zjednodušení a idealizace, umožňující sestavovat modely reálných fyzikálních jevů. Děje se tak pro zjednodušení matematického a fyzikálního popisu a následného výpočtu sledovaných jevů. Mezi nejzákladnější pojmy v mechanice patří "hmotný bod", "soustava hmotných bodů" a "absolutně tuhé těleso". Tyto zjednodušující koncepty mohou vystačovat pro mikročásticový pohled na strukturu kapalin, ale popis makroskopického pohybu, proudění je pomocí nich velmi komplikovaný. Proto se zavádí pojem kontinuum, kde popisujeme chování tekutin makroskopickými veličinami, takzvanými stavovými veličinami. Jedná se o model látky, v němž definici makroskopického stavu extrapolujeme do libovolně malých rozměrů. Tím je kontinuum výhodné z matematického hlediska, protože umožňuje použít aparátu spojitých funkcí a diferenciálního a integrálního počtu.

3 Popis kapaliny

3.1 Stavové veličiny

Jak již bylo zmíněno výše, stavové veličiny jsou makroskopické charakteristiky sloužící k popisu kontinua. Jsou na sebe navzájem nezávislé a jejich velikost závisí pouze na stavu systému, ne na způsobu, jakým se systém do tohoto stavu dostal. Systémem označujeme objem v prostoru ohraničeném hranicí od okolí. Podle propustnosti hranice dělíme systémy na izolované – nepropustí hmotu ani energii; uzavřené – propouštějí energii, ale ne hmotu; a otevřené – propouštějí hmotu i energii.

Stavové veličiny dělíme na extenzivní a intenzivní. Velikost extenzivní veličiny závisí na velikosti systému. Za extenzivní stavové veličiny považujeme například objem a hmotnost.

Naproti tomu velikost intenzivní veličiny není spojena s velikostí systému. Mezi intenzivní veličiny spadá například hustota, tlak a teplota.

3.1.1 Termodynamická teplota

Termodynamická teplota $T [K]$ je v kinetické teorii plynů pokládána za míru kinetické energie molekul, ve fenomenologické termodynamice je charakterizována

jako intenzivní veličina společná látce měřené a látce teploměrné. Je definována jako 273,16. část termodynamické teploty trojného bodu vody.

$$1K = \frac{1}{273.16} \cdot T_{TrH_2O} \quad (1)$$

Hodnotu absolutní nuly Kelvinovy stupnice, kdy by ustal veškerý neuspořádaný pohyb částic, není možné dosáhnout, je to vyloučeno 3. zákonem termodynamiky.

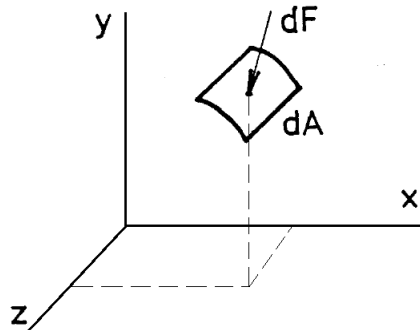
Nejčastěji používanou stupnicí při měření teploty je Celsiova stupnice. Je definována pomocí Kelvinovi termodynamické teploty:

$$t = (\{T\} - 273,15)^\circ\text{C} \quad (2)$$

3.1.2 Tlak

Měrný tlak $p [Pa]$ je roven poměru elementární tlakové síly dF , vyvolané nárazy molekul, působící kolmo na elementární plošku dA . O rozložení tlaku vypovídá Pascalův zákon: Tlak vyvolaný vnější silou, která působí na kapalinu v uzavřené nádobě, je ve všech místech stejný. Tlak se tedy při šíření v ideální kapalině nemůže ztrácet nebo vznikat bez vnějšího silového působení.

$$p = \frac{dF}{dA} \quad (3)$$



Obrázek 1: Tlak jakožto elementární síla na element plochy

Hlavní jednotkou tlaku je pascal. Velikost jednoho pascalu odpovídá síle jednoho newtonu spojitě rozložené na jeden metr čtvereční. V praxi se můžeme setkat i s jinými jednotkami. Dříve se ve fyzice užívala jednotka fyzikální atmosféra, která byla definována jako normální tlak vzduchu u hladiny moře: $1 atm = 101\,325 Pa$. V technických oborech se vyskytovala technická atmosféra, která byla definovaná

jako hydrostatický tlak vodního sloupce o výšce 10 metrů: $1 \text{ at} = 101\,971,5 \text{ Pa}$. Další jednotkou byl Torr, který odpovídal hydrostatickému tlaku 1 mm rtuti, a platilo: $1 \text{ Torr} = 133,322 \text{ Pa}$. Atmosféry i torry byly v roce 1980 legislativně vytlačeny pascalem. Pro potřebu techniků, kteří byli zvyklí na atmosféry, se začala používat jednotka bar, která byla velikosti atmosféry podobná: $1 \text{ bar} = 0,1 \text{ MPa}$. V České republice jsou dnes legislativně povoleny pouze jednotky v násobcích pascalů, popřípadě barů. [18]

3.1.3 Hustota

Hustota (měrná hmotnost) ρ [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$] je rovna limitě poměru hmotnosti Δm a objemu ΔV , v němž je hmota obsažena a v němž hustotu určujeme [3]:

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{dm}{dV} \quad (4)$$

Převrácená hodnota hustoty se nazývá měrný objem v :

$$v = \frac{1}{\rho} \quad (5)$$

3.2 Fyzikální vlastnosti kapalin

3.2.1 Teplotní objemová roztažnost

Teplotní roztažnost popisuje změnu objemu tekutiny z původního objemu V_0 na nový objem V při změně teploty z hodnoty T_0 na T za předpokladu konstantního tlaku:

$$V = V_0(1 + \beta \Delta T) \quad (6)$$

kde β je empirický součinitel izobarické teplotní roztažnosti.

$$\beta = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right) = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right) = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right) \quad (7)$$

3.2.2 Povrchové napětí

Povrchové napětí σ [$\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$] je napětí vzniklé vzájemnou interakcí přitažlivých sil molekul nebo atomů, ze kterých se skládá povrchová vrstva. Je definováno jako poměr síly vztažené na jednotku délky myšleného řezu povrchovou vrstvou kapaliny:

$$\sigma = \frac{dF}{dl} \quad (8)$$

Číselně i rozměrově se shoduje s povrchovou energií. Povrch kapaliny se chová tak, jako by se jednalo o tenkou pružnou vrstvu, která má snahu zaujímat co

nejmenší povrch. S rostoucí teplotou povrchové napětí klesá, při kritické teplotě je toto napětí nulové. Závislost povrchového napětí na teplotě popisuje Eötvösova rovnice:

$$\sigma \cdot \left(\frac{M}{\rho_l}\right)^{2/3} = k \cdot (T_c - T) \quad (9)$$

kde σ je povrchové napětí, M je molární hmotnost, ρ_l je hustota kapaliny, k je empirická konstanta, T_c je kritická teplota a T je teplota kapaliny.

3.2.3 Stlačitelnost

Stlačitelnost charakterizuje schopnost tekutiny změny jejího objemu a tím i hustoty v závislosti na změně tlaku. Součinitel stlačitelnosti δ závisí na počátečním objemu V a na rychlosti změny objemu s tlakem $\frac{\partial V}{\partial t}$:

$$\delta = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_i = \frac{1}{K} \quad (10)$$

kde K je modul objemové pružnosti.

Stlačovat lze při různých termodynamických stavových změnách, což vyjadřuje index i . Pro izotermickou stlačitelnost platí $i = T$ a pro izoentropickou stlačitelnost $i = s$. U kapalin jsou hodnoty δ , respektive K značně závislé na množství nerozpuštěného plynu v kapalině. V technické praxi můžeme považovat kapaliny do tlaku 10 MPa za nestlačitelné. Stlačitelnost lze rovněž charakterizovat pomocí rychlosti zvuku a , což je rychlost šíření elementární tlakové vlny:

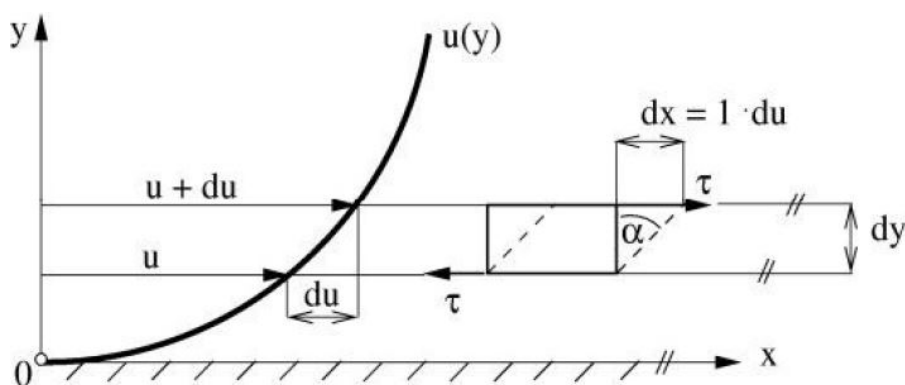
$$a = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_i} \quad (11)$$

3.2.4 Viskozita

Viskozita nebo také vazkost je fyzikální veličina charakterizující vnitřní tření tekutiny. Při laminárním proudění reálné tekutiny vzniká v důsledku mezimolekulárních sil ve stykové ploše dvou vrstev, pohybujících se různou rychlostí u , tečné napětí τ , jímž se snaží rychlejší vrstva urychlovat vrstvu pomalejší, a ta naopak zpomalovat vrstvu rychlejší. Viskozita tekutin se projevuje jen při jejich pohybu a vyvolává odpor vůči proudění tekutin.

$$tg\alpha = \frac{dx}{dy} \equiv \frac{du}{dy} \quad (12)$$

Viskozita rozhoduje především o tvaru rychlostního profilu, o silách, kterými kapalina působí na stěny, a také o přestupu tepla. Dynamická viskozita η je součinitel



Obrázek 2: Gradient rychlosti, převzato z [16]

úměrnosti mezi tečným napětím τ a gradientem rychlosti v rovině kolmé na vektor rychlosti:

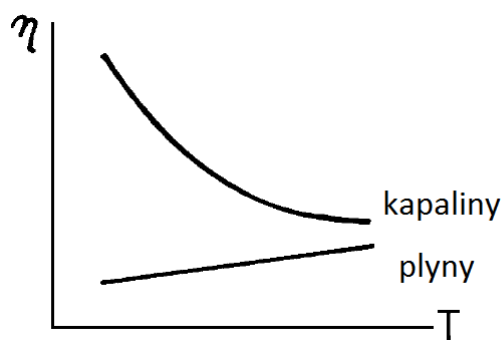
$$\tau_{(y)} = \eta \frac{du}{dy} \quad (13)$$

kde τ je tečné napětí, η je dynamická viskozita a $\frac{du}{dy} [s^{-1}]$ je gradient rychlosti.

Dále je definována takzvaná kinematická viskozita ν :

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \quad (14)$$

Obě tyto zmíněné viskozity jsou funkcí teploty a tlaku, jakkoli dynamická viskozita je převážně funkcí teploty.



Obrázek 3: Průběh závislosti viskozity na teplotě

4 Rozdílnost newtonské a neneutonské kapaliny

V případě neneutonských tekutin neplatí lineární závislost mezi tečným napětím a gradientem rychlosti, to znamená, že neplatí Newtonův zákon viskozity. Namísto

něj analogicky platí:

$$\tau_{(y)} = \eta_z \frac{du}{dy} \quad (15)$$

kde η_z není dynamická viskozita, ale jedná se o zdánlivou viskozitu, která už není materiálovou konstantou, ale závisí na rychlosti deformace, tečném napětí nebo na čase působení deformace. (více viz kap. 6)

5 Rozdělení neneutonských kapalin

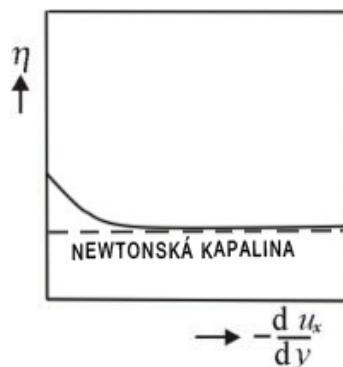
5.1 Časově nezávislé

Jak již název napovídá, u časově nezávislých neneutonských kapalin nehraje čas roli při určování reopektických vlastností. Do této skupiny patří kapaliny pseudoplastické, Binghamské a dilatantní.

5.1.1 Pseudoplastické

Jedná se o kapaliny, u kterých jejich velká počáteční zdánlivá viskozita s rostoucím gradientem rychlosti klesá.

V praxi to například znamená, že se s rychlostí míchání se kapalina stává tekutější. Z technologického hlediska je pseudoplasticita zpravidla vítanou vlastností, protože snižuje energetickou náročnost při míchání. Tuto skupinu zastupují například taveniny polymerů, některé suspenze a také krev.

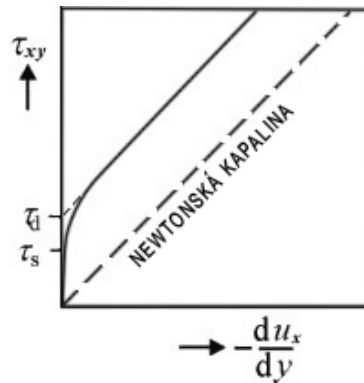


Obrázek 4: Průběh viskozity pseudoplastické a newtonské kapaliny

5.1.2 Binghamské (plastické)

Binghamské, někdy taky plastické tekutiny, se vůči malým napětím chovají jako tuhá tělesa a deformují se jen elasticky. Počínají hodnotou napětí τ_s (viz obr. 5),

kteřá se označuje jako statická mez toku, se začíná rozrušovat struktura a rychlostní gradient vzrůstá - nejprve zvolna, až křivka dosáhne rychle stoupající přímkové části.



Obrázek 5: Tokové křivky plastické a newtonské kapaliny

Hodnota napětí odečtená jako průsečík přímkové části s osou y se označuje jako Binghamova nebo také dynamická mez toku τ_d (viz obr. 5). Pro tyto soustavy platí podle Binghamova vztahy:

- pro $\tau < \tau_s$ látka zůstává tuhá a platí:

$$\eta_z \rightarrow \infty \quad (16)$$

$$\frac{du_x}{dy} = 0 \quad (17)$$

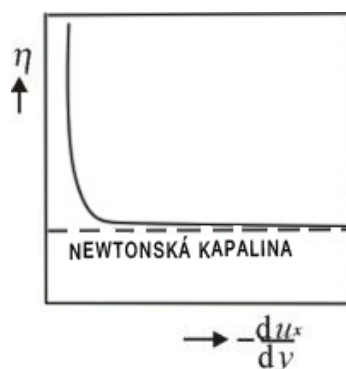
- pro $\tau > \tau_d$ látka teče jako newtonská kapalina:

$$\tau_{(y)} = \eta \frac{du}{dy} + \tau_d \quad (18)$$

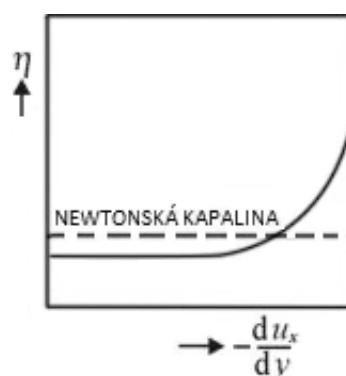
Mezi Binghamské tekutiny patří například koncentrované kašovitě a zrnité suspenze, průmyslové a odpadní kaly.

5.1.3 Dilatantní

Dilatantní kapaliny při malých napětích připomínají newtonské kapaliny, gradient rychlosti roste úměrně s napětím, to znamená, že zdánlivá viskozita je konstantní. Při větších napětích naopak zdánlivá viskozita strmě vzrůstá a gradient rychlosti můžeme považovat za konstantní.



Obrázek 6: Průběh viskozity Binghamské a newtonské kapaliny



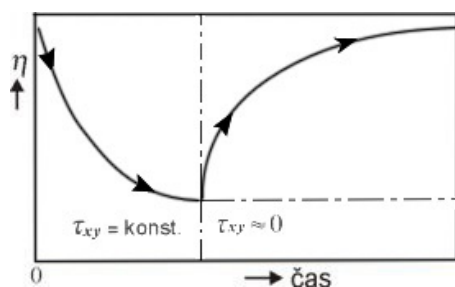
Obrázek 7: Průběh viskozity dilatantní a newtonské kapaliny

Pro lepší představu to znamená, že například s vyšší rychlostí míchání se kapalina stává viskóznější. Toto chování kapalin je poměrně neobvyklé a je specifické pro některé vysoce koncentrované suspenze. Z technologického hlediska se jedná o vlastnost nepříznivou, která se ovšem dá potlačit změnou složení kapaliny. K vyjádření tokových křivek se užívají empirické nebo poloempirické rovnice.

5.2 Časově závislé

5.2.1 Tixotropní

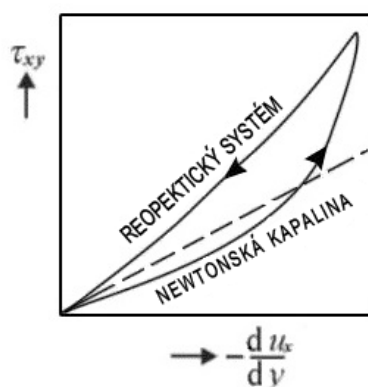
Tixotropní kapaliny se vyznačují zpočátku vysokou zdánlivou viskozitou, která s dobou působení napětí postupně klesá (viz obr. 8). Ponecháme-li systém v klidu, tak se původní struktury opět obnovují a viskozita se asymptoticky vrací ke své původní vysoké hodnotě. Této vlastnosti se nejčastěji využívá například v průmyslu nátěrových hmot. Tixotropie umožní, že barva bude tekutá pouze při natírání. Tixotropní chování mohou vykazovat pseudoplastické a Binghamské kapaliny.



Obrázek 8: Průběh zdánlivé viskozity tixotropního systému

5.2.2 Reopexní (reopektické)

U reopexních, někdy také reopektických kapalin, je zpočátku zdánlivá viskozita malá, ale na rozdíl od tixotropních kapalin s dobou působení smykového napětí roste. Je-li systém ponechán v klidu, viskozita se postupně vrátí na původní, nízkou hodnotu. Reopexními mohou být dilatantní kapaliny. Na rozdíl od tixotropie se s tímto chováním můžeme setkat jen vzácně, například při šlehání latexu nebo bílku vzniká pěna, která s narůstajícím časem tuhne.



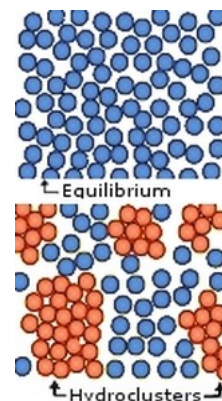
Obrázek 9: Průběh tokové křivky reopektického systému

Na tokové křivce reopexní i tixotropní kapaliny se objevuje hysterezní smyčka. Vzniká, neboť průběhy závislosti napětí na gradientu rychlosti při zvyšování a snižování napětí nejsou shodné (viz obr. 9). Na rozdíl od tixotropie probíhá reopektická hysterezní smyčka proti směru hodinových ručiček.

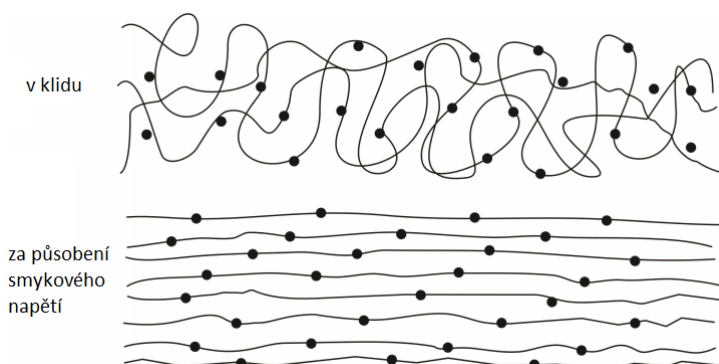
6 Důvody neneutonského chování kapalin

Důvodem neneutonského chování kapalin je jejich složení na molekulární úrovni. Zatímco koncentrované kapaliny s nízkou relativní molekulovou hmotností s rozměry molekul řádově $1 \div 10$ nm můžeme považovat za kontinuum, u koncentrovaných kapalin s částicemi v řádově jednotkách mikrometrů se už kvůli vzájemné interakci těchto částic vlivem napětí mohou projevit neneutonské vlastnosti. [17]

Důvod chování tixotropní, resp. reopektické kapaliny je znázorněn na obr. 11. U tixotropního polymeru, na který nepůsobí žádné vnější síly, se v klidovém stavu vytvoří nepravidelná spletená struktura s velkou zdánlivou viskozitou. Při působení konstantního napětí se polymer narovná do směru proudnic a jeho zdánlivá viskozita s časem klesá, až se ustálí na konstantní hodnotě (viz obr. 8). Pro lepší představu velikosti potřebných napětí si ukažme vzorové porovnání cyklohexanu a polymeru o střední molekulární hmotnosti. Struktura cyklohexanu zůstává neměnná až do napětí $1 \text{ N} \cdot \text{mm}^{-2}$. Naproti tomu polymer o střední relativní molekulární hmotnosti může měnit svou strukturu už při napětí 100 Pa . [17] V technické praxi, například při výrobě nátěrových hmot, toto chování můžeme ovlivňovat a přizpůsobit výrobnímu proces tím, že změním pH polymeru, nebo se přidávají povrchově aktivní látky.



Obrázek 10: Grafické znázornění shluků molekul, takzvaných hydroclusterů, převzato z [15]



Obrázek 11: Schematické znázornění makromolekul v klidu a pod vlivem smykového napětí, převzato z [12]

Původ dilatantního chování si můžeme přiblížit na kapalině, nejčastěji používané

pro vědecko-populární demonstrace neneutonských jevů, Ooblecku. Jedná se o tzv. koloidní disperzi. Obecně to jsou heterogenní směsi, které se skládají z fázově oddělené dispergerované a kontinuální fáze, v případě Ooblecku jde o vodu a o kukuřičný škrob. V klidovém stavu jsou odpudivé síly mezi částicemi škrobu natolik malé, že kolem sebe mohou volně proudit. Když však začne na kapalinu působit vnější síla, mohou být odpudivé síly překonány a vytvoří se shluky částic škrobu (viz obr. 10) . Tyto shluky komplikují pohyb dalších částic, což se projeví zvětšením zdánlivé viskozity. Při uvolnění napětí se kapalina vrací do původního, méně viskózního stavu.

7 Popis neneutonské kapaliny – bezrozměrné parametry a inspekční analýza

Proč se využívá bezrozměrných parametrů? U veškerých rovnic musí platit zákon dimenzionální homogenity. To znamená, že je nutnou podmínkou, aby veškeré skupiny členů ve fyzikálních rovnicích měly stejnou dimenzi. Toto pravidlo představuje základ dimenzionální analýzy.

Upotřebí se v případě, kdy známe proměnné ovlivňující fyzikální děj, ale ne vztah mezi nimi samotnými. Pomocí dimenzionální analýzy přeformulujeme problém na vztah mezi skupinou bezrozměrných parametrů, přičemž těchto bezrozměrných parametrů bude méně než původních proměnných. I když je tato procedura poměrně zdlouhavá, umožní nám určit bezrozměrné funkční závislosti, což má několik nesporných výhod:

- Pro geometricky podobné systémy dostaneme stejné bezrozměrné závislosti
- Odpadají nám komplikace při užití různých jednotkových soustav
- Jak již bylo zmíněno, počet bezrozměrných parametrů bude vždy nižší, než počet veličin, které je tvoří, což může značně zjednodušit experiment

Počet bezrozměrných parametrů se dá určit pomocí Buckinghamova π teorému, který zní: Fyzikální závislost mezi N proměnnými lze přepsat na závislost mezi $P - N$ bezrozměrnými parametry, kdy počet bezrozměrných parametrů bude roven:

$$\pi = P - N \quad (19)$$

kde P je počet proměnných a N je počet základních dimenzí.

Na odvození bezrozměrných parametrů lze aplikovat následující postup:

1. Sepsání základních rovnic pro daný problém

2. Definice bezrozměrných proměnných tak, že původní rozměrové proměnné vztáhneme k charakteristickým veličinám. Za charakteristické veličiny volíme veličiny technicky důležité a snadno měřitelné
3. Dosadíme bezrozměrné proměnné a převedeme rovnice i podmínky do bezrozměrného tvaru dělením rozměrovým komplexem u některého členu
4. Provedeme inspekci bezrozměrných rovnic a podmínek, na jejich základě navrhne bezrozměrné funkční závislosti

Pro experiment popsaný dále v této práci, budou hrát zásadní roli Reynoldsovo a Womersleyovo.

7.1 Reynoldsovo číslo

Reynoldsovo číslo Re udává poměr dynamických a vazkých sil. Nenesse jméno svého stvůrce, jak by se mohlo zdát. Ve skutečnosti to byl Sir George Stokes, který toto podobnostní číslo zavedl. Svě dnešní pojmenování získalo až o téměř o 50 let později po svém popularizátorovi Osbornu Reynoldsovi. Toto bezrozměrné číslo se určí jako:

$$Re = \frac{u \cdot D}{\nu} \quad (20)$$

kde u je rychlost, D je průměr trubky a ν je kinematická viskozita.

Reynoldsovo číslo je ze své definice ukazatelem hranice mezi laminárním a turbulentním prouděním, kdy se za hraniční hodnotu pro přechod do turbulentního proudění pro volnou hladinu považuje velikost Re :

$$Re = 2300 \quad (21)$$

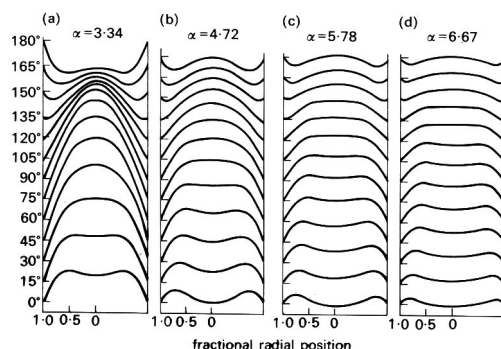
7.2 Womersleyovo číslo

Womersleyovo číslo α , někdy také Wo je bezrozměrné číslo používané převážně v biomechanice. Hraje důležitou úlohu pro fyzikální podobnost dynamických jevů v kapalině. Vyjadřuje poměr mezi pulzačními setrvačnými a viskózními silami.

$$\alpha = R \sqrt{\frac{\omega \cdot \rho}{\nu}} \quad (22)$$

kde ω je úhlová frekvence, R je poloměr trubky, ρ je hustota a η je dynamická viskozita.

Pomocí Womersleyova čísla můžeme zhodnotit vliv mezní vrstvy. Pro velká α jsou viskózní síly u stěny trubky malé, bez většího vlivu dále od stěny. V centrální části trubky bude proudění ideální kapaliny podmíněno pouze rovnováhou setrvačných a tlakových sil. Pro velká α bude tedy rychlostní profil oblejší, s nižším gradientem rychlosti než standartní parabolický rychlostní profil podle Poiseuilleho.



Obrázek 12: Tvar rychlostních profilů pro různá Womersleyova čísla při generovaném sinusovém proudění, převzato z [4]

7.3 Stokesovo číslo

Stokesovo číslo Stk charakterizuje poměr brzdné dráhy částice k charakteristickému rozměru. Slouží jako indikace při podobnosti chování částic při obtékání těles (viz více v kapitole 12) Stokesovo číslo je definováno jako:

$$Stk = \sqrt{\frac{\nu}{\omega \cdot D_c^2}} \quad (23)$$

kde ω je úhlová rychlost odpovídající maximální frekvenci rozruchů v proudě, ν je kinematická viskozita proudící tekutiny a D_c je průměr značkovací částice.

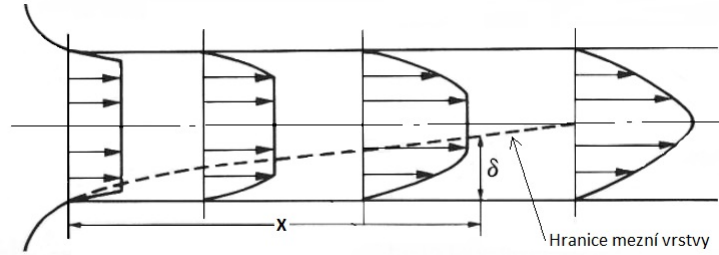
8 Mezní vrstva

S pojmem mezní vrstvy přišel poprvé německý inženýr Ludwig Prandtl na počátku 20. století. Pro jednoduchost si mezní vrstvu si přiblížíme na příkladu stacionárního proudění newtonské kapaliny kruhovou trubicou. Při proudění kapaliny trubicou se projevuje vliv vazkosti u obtékané stěny a dochází tak ke zbrždění kapaliny na stěně trubky. Rychlost kapaliny se s klesající vzdáleností od stěny trubky snižuje až do nulové hodnoty rychlosti na stěně. Aby byla zachována platnost rovnice kontinuity, musí se zvýšit rychlost jádra.

Rovnice kontinuity pro nestlačitelné kapaliny:

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (24)$$

Vzniknou tedy dvě oblasti. Oblast jádra, kde je smykové napětí od trubky zanedbatelné, a takzvaná mezní vrstva, kde převládají viskózní smykové síly. Výsledkem je nenulový gradient rychlosti ve směru osy trubky. Abychom mohli pozorovat vyvinutý rychlostní profil, musíme naše měření provádět v určité minimální vzdálenosti od vstupu do trubky, tato vzdálenost se nazývá rozběhová délka (viz 11).



Obrázek 13: Vývoj mezní vrstvy a souvislost s rozběhovou délkou x

Tloušťka mezní vrstvy není matematicky přesně definovaná. Rychlostní gradient je v rovině kolmé k ose trubky sice velký, ale ve s větší vzdálenosti od obtékané stěny se blíží, v ideálním případě, parabolickému rychlostnímu profilu asymptoticky. Z tohoto důvodu se tloušťka mezní vrstvy definuje dohodou jako:

$$y = \delta \quad (25)$$

pro

$$u = 0.99u_\infty \quad (26)$$

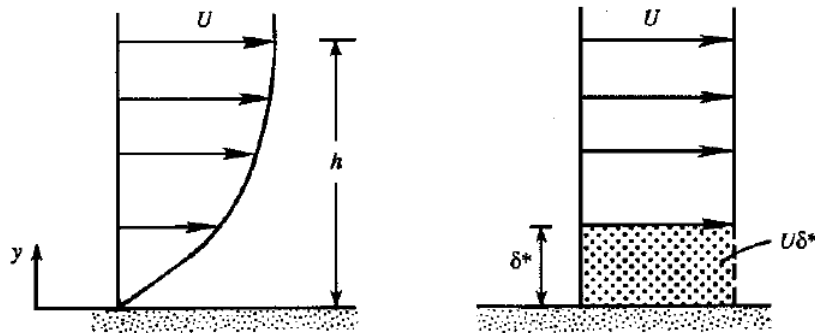
kde u_∞ je rychlost potenciálního proudění (nevazké, nevířivé, izoentropické).

Přesně definovaným parametrem je odtlačovací tloušťka δ^* . Je definována jako vzdálenost, o kterou by vzrostla efektivní tloušťka tělesa, kdyby při stejném potenciálním obtékání nevznikl na stěně gradient vlivem vazkosti. [3]

$$\int_0^\infty u \, dy = q = \int_{\delta^*}^\infty u_\infty \, dy \quad (27)$$

$$\int_0^\infty u \, dy = q = \int_0^\infty u_\infty \, dy - u_\infty \delta^* \quad (28)$$

$$\delta^* = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{u_\infty}\right) dy \quad (29)$$



Obrázek 14: Znázornění odtlačovací tloušťky, převzato z [5]

9 Měření viskozity

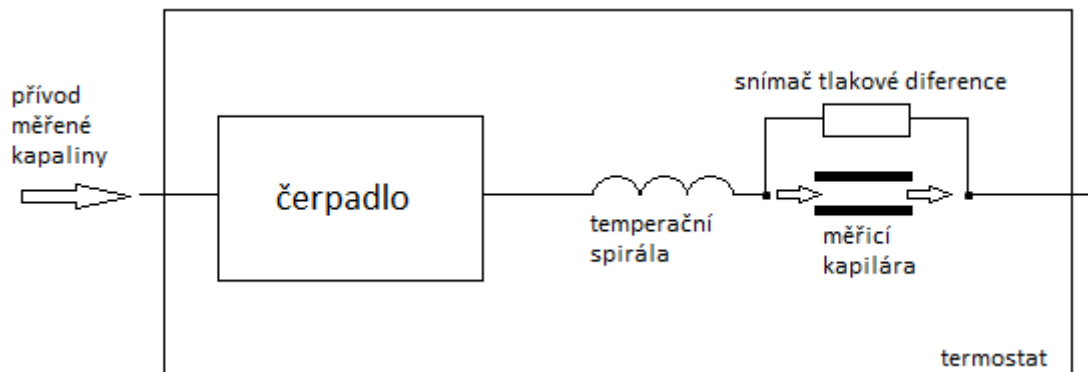
Jak již bylo zmíněno výše, viskozita rozhoduje především o tvaru rychlostního profilu, o silách působících na stěny a také o přestupu tepla. Proto je zásadní, znát její hodnotu. U newtonských kapalin, kde předpokládáme platnost Newtonova zákona viskozity, si vystačíme při měření bez zřetele na gradient rychlosti. Pro nenewtonské kapaliny, pro které již Newtonův zákon neplatí, gradient rychlosti v úvahu brát musíme. Můžeme tak změřit konkrétní hodnotu zdánlivé viskozity, ale vzhledem k tomu, že při experimentu nebude gradient rychlosti konstantní, je nutností změřit průběh zdánlivé viskozity v závislosti na gradientu rychlosti. Výstupem bude naměřená toková křivka.

Podle fyzikálního principu měření rozlišujeme následující typy viskozimetrů:

- Průtokové
- Tělískové
- Bublínkové
- Rotační

9.1 Průtokové viskozimetry

Průtokové viskozimetry fungují na principu měření tlakové ztráty v kapiláře při laminárním proudění. Podmínkou úspěšného měření je konstantní průtok kapilárou a dodržení konstantní teploty. Tento typ viskozimetrů se osvědčil při měření za velmi vysokých tlaků, až do 3500 bar. [14] Pro nenewtonské kapaliny je tento typ viskozimetrů nevyhovující, protože s délkou kapiláry se mění gradient rychlosti.



Obrázek 15: Schéma průtokového viskozimetru

9.2 Tělískové viskozimetry

Tělískové viskozimetry fungují na principu měření času padající kuličky měřenou kapalinou. Naměřený časový interval je přímo úměrný viskozitě kapaliny. Pro pevně danou vzálenost platí vztah:

$$\eta = K \cdot (\rho_K - \rho_V) \cdot t \quad (30)$$

kde η je dynamická viskozita, K je konstanta kuličky, ρ_K je hustota kuličky a ρ_V je hustota vzorku kapaliny.

Tato metoda vyniká svou jednoduchostí, je ale vhodná pouze pro newtonské kapaliny. V průmyslu své uplatnění nenachází, zato se převážně používá k edukačním účelům.

9.3 Bublínkové viskozimetry

Bublínkové viskozimetry jsou svým principem blízké tělískovým viskozimetrům. Namísto padající kuličky se zde využívá stoupající bublinka. K hodnotě viskozity se dostaneme po porovnání dvou časů, času stoupání bublinky známou dráhou v měřené kapalině a v naší etalonové kapalině se známou viskozitou. S tělískovými viskozimetry sdílí bublínkové i absenci v průmyslu. Tato metoda se používá převážně laboratorně, přičemž velmi důležitou roli pro přesnost měření hraje teplota, kdy změna teploty o 1°C způsobí chybu až 10%. [11]

9.4 Rotační viskozimetry

Na měření tokových křivek pro tento experiment byl použit právě rotační viskozimetr. Obecně fungují tyto viskozimetry na principu měření odporu, který klade

měřená kapalina proti otáčivému pohybu tělesa viskozimetru. Existuje vícero uspořádání, nejčastěji se setkáme s měřicími systémy válec-válec nebo kužel-deska.

Uspořádání válec-válec je vhodné zejména pro měření nízkoviskózních kapalin. Měřená kapalina je vystavena smykovému namáhání mezi dvěma válci, z nichž jeden je stacionární a druhý se pohybuje známou úhlovou rychlostí. Rotující válec je poháněn synchronním motorkem prostřednictvím spojky tvořené pružinou. Deformace pružiny je přímo úměrná viskozitě.

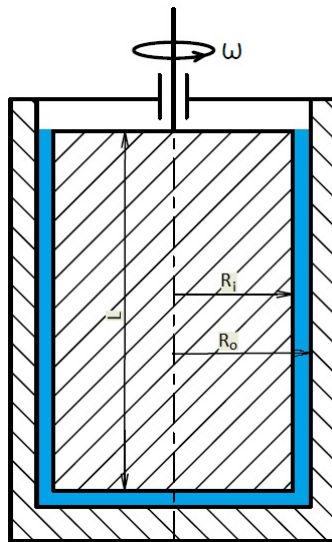
Rychlost smykové deformace se u tohoto typu viskozimetru mění s poloměrem:

$$\dot{\gamma} = r \frac{d\omega}{dr} \quad (31)$$

Smykové napětí je popsáno vztahem:

$$\tau = \frac{M}{2\pi r^2} \quad (32)$$

kde M je kroutící moment a ω je úhlová rychlost na poloměru r . Pro malou mezeru



Obrázek 16: Schéma viskozimetru válec-válec

lze výpočet zjednodušit na rozvinutí do štěrbin, kdy dostáváme výpočetní vztahy: [13]

$$\dot{\gamma} = \frac{2\omega R_o^2}{R_o^2 - R_i^2} \quad (33)$$

$$\tau = \frac{M}{2\pi R_o^2 L} \quad (34)$$

kde R_o je poloměr vnějšího válce a R_i je poloměr vnitřního válce. Potom jsme schopni určit viskozitu měřeného vzorku jako:

$$\eta = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} \quad (35)$$

Chyba, které se dopouštíme při zjednodušení geometrie, se při poměru $\frac{R_o}{R_i} = 1,1$ neliší více než o 1%. [10] Měřit se taktéž dá v různých konfiguracích měřených hodnot, lze měřit moment síly při konstantních otáčkách, popřípadě měřit otáčky při konstantním momentu.

10 Komplikace při měření viskozity

10.1 Disipační teplo

Disipační teplo vzniká při smykovém namáhání zkoumané kapaliny. U nenewtonských kapalin se často setkáváme s nízkou teplotní vodivostí, což způsobí značné místní navýšení teploty. Jak již bylo zmíněno výše (3.2.4), viskozita s rostoucí teplotou klesá exponenciálně. To způsobí značný pokles kroutícího momentu, popřípadě tlakového spádu, což je samozřejmě pro přesnost měření nežádoucí. Ukazatelem vlivu disipačního tepla na viskozitu u kapilárních viskozimetrů je Nahme-Griffithovo číslo Na : [6, str. 140]

$$Na = \frac{\beta \cdot \tau \cdot \dot{\gamma} \cdot D^2}{16k} \quad (36)$$

kde β je teplotní koeficient viskozity, τ smykové napětí, $\dot{\gamma}$ gradient rychlosti, D průměr kapiláry, k je teplotní vodivost.

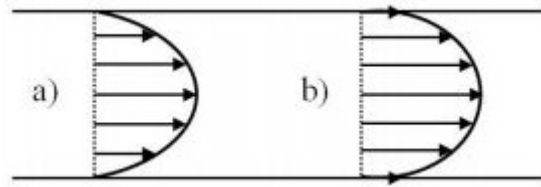
Pokud je Nahme-Griffithovo číslo pro dlouhé kapiláry $Na < 1$, můžeme disipační teplo zanedbat.

10.2 Skluz na stěně

Některé kapaliny mají tendenci ulpívat na stěnách a tím vytvářet skluz (viz obr. 17). Za těchto okolností dostáváme jiný rychlostní profil a i toková křivka bude zkreslená. Přítomnost skluzu, týkající se kapilárních metod měření viskozity, ověříme použitím více kapilár se stejným poměrem délky a průměru. Při obdržení stejných hodnot tokové křivky vliv skluzu vyloučíme. V opačném případě je nutno korigovat hodnoty smykové deformace:

$$\dot{\gamma}_{korekce} = \dot{\gamma} + \frac{4\dot{v}}{R} \quad (37)$$

kde R je poloměr a \dot{v} je skluz na stěně.



Obrázek 17: Rychlostní profil bez skluzu (a) a se skluzem (b), převzato z [10]

11 Rozběhová délka

Abychom při měření mohli dostat relevantní výsledky, potřebujeme měřit v místě hydraulicky vyvinutého proudění. Při vstupu do měřicí trubky vlivem změny průměrů a zkroucení přívodné hadice dochází ke vzniku turbulence. Vzdálenost x , na níž se vyvine rychlostní profil ve tvaru paraboloidu, se nazývá rozběhová dráha laminárního proudu (viz obr. 13) a platí pro ní Boussinesqův vztah: [9]

$$\frac{x}{2R} \geq 0,065 Re \quad (38)$$

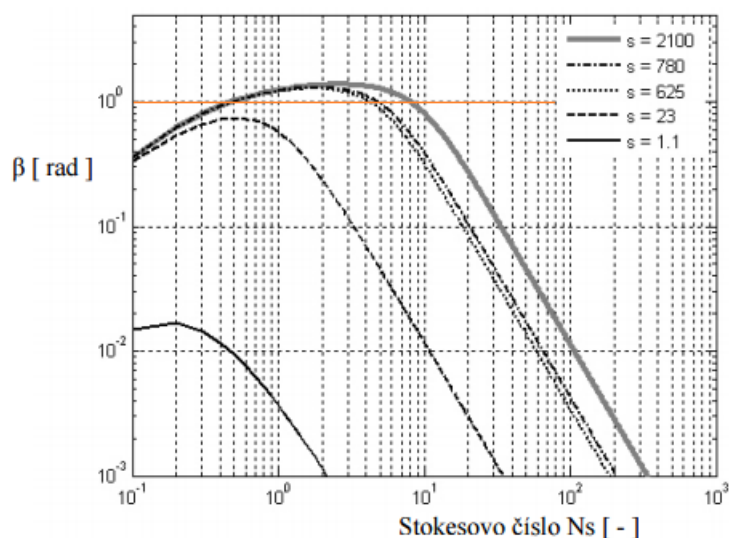
kde Re je Reynoldsovo číslo.

Je zřejmé, že k ustálení rychlostního profilu dojde relativně daleko od vstupního průřezu. Tuto vzdálenost je nutno brát v úvahu, aby se měřicí oblast nenacházela blíže ke vstupu přívodné hadice do trubky než je právě zmíněná rozběhová délka.

12 Měření rychlosti PIV

Při experimentu byla na měření rychlostního profilu použita metoda PIV (Particle Image Velocimetry). Jedná se o neinvazivní optickou metodu měření. To znamená, že měření by na proudění zkoumané kapaliny nemělo mít žádný vliv. Principem fungování této metody je sledování pohybu částic v definovaném objemu kapaliny. Podmínkou úspěšného měření je mimo jiné předpoklad, že pozorované částice musí mít totožnou rychlost, jakou má i měřená kapalina. Tuto podmínku můžeme ověřit pomocí Stokesova čísla.

Pomocí grafických závislostí fázového zpoždění částic a poměru hustot v závislosti na Stokesově čísle jsme schopni posoudit vhodnost jednotlivých druhů značkovacích částic pro námi požadovanou přesnost měření. Naší snahou je samozřejmě dostat se co nejblíže hodnotě nulového fázového posunutí (na obr. 18 barevně) Vypočítáme-li hodnotu Stokesova čísla, která by neodpovídala námi určené maximální přípustné chybě, je nutné zvolit částice stejných vlastností o menším poloměru, a nebo se snažit vybrat takové částice, které by se svou hustotou více blížili hustotě zkoumané kapaliny.

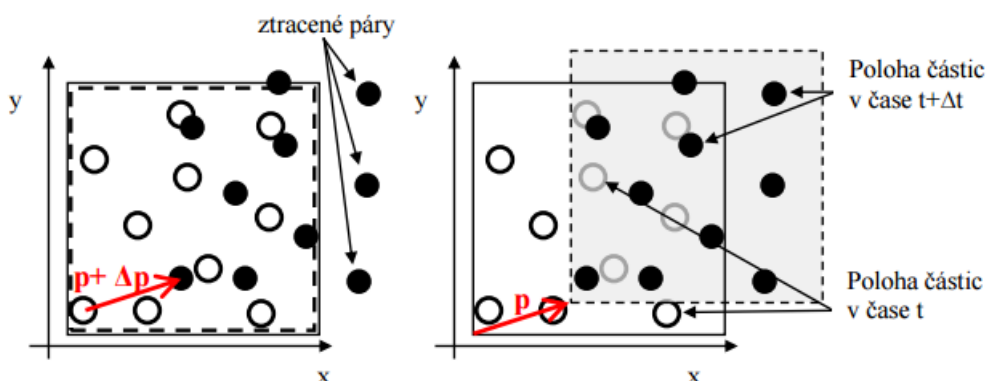


Obrázek 18: Závislost fázového zpoždění na Stokesově čísle pro několik poměrů hustot značkových částic, kde s je poměr hustoty částic ku hustotě kapaliny, převzato z [8]

Jak již bylo zmíněno výše, měřící metoda PIV je založena na sledování pohybu částic, přičemž se porovnává jejich změna polohy v měřeném objemu za známý časový úsek. Se znalostí dráhy a času se potom softwarově vyhodnotí rychlost v daném místě. Měření posunu částic, ale zvláště porovnávání jejich polohy je velmi komplexní problematika, která přesahuje rámec této práce. Omezíme se tedy na nejpodstatnější fakta.

Nejdůležitějšími faktory, které ovlivňují přesnost změřených posunů částic jsou posunutí obrazů částic mezi dvojicí snímků, gradient posunutí uvnitř vyšetřované oblasti a hustota částic.

Při velkých gradientech roste množství takzvaných ztracených párů (viz obr. 19). Vliv rychlostního gradientu se projevuje zvláště v blízkosti stěn, kde jsou gradienty rychlosti vysoké. Hustota částic nesmí překročit mez, kdy by mohlo dojít k vzájemným interakcím těchto částic, což by mohlo změnit reologické chování měřené kapaliny. Se vzrůstajícím posunutím částic dochází vlivem efektu ztraceného páru ke snižování maxima korelační roviny a zvyšuje se poměr signálu k šumu. Tento negativní efekt lze omezit použitím adaptivní korelace, kdy dojde k posunutí celé vyšetřované oblasti. Existuje také možnost kompenzace ztracených párů větším zvoleným kontrolním objemem, popřípadě kratším časovým úsekem mezi dvěma snímky kamery.



Obrázek 19: Vlevo klasická korelace se ztracenými páry, vpravo adaptivní korelace s celočíselným posouváním, která byla pro experiment použita, převzato z [8]

12.1 Komplikace při optickém měření

Častým problémem optických měření, ať už se jedná o LDV (Laser Doppler Velocimetry), PIV (Particle Image Velocimetry) nebo LIF (Laser-Induced Fluorescence), je lom světla při průchodu fázovými rozhraními, v našem případě vzduch-plexisklo, plexisklo-kapalina a nazpět. Existuje několik metod pro potlačení negativních efektů způsobených lomem světla a geometrií měřící aparatury. Byly namodelovány rovnice pro korekci polohy měřícího objemu pro různé geometrie, dále byly vyvinuty speciální korekční čočky pro měření v kruhových trubkách.

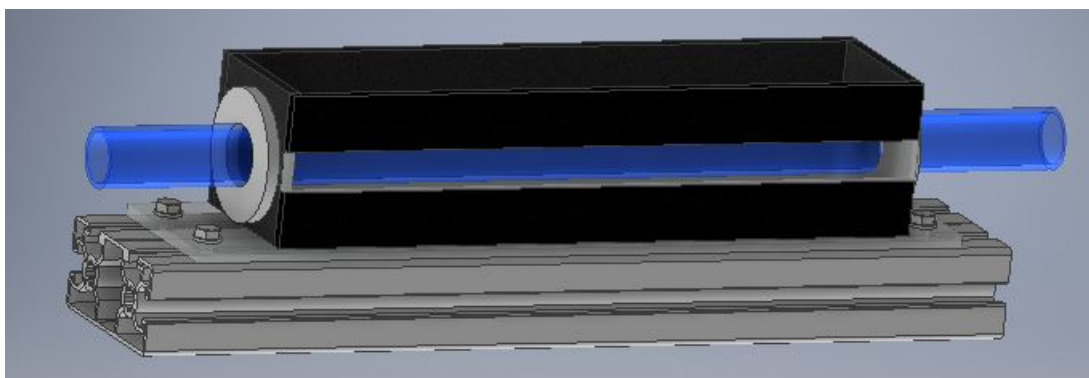
Pro realizaci experimentu popisovaného touto prací se jeví jako nejvhodnější a nejjednodušší metoda srovnání indexů lomu.

$$n = \frac{c}{v} \quad (39)$$

kde n je absolutní index lomu, c je rychlost světla ve vakuu a v je rychlost světla v daném prostředí.

Uspořádání modelu je takové, že kolem námi měřené trubky se v místě měření vystaví nádoba s plochými stěnami, která se naplní kapalinou shodnou s měřenou kapalinou v trubce. Je žádoucí, aby kapaliny a materiál tratě měly v rámci možností co nejbližší indexy lomu. Při splnění předpokladu, že kapalina uvnitř nádoby bude v klidu, budeme schopni provádět měření i velmi blízko vnitřní stěny trubky bez zkreslení obrazu.

12.1.1 Model měřicí nádoby



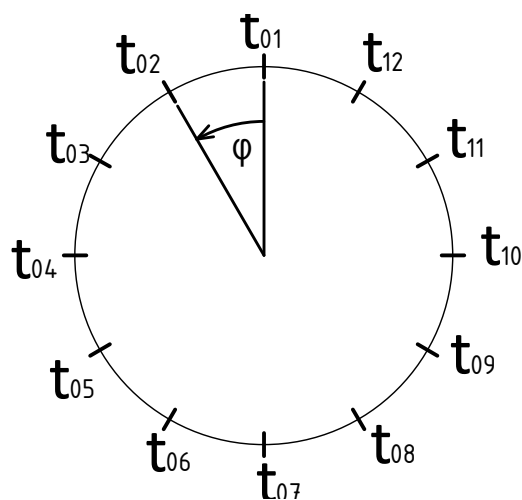
Obrázek 20: Měřicí nádoba

13 Volba proudění

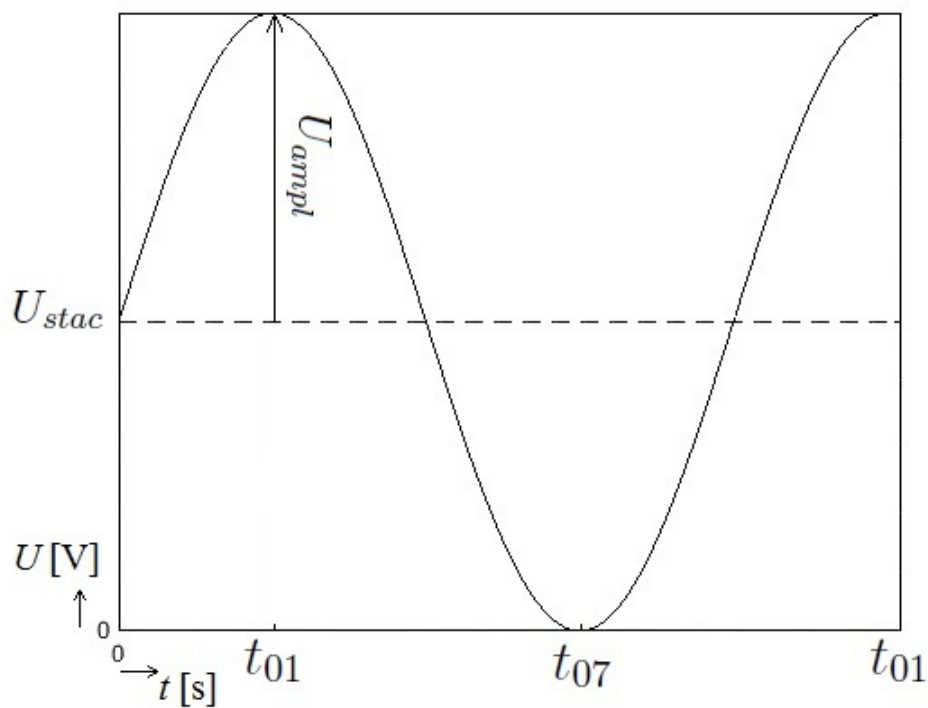
Při výběru vhodného pulzu byl kladen důraz na technickou proveditelnost a také na co nejbližší shodu s prouděním krve cévami. Jako nejvhodnější se jeví část aorty v oblasti ledvin, kdy můžeme proudění hrubě aproximovat sinusovým mříjivým pulzem. [2]

Samotný pulz je složen ze dvou složek, stacionární a amplitudové. Výsledné proudění je potom získáno principem superpozice. Stejným způsobem probíhá nastavení pulzu v čerpadle. Pomocí napětí U_{stac} se nastaví stacionární složka, velikosti amplitudy odpovídá napětí U_{ampl} (viz obr. 22). Vzhledem k tomu, že pulzy mají být mříjivé, musí si být obě složky rovny.

Nastavované parametry napětí U_{stac} a U_{ampl} se musí pro newtonskou a nenewtonskou kapalinu přepočítat tak, aby si odpovídala podobnostní čísla, Reynoldsovo a Womersleyho. Nastavení jiných napětí, respektive průtoků je nutné z důvodu různých reologických vlastností obou kapalin.



Obrázek 21: Znázornění časového okamžiku měření v závislosti na fázi sinusového mějivého proudění



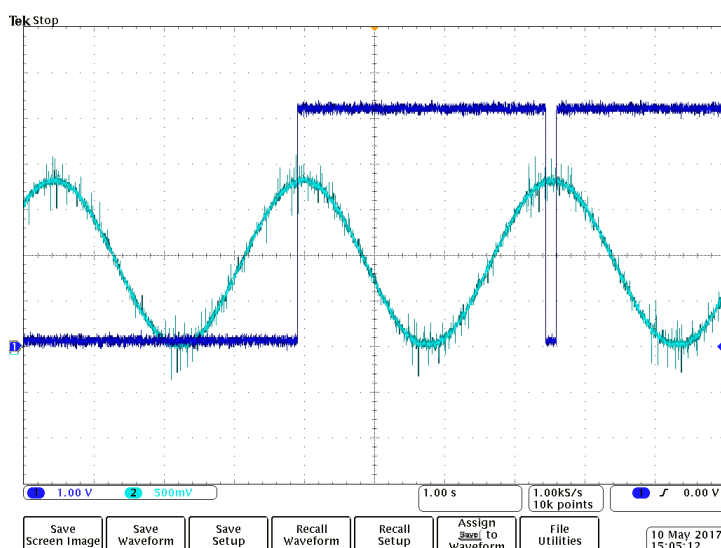
Obrázek 22: Nastavení čerpadla pomocí stacionární a amplitudové složky napětí se znázorněním časových okamžiků s maximální a minimální rychlostní t_{01} a t_{07}

14 Synchronizace PIV

Abychom měli kontrolu nad tím, v jakém okamžiku pulzu měříme, je nutné sesynchronizovat signály jdoucí do laseru a do kamery se správným časovým údajem vzhledem k fázi proudění. Vycházíme ze signálu generovaného čerpadlem, kdy se jedná o sinusoidu. Tento sinusový signál je veden do generátoru pulzů. Ten je naprogramovaný tak, že generuje signály v momentě nejvyšší hodnoty napětí, to znamená na "vrcholu" sinusoidy, což nám dává výchozí bod pro měření. Měření bude vyhodnoceno po $\frac{1}{12}$ periody. Pro správnou funkci laseru a kamery je potřeba vygenerovat dva signály, spouštěcí a synchronizační.

Spouštěcí signál musí být aktivní přes délku periody, je nutnou podmínkou pro spuštění laseru.

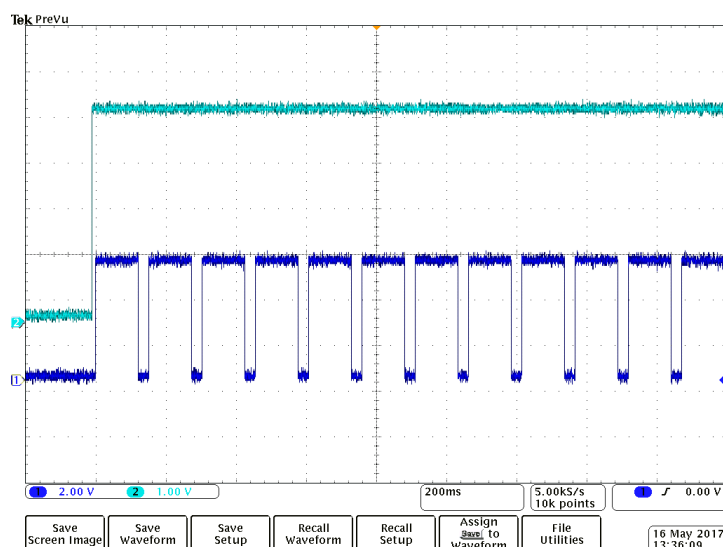
Synchronizační signály udávají moment, ve kterém kamera zaznamená v námi zvoleném intervalu $3000 \mu s$ dva snímky, ze kterých se vyhodnotí rychlost jednotlivých značkovacích částic v daném okamžiku. Synchronizační signál je podmíněn aktivním signálem spouštěcím.



Obrázek 23: Sepnutí spouštěcího signálu (modrá) v závislosti na průběhu napětí z čerpadla (zelená)

Pro zvolenou hodnotu délky periody je nutné dopočítat odpovídající délky $t_{12 \text{ width}}$, $t_T \text{ width}$ a zpoždění synchronizačního $t_{12 \text{ delay}}$ a spouštěcího signálu $t_T \text{ delay}$. Pro nastavení těchto parametrů je nutné vyjít z přepočtené periody, kterou dostaneme zpětným výpočtem z frekvence. Tu je ze softwarových důvodů nutné zaokrouhlit na čtyři desetinná místa.

Délka periody pro zkoumané proudění newtonské kapaliny byla zvolena: $T = 3,56 \text{ s}$.



Obrázek 24: Sepnutí synchronizačního signálu (modrá) v závislosti na signálu spouštěcím (zelená)

Příklad výpočtu časových údajů pro nastavení generátoru pulzů:

$$T = 3.56 \text{ s} \quad (40)$$

$$f = \frac{1}{T} \quad (41)$$

přičemž vychází $f = 0,2809 \text{ Hz}$

Následně je z důvodu zaokrouhlení nutno zpět dopočítat periodu:

$$T = 3.55998576 \text{ s} \quad (42)$$

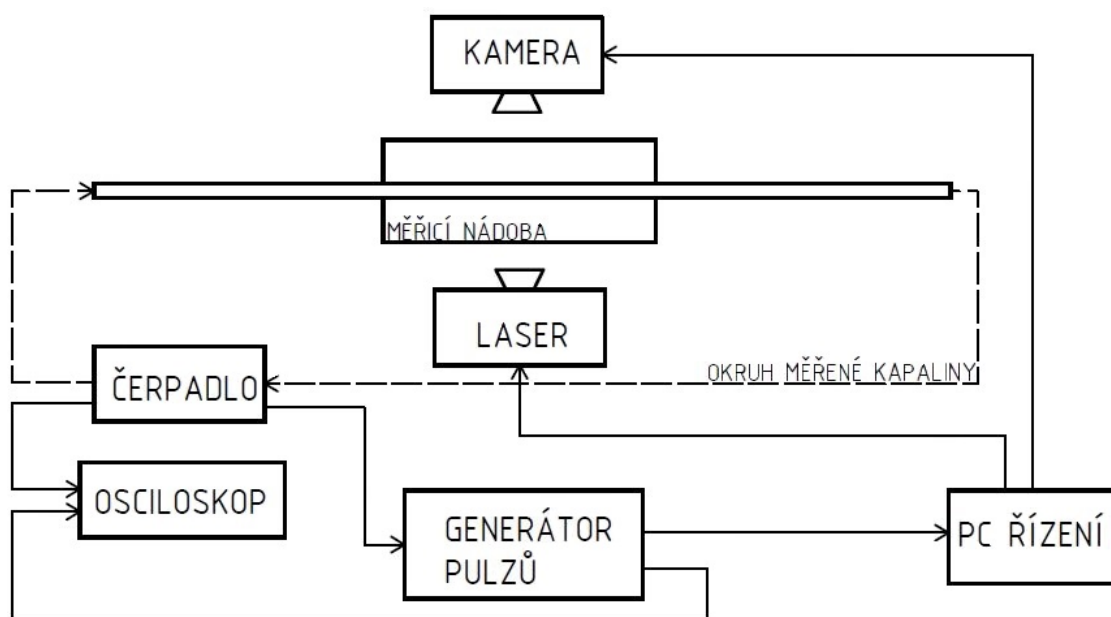
Z této hodnoty už přímo vychází délka $t_{T\text{width}}$ a zpoždění $t_{T\text{delay}}$ spouštěcího signálu. A jelikož je měreno dvanáct částí periody:

$$\frac{T}{12} = 0.14833274 \text{ s} \quad (43)$$

odkud je odečtena délka $t_{12\text{width}}$ a zpoždění $t_{12\text{delay}}$ synchronizačního signálu (viz Tab. 1).

Tabulka 1: Shrnutí nastavení experimentu pro obě kapaliny

	Newton. kapalina	Nenewton. kapalina
Frekvence f [Hz]	0.2809	0.2744
Perioda T [s]	3.56	3.64
Napětí stacionární U_{stac} [mV]	1000	1055
Napětí amplitudové U_{ampl} [mV]	1000	1055
Synchronizační signál $t_{12width}$ [s]	0.11833275	0.2736929057
Zpoždění synchr. signálu $t_{12delay}$ [s]	0.03	0.03
Spouštěcí signál t_T [s]	3.53998576	3.62231498
Zpoždění spouštěcího signálu t_{Tdelay} [s]	0.02	0.02
Reynoldsovo číslo Re [1]	344.15	344.15
Womerleyowo číslo Wo [1]	8.87	8.87



Obrázek 25: Schéma experimentu

15 Použité kapaliny

Experimentálně bylo ověřeno, že pro úspěšné měření na postavené trati jsou potřeba 4 litry měřené kapaliny. Volíme dvě kapaliny, které se nejvíce osvědčily jako náhrada krve podle autorů z Thesalonické univerzity. [7]

Newtonská kapalina

Glycerin (% , v/v)	32,60
Destilovaná voda (% , v/v)	67,4
Xanthanová guma (% , w/v)	-
Hustota ($kg \cdot m^{-3}$)	1083
Dynamická viskozita ($mPa \cdot s$)	3,50

Nenewtonská kapalina

Glycerin (% , v/v)	20,90
Destilovaná voda (% , v/v)	79,10
Xanthanová guma (% , w/v)	0,021
Hustota ($kg \cdot m^{-3}$)	1052
Zdánlivá viskozita ($mPa \cdot s$)	3,32

Jako newtonského zástupce bereme směs glycerinu a destilované vody a zástupcem nenewtonských kapalin je stejný roztok s přidáním xanthanové gumy tak, aby roztok měl stejné vlastnosti odpovídající literatuře.

Zvolená nenewtonská kapalina se používá jako laboratorní náhrada krve pro gradient rychlosti v rozmezí $1 \div 1000 s^{-1}$ [7], jelikož krev sama o sobě je k takovýmto pokusům vzhledem ke své srážlivosti nevhodná.

Následně byla provedena kontrola námi připravených kapalin, jestli skutečně odpovídají složení z literatury. Hustota připravené newtonské kapaliny byla pomocí hmotnosti a objemu dopočítána na $\rho = 1085 kg \cdot m^{-3}$. Vzorek nenewtonské kapaliny byl změřen s hodnotou $\rho = 1051 kg \cdot m^{-3}$. Obě kapaliny vykazují velmi dobrou shodu s literaturou, přičemž rozdíl v obou případech nepřesáhne 1%.

16 Kalibrace čerpadla

Čerpadlo bylo proměřeno od $50 mV$ do $1400 mV$ při kroku $50 mV$, pro nejvyšší hodnoty s krokem $100 mV$, viz Tabulka 2. Pomocí měření hmotnosti kapaliny a času byl dopočítán objemový tok pro jednotlivá napětí. Údaje z kalibrace byly použity pro dopočítání odpovídajících si napětí pro newtonskou a nenewtonskou kapalinu tak, aby zůstala stejná podobnostní čísla, Reynoldsovo a Womersleyho.

Nejdříve byla změřena hmotnost prázdného odměrného válce m_0 , dále hmotnost odměrného válce naplněného kapalinou o hmotnosti m za teploty ϑ .

$$\Delta m = m - m_0 \quad (44)$$

$$V = \frac{\Delta m}{\rho(\vartheta)} \quad (45)$$

$$\dot{V} = \frac{V}{t} \quad (46)$$

kde V je objem, \dot{V} je objemový tok. Za pomoci tabulek pro zjištění závislosti dynamické viskozity na teplotě byla dopočtena kinematická viskozita:

$$\nu = \frac{\eta(\vartheta)}{\rho(\vartheta)} \quad (47)$$

Se znalostí kinematické viskozity už bylo možno dopočítat rychlost v kruhové trubce o průměru 24 mm :

$$u = \frac{\dot{V}}{S} \quad (48)$$

kde u je rychlost, S je plocha trubky.

Při znalosti rychlosti bylo možno dopočítat Reynoldsova čísla pro různá napětí:

$$Re = \frac{u \cdot D}{\nu} \quad (49)$$

Souhrn a hodnoty celé kalibrace jsou v Tabulce 2.

17 Experimentální výsledky měření

Výsledky experimentálního měření byly zpracovány v programu Dynamic Studio a následně v programu Matlab. Jednalo se však pouze o formální úpravy vzhledu, naměřené hodnoty nebyly nijak modifikovány, průměrovány nebo jinak korekčně formovány.

Pro lepší orientaci v jednotlivých okamžicích měření slouží obrázky 21 a 22. Počáteční bod měření t_{01} (obr. 26) odpovídá podle obrázku maximální rychlosti, časový okamžik t_{07} (obr. 29) rychlosti minimální.

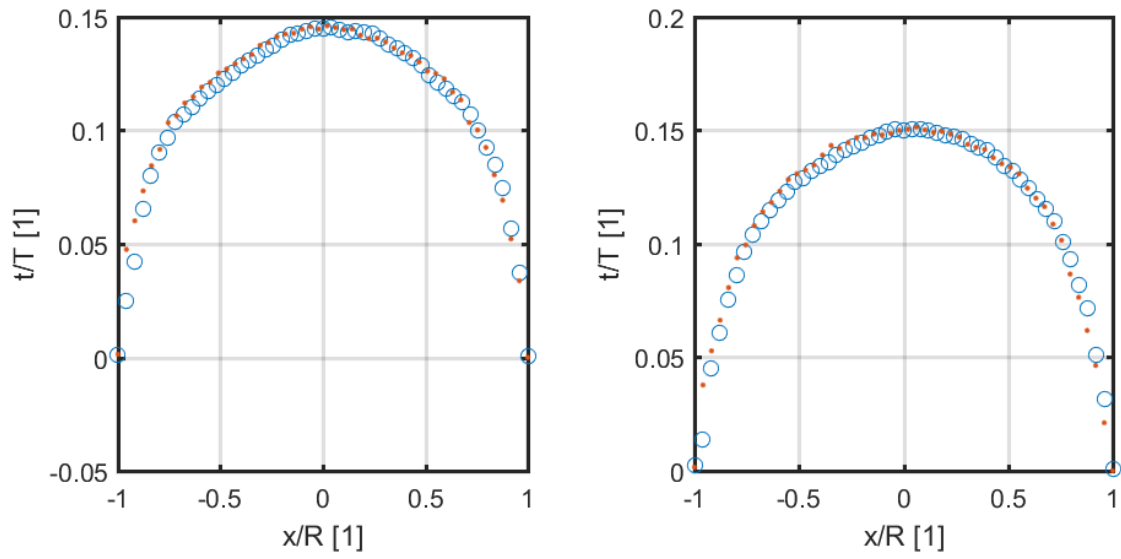
Jak již bylo zmíněno, data neprošla žádnou korekční úpravou, a proto nejsou rychlostní profily zcela symetrické, což by se očekávalo při ideálním stavu. Část viny mohou také nést odlesky na trubce, které byly sice odstraněny softwarovou cestou, a jejich škodlivý vliv se minimalizoval, přesto se tak přišlo i o část naměřených dat. Maximální hodnoty rychlostí newtonské a neneutonské kapaliny se pro určitý rychlostí profil ani v jednom případě neliší o více než 5%.

Na obrázku 32 je vykresleno všech dvanáct rychlostních profilů za 1 periodu. Během prvních sedmi profilů kapalina zpomaluje, od devátého dále zrychluje. Na první pohled vykazují newtonská i neneutonská kapalina velmi podobné výsledky, rozdíly se projevují především v místech velkých gradientů rychlosti u stěny a v ose trubky. Pro relevantnější srovnání jsou na obrázcích 26 až 31 vykresleny jednotlivé rychlostní profily pro každou dvanáctinu periody.

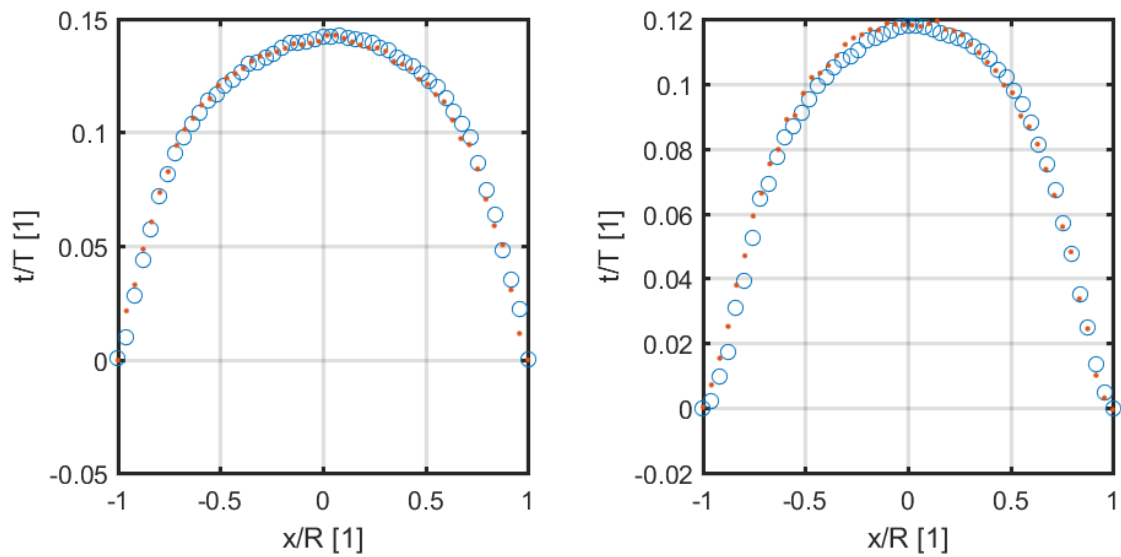
U časů t_{01} (obr. 26) až do t_{04} (obr. 27), to znamená v prvních okamžicích zpomalování nepozorujeme žádné signifikantní rozdíly u obou kapalin. První rozdíly se začínají projevovat v okamžiku t_{05} (obr. 28), kdy se v místě velkého gradientu rychlosti, to je v ose trubky, zploští rychlostní profil neneutonské kapaliny.

Znatelné rozdíly se projeví při zrychlování z okamžiků t_{07} a t_{08} (obr. 29), ve kterých bylo dosaženo minimální rychlosti. V okamžiku t_{08} nabývá zpětné proudění neneutonské kapaliny větších absolutních hodnot než u kapaliny newtonské. Při zrychlování zachyceném v okamžiku t_{09} (obr. 30) dochází k rozdílu v oblasti středu trubky, kdy se neneutonská kapalina oproti newtonské parabolické špičce v místě velkého gradientu rychlosti opět zploští. Zároveň se projevily velký rozdíl u stěny trubky, kde zpětné proudění neneutonské kapaliny dosahuje větších záporných rychlostí a zrychluje zpět do směru proudění znatelně pomaleji než kapalina newtonská.

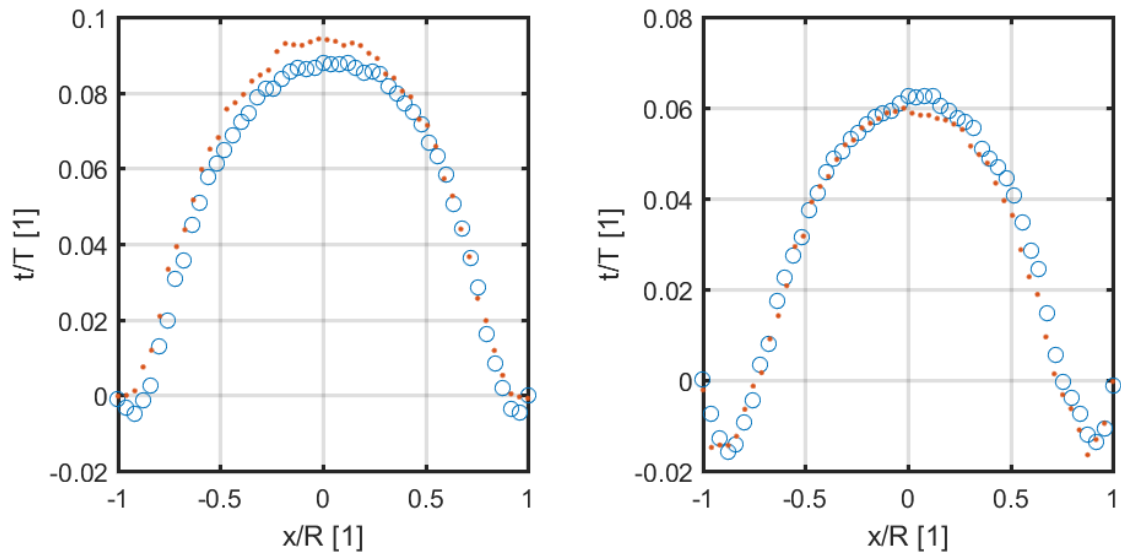
Zpoždování neneutonské kapaliny je možno pozorovat prakticky ve všech dalších okamžicích, stále zvláště u stěny trubky, až do získání téměř maximální rychlosti v okamžiku t_{12} (obr. 31), kde se rychlostní profily opět sblíží. Po okamžiku t_{12} by opět následoval první snímek, to je t_{01} , kde se rychlostní profily obou kapalin prakticky překrývají.



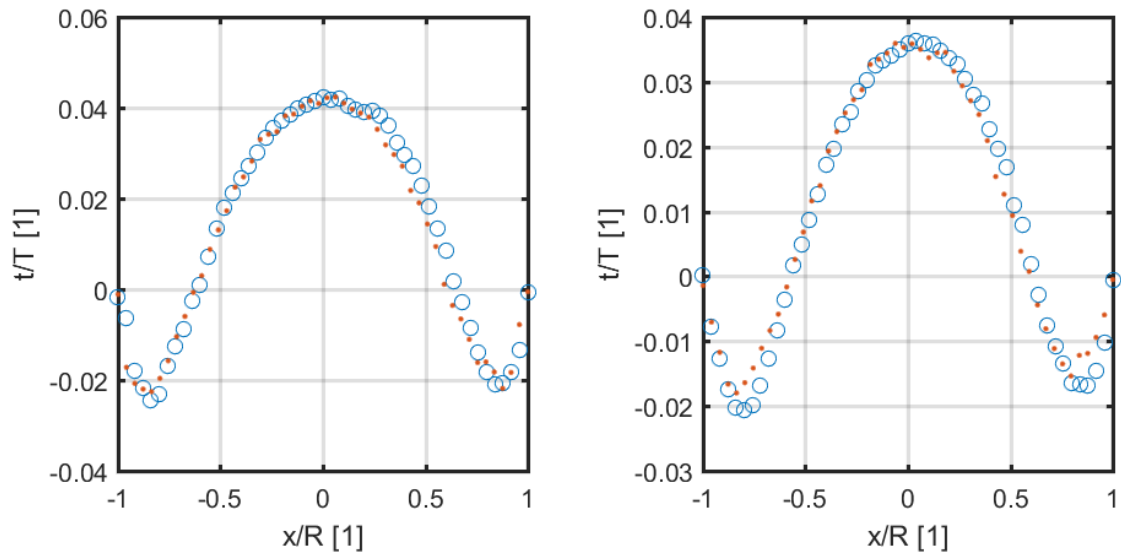
Obrázek 26: Rychlostní profil v čase t_{01} (vlevo) a t_{02} (vpravo); tečky - newtonská, kroužky - neneutonská kapalina



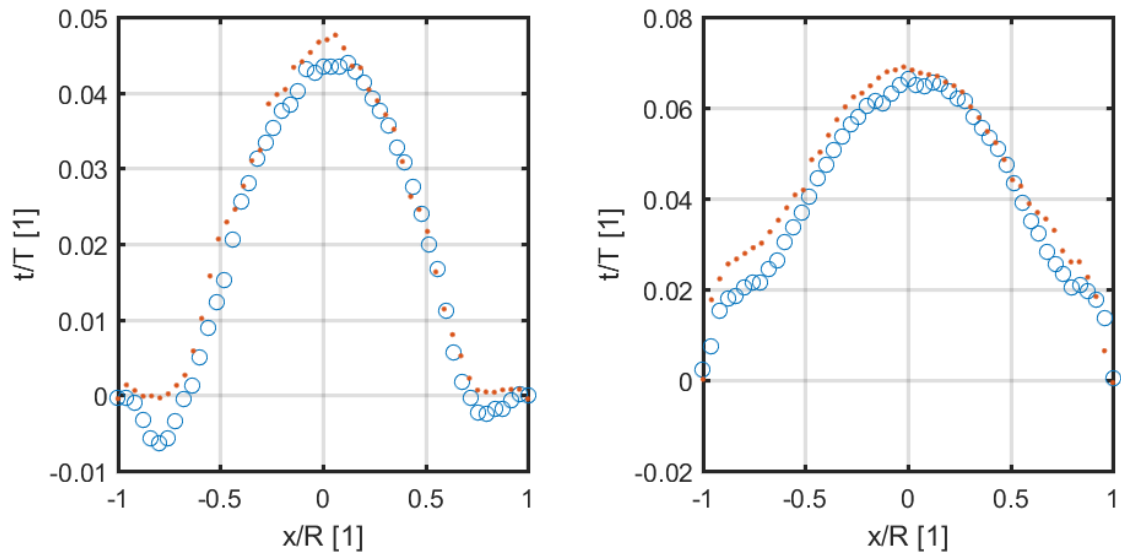
Obrázek 27: Rychlostní profil v čase t_{03} (vlevo) a t_{04} (vpravo); tečky - newtonská, kroužky - neneutonská kapalina



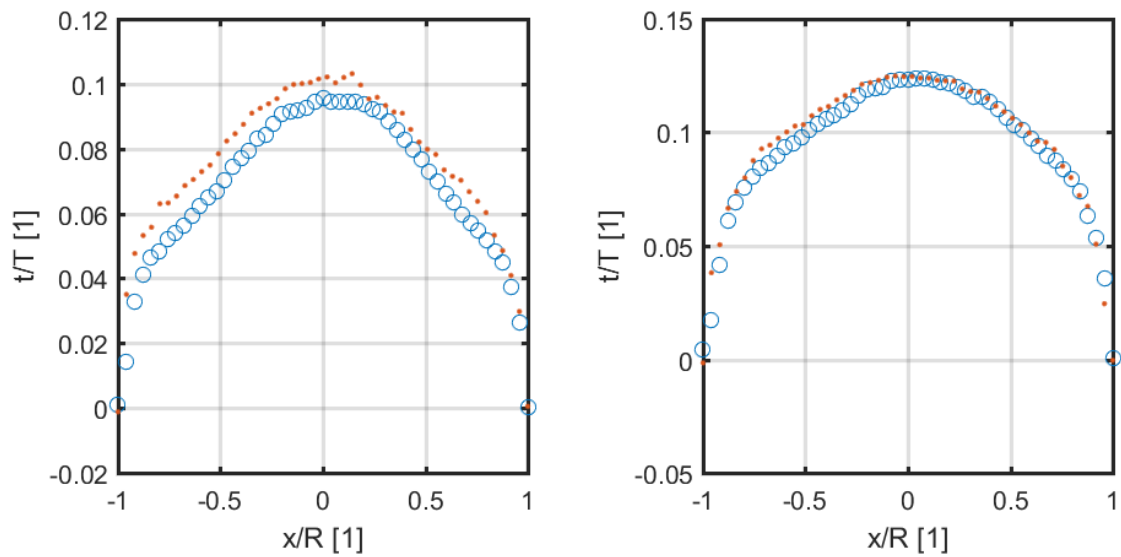
Obrázek 28: Rychlostní profil v čase t_{05} (vlevo) a t_{06} (vpravo); tečky - newtonská, kroužky - neneutonská kapalina



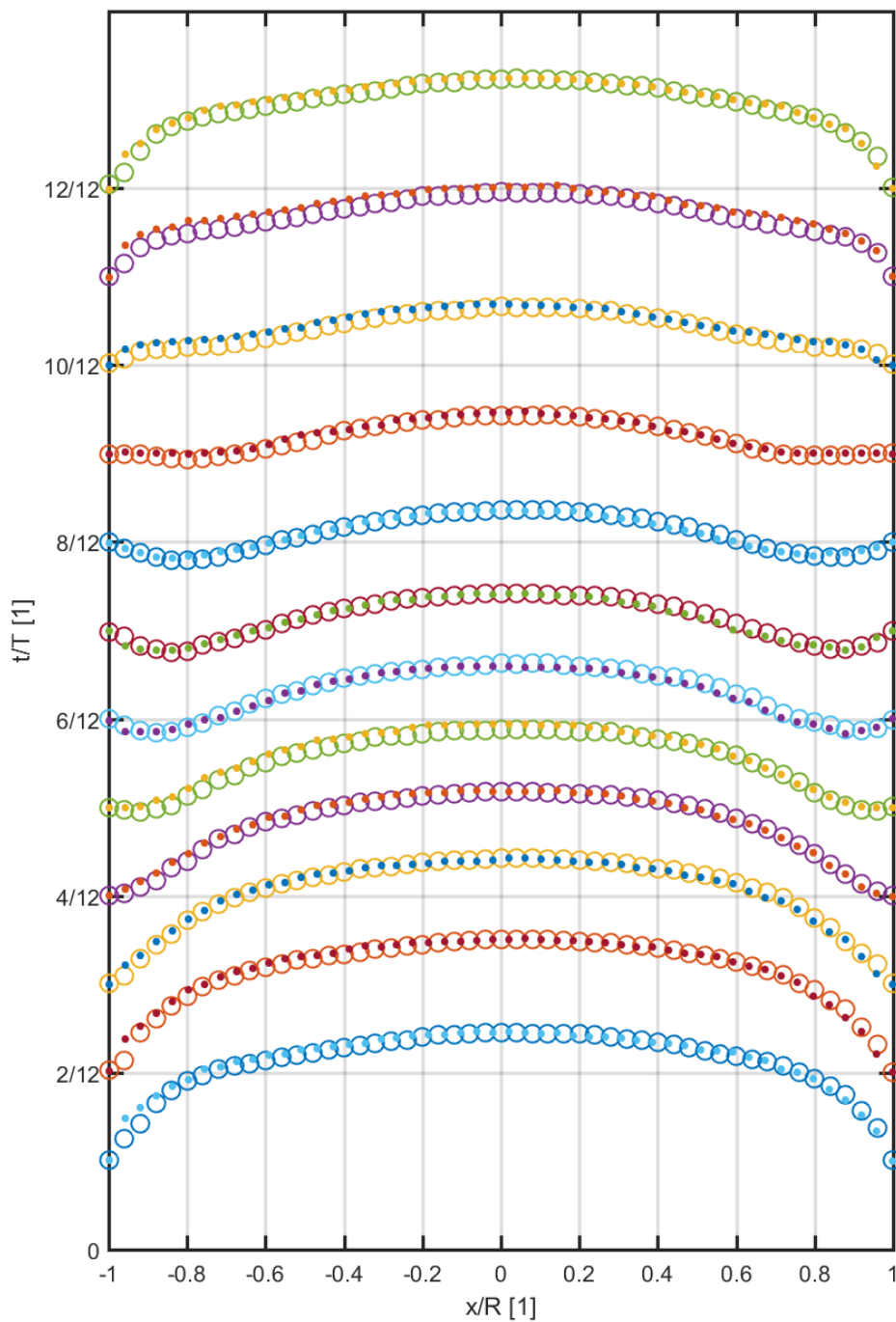
Obrázek 29: Rychlostní profil v čase t_{07} (vlevo) a t_{08} (vpravo); tečky - newtonská, kroužky - neneutonská kapalina



Obrázek 30: Rychlostní profil v čase t_{09} (vlevo) a t_{10} (vpravo); tečky - newtonská, kroužky - neneutonská kapalina



Obrázek 31: Rychlostní profil v čase t_{11} (vlevo) a t_{12} (vpravo); tečky - newtonská, kroužky - neneutonská kapalina



Obrázek 32: Porovnání rychlostních profilů pro každou 1/12 periody; kroužky ne-newtonská, tečky newtonská kapalina; na ose x je bezrozměrný poloměr, na ose y bezrozměrný čas, přičemž nejspodnější profil odpovídá profilu t_{01}

18 Závěr

Výstupem této práce je porovnání experimentálně získaných dat vlivu viskozity, popřípadě zdánlivé viskozity, u newtonské a neneutonské kapaliny na tvar rychlostních profilů při míjivém proudění v hladké trubce kruhového průřezu.

Pro tento účel byla sestavena experimentální trať, stávající z čerpadla, přívodných hadic a samotné trubky. Rychlostní profily byly naměřeny dvanáctkrát za periodu pomocí metody PIV, kdy laser osvětlil v určitém okamžiku trubku v horizontální rovině, a v témže okamžiku byly vytvořeny dva snímky v rozsahu $3000 \mu\text{s}$ kamerou, zabírající trubku ve vertikální rovině. Kamera tak ve dvou za sebou jdoucích okamžicích vyfotografovala laserem osvětlené značkovací částice. Vzhledem k tomu, že byl znám čas mezi snímky a díky zkalibrování kamery i vzdálenost, kterou částice stihly urazit, bylo velmi snadné dopočítat rychlost dané částice v daném okamžiku. Tímto principem byly změřeny všechny částice v měřicím objemu a výstupem bylo rychlostní pole. Celý tento proces se opakoval dvanáctkrát za zvolenou periodu, čímž jsme obdrželi 12 rychlostních profilů.

Parametry proudění byly voleny tak, aby co nejlépe odpovídaly proudění lidské krve organismem a zároveň se daly co nejsnáze aproximovat. Z tohoto důvodu bylo vybráno proudění v aortě v oblasti ledvin, kde se toto proudění dá přibližně nahradit míjivým sinusovým pulzem čerpadla. Jelikož krev se k experimentálním účelům proudění nepoužívá, bylo nutné najít adekvátní náhradu. Byly vybrány dvě kapaliny, které se místo krve používají, jedna s newtonskými a druhá s neneutonskými vlastnostmi. U obou kapalin byly před naměřením rychlostních profilů experimentálně ověřeny jejich vlastnosti. Rozdíly hustot předepsaných a připravených kapalin nepřesáhly 1%.

Vzhledem k nestacionárnímu pulzu z čerpadla bylo nutné dobře kontrolovat okamžik, ve kterém začne kamera za pomoci laseru snímat fotografie částic. Zásadní úlohu tedy hrálo správné sesynchronizování kamery a laseru s průběhem fáze proudění. Toho bylo docíleno vložением generátoru pulzů mezi zapojení laseru, kamery a samotného čerpadla. Generátor vytvářel dva signály potřebné pro správné fungování laseru a kamery. Počátek vysílání pulzů byl nastaven na maximální napětí na čerpadle, to znamená, že první snímek, a tím i rychlostní profil, byl pořízen v momentě maximální rychlosti.

Nastavení čerpadla i generátoru pulzů bylo nejdříve určeno pro newtonskou kapalinu. Aby následně bylo možné porovnání s neneutonskou kapalinou, bylo nezbytně nutné přenastavit nastavení experimentu tak, aby se nezměnily hodnoty kontrolovaných bezrozměrných parametrů, Reynoldsova a Womersleyova čísla. Přenastavení parametrů umožnila kalibrace čerpadla, ze které se hodnoty přepočítaly.

Vyvrcholením této práce je porovnání rychlostních profilů pro nestacionární míjivé proudění newtonské a neneutonské kapaliny. Počátek měření se nacházel na vrcholu sinusoidy, to znamená v místě maximální rychlosti. V prvních okamžicích

zpomalování se profily obou kapalin prakticky překrývaly. Rozdíly se projevovaly pouze v místech velkých gradientů rychlosti, kde se profil neneutonské kapaliny zplošťoval. Následně v okamžicích zrychlování z minimální rychlosti byly velmi dobře patrné rozdíly u stěny trubky, kde se neneutonský rychlostní profil oproti newtonskému opožďoval a opět docházelo ke zploštění vrcholu neneutonského profilu. Tento průběh pokračoval až téměř do získání maximální rychlosti, kde se profily opět začaly překrývat, a celý tento cyklus se každou periodu opakoval.

I bez toho, aniž by naměřená data byla průměrována, nebo jinak formována bylo dosaženo téměř učebnicových rychlostních profilů, které umožnily přímé porovnání rychlostních profilů newtonské a neneutonské kapaliny.

Seznam literatury

- [1] ZAMIR, M. *The physics of pulsatile flow*. 4th ed. New York: Springer, c2000. ISBN 03-879-8925-0.
- [2] NICHOLS, Wilmer W., Michael F. O'ROURKE a Donald A. MCDONALD. *McDonald's blood flow in arteries: theoretic, experimental, and clinical principles*. 5th ed. New York: Distributed in the U.S.A. by Oxford University Press, c2005. ISBN 03-408-0941-8.
- [3] NOŽIČKA, Jiří. *Mechanika tekutin*. Praha: Vydavatelství ČVUT, 2004. ISBN 80-010-2865-8.
- [4] FUNG, Y. C. *Biomechanics: circulation*. 2nd ed. New York: Springer, c1997. ISBN 03-879-4384-6.
- [5] SHAMES, Irving Herman. *Mechanics of fluids*. 4th ed. Boston: McGraw-Hill. ISBN 00-724-7210-3.
- [6] BAIR, Scott S. a Clare. MCCABE. *High-pressure rheology for quantitative elastohydrodynamics* [online]. Boston: Elsevier [cit. 2017-04-15]. ISBN 04-445-2243-3.
- [7] ANASTASIOU, A. D., A. S. SPYROGIANNI, K. C. KOSKINAS. Experimental investigation of the flow of a blood analog fluid in replica of a bifurcated small artery. *Medical Engineering and Physics*. 2011.
- [8] NOVOTNÝ, Jan. *Nové algoritmy při zpracování dat získaných měřením metodou PIV*. Praha, 2009. Disertační práce. České vysoké učení technické v Praze. Vedoucí práce Prof. Ing. Jiří Nožička, CSc.
- [9] *Hydromechanika* [online]. FSI VUT Brno [cit. 2017-05-13]. Dostupné z: http://www.fsiforum.cz/upload/soubory/nezarazene/Hydromechanika_FSI_VUT_Brno.pdf
- [10] *Měření tokových vlastností* [online]. [cit. 2017-04-25]. Dostupné z: http://ufmi.ft.utb.cz/texty/fyzika_pol/FP_05.pdf
- [11] *Viscosity Cups / Bubble Viscometers* [online]. [cit. 2017-04-26]. Dostupné z: <https://www.byk.com/en/instruments/products/liquid-paint/viscosity-viscometers.html>
- [12] CHHABRA, R. P. *Non-Newtonian fluids* [online]. Department of Chemical Engineering, Indian Institute of Technology Kanpur [cit. 2017-06-07].

- [13] *Viscopedia: A free encyclopedia for viscosity* [online]. [cit. 2017-06-07]. Dostupné z: <http://www.viscopedia.com/>
- [14] THOMPSON, J. Will, Theodore J. KAISER a James W. JORGENSEN. Viscosity measurements of methanol–water and acetonitrile–water mixtures at pressures up to 3500bar using a novel capillary time-of-flight viscometer. *Journal of Chromatography A*. 2006, 1134(1-2), 201-209. DOI: 10.1016/j.chroma.2006.09.006. ISSN 00219673. Dostupné také z: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0021967306017213>
- [15] Shear thickening in colloidal dispersions. *Physics Today*. 2009, 62(10), 27-32. DOI: 10.1063/1.3248476. ISSN 0031-9228. Dostupné také z: <http://physicstoday.scitation.org/doi/10.1063/1.3248476>
- [16] VIMMR, Jan. *Úvod do modelování v mechanice: Přednáška č. 10* [online]. [cit. 2017-05-06]. Dostupné z: <https://www.kme.zcu.cz/download/predmety/164-umm-10-vimmr.pdf>
- [17] GRAESSLEY, W.W. Polymer liquids and networks: structure and properties. *Garland science*. New York, 2004.
- [18] Vyhláška č. 264/2000 Sb.. In: *Zákony pro lidi.cz* [online]. © AION CS 2010-2017 [cit. 8. 4. 2017]. Dostupné z: <https://www.zakonyprolidi.cz/cs/2000-264>

19 Přílohy

19.1 Kalibrace čerpadla

Tabulka 2: Kalibrace čerpadla

Napětí [mV]	m_0 [g]	m [g]	t [°C]	čas[s]	objemový tok [$m^3 \cdot s^{-1}$]
50	239,5	650,0	24,8	362,85	1,04E-06
100	241,0	922,0	25,2	305,35	2,06E-06
150	241,0	933,5	25,2	221,75	2,88E-06
200	241,0	1078,0	25,2	206,53	3,74E-06
250	241,0	1105,0	25,3	173,66	4,59E-06
300	241,5	1157,5	25,3	153,30	5,52E-06
350	241,5	1156,0	25,4	131,20	6,44E-06
400	241,0	1179,0	25,4	116,54	7,43E-06
450	240,5	1107,0	25,4	96,20	8,32E-06
500	240,5	1094,0	25,4	84,50	9,33E-06
550	241,0	1114,5	25,5	78,28	1,03E-05
600	241,0	1020,0	24,5	63,40	1,13E-05
650	241,0	1108,5	23,8	65,40	1,22E-05
700	240,5	1044,0	24,0	55,75	1,33E-05
750	240,5	1101,0	24,0	55,15	1,44E-05
800	242,5	1074,5	23,4	50,05	1,53E-05
850	240,5	1193,0	23,6	53,63	1,64E-05
900	242,0	1104,5	23,8	45,54	1,75E-05
950	240,5	1197,0	23,8	47,74	1,85E-05
1000	240,5	1163,5	23,8	44,04	1,94E-05
1050	242,0	1118,5	23,9	39,38	2,06E-05
1100	74,0	850,5	24,0	33,60	2,13E-05
1150	73,5	899,5	24,0	34,18	2,23E-05
1200	73,5	890,5	24,0	32,02	2,36E-05
1300	74,0	969,0	24,0	32,35	2,55E-05
1400	74,5	959,0	24,2	29,74	2,75E-05

19.2 Seznam použitých symbolů

a	$[m \cdot s^{-1}]$	rychlost zvuku
c	$[m \cdot s^{-1}]$	rychlost světla ve vakuu
d	$[m]$	průměr trubky
D	$[m]$	průměr kapiláry
D_c	$[m]$	průměr značkovací částice
f	$[Hz]$	frekvence
F	$[N]$	síla
k	$[J \cdot K^{-1} \cdot mol^{2/3}]$	empirická konstanta z Eötvösovy rovnice
K	$[Pa]$	modul objemové pružnosti
K	$[m^2/s^2]$	konstanta kuličky
k	$[W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}]$	teplotní vodivost
l	$[m]$	délka
m	$[kg]$	hmotnost
m_0	$[kg]$	hmotnost prázdného odměrného válce
M	$[kg \cdot mol^{-1}]$	molární hmotnost
M	$[N \cdot m]$	kroučící moment
N	$[1]$	počet základních dimenzí
Na	$[1]$	Nahme-Griffithovo číslo
n	$[1]$	absolutní index lomu
n_{plexi}	$[1]$	index lomu plexiskla
p	$[Pa]$	tlak
P	$[1]$	počet proměnných
Re	$[1]$	Reynoldsovo číslo
R	$[m]$	poloměr trubky
R_i	$[m]$	poloměr vnitřního válce
R_o	$[m]$	poloměr vnějšího válce
s	$[1]$	poměr hustoty částic ku hustotě kapaliny
Stk	$[1]$	Stokesovo číslo
T	$[K]$	termodynamická teplota
$t_{12\,delay}$	$[s]$	zpoždění synchronizačního signálu
$t_{12\,width}$	$[s]$	délka synchronizačního signálu
$t_T\,delay$	$[s]$	zpoždění spouštěcího signálu
$t_T\,width$	$[s]$	délka spouštěcího signálu
u	$[m \cdot s^{-1}]$	rychlost proudění
u_∞	$[m \cdot s^{-1}]$	rychlost potenciálního proudění
U_{ampl}	$[mV]$	amplitudové napětí čerpadla
U_{stac}	$[mV]$	stacionární napětí čerpadla
v	$[m^3 \cdot kg^{-1}]$	měrný objem

v	$[m \cdot s^{-1}]$	rychlost světla v daném prostředí
V	$[m^3]$	objem
\dot{v}	$[m^2 \cdot s^{-1}]$	skluz na stěně
\dot{V}	$[m^3 \cdot s^{-1}]$	objemový tok
Wo	[1]	Womersleyovo číslo
x	$[m]$	rozběhová délka
α, Wo	[1]	Womersleyovo číslo
β	$[K^{-1}]$	teplotní koeficient
$\dot{\gamma}$	$[1/s]$	gradient rychlosti
δ	$[m]$	tloušťka mezní vrstvy
δ^*	$[m]$	odtláčovací tloušťka
η	$[Pa \cdot s]$	dynamická viskozita
τ_s	$[N \cdot mm^{-2}]$	statická mez toku
η_z	$[Pa \cdot s]$	zdánlivá viskozita
ϑ	$[^{\circ}C]$	teplota načerpané kapaliny
ν	$[m^2 \cdot s^{-1}]$	kinematická viskozita
ρ	$[kg \cdot m^{-3}]$	hustota
ρ_K	$[kg \cdot m^{-3}]$	hustota kuličky
ρ_V	$[kg \cdot m^{-3}]$	je hustota vzorku kapaliny
σ	$[N \cdot m^{-1}]$	povrchové napětí
τ	$[N \cdot mm^{-2}]$	tečné napětí
τ_d	$[N \cdot mm^{-2}]$	dynamická mez toku
ω	$[s^{-1}]$	úhlová frekvence