



Experimentální výzkum rychlostních polí metodou PIV

Bakalářská práce

Studijní program:

Autor práce:

Vedoucí práce:

B0715A270008 Strojírenství

Jakub Ahnel

doc. Ing. Petra Dančová, Ph.D.

Katedra energetických zařízení





Zadání bakalářské práce

Experimentální výzkum rychlostních polí metodou PIV

Jméno a příjmení: **Jakub Ahnel**
Osobní číslo: S21000272
Studijní program: B0715A270008 Strojírenství
Zadávací katedra: Katedra energetických zařízení
Akademický rok: **2021/2022**

Zásady pro vypracování:

Práce se zabývá experimentálním výzkumem rychlostních polí proudící vody v obdélníkovém kanále pomocí metody PIV za různých tepelných a hydrodynamických podmínek.

Cíle práce:

- 1) Provedení rešerše předpokládaných hydrodynamických a termodynamických procesů.
- 2) Studium metody PIV, její použitelnost a stanovení limitů.
- 3) Kalibrace systému a provedení experimentů v obdélníkovém kanále.
- 4) Zpracování výsledků a vyhodnocení experimentu.
- 5) Návrh modifikace kanálu s ohledem na použitou metodu.

Rozsah grafických prací:
Rozsah pracovní zprávy:
Forma zpracování práce:
Jazyk práce:

50 stran
tištěná/elektronická
Čeština



Seznam odborné literatury:

- [1] Kopecký, V., 2005. Laserové anemometrie. TU Liberec
- [2] Citavý, J., 2004. Tenké smykové vrstvy. ČVUT
- [3] Noskievič, J., 1987. Mechanika tekutin. SNTL

Vedoucí práce:

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

Datum zadání práce:

1. listopadu 2021

Předpokládaný termín odevzdání:

30. dubna 2023

prof. Dr. Ing. Petr Lenfeld
děkan

L.S.

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

V Liberci dne 1. listopadu 2021

Prohlášení

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

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

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

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

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

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

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

22. května 2022

Jakub Ahnel

Poděkování

Chtěl bych poděkovat Ing. Jaroslavu Pulcovi za představení metody PIV, za ochotu a trpělivost při objasňování nejasností, které nastali při přípravě experimentu a za množství rad během celé práce. Děkuji také vedoucí mé práce doc. Ing. Petře Dančové, Ph.D. za vedení mé práce.

Poděkování patří také rodině a přátelům za podporu a trpělivost v průběhu celého studia.

Abstrakt

V první části bakalářské práce je shrnuta teorie základních dějů v oblasti hydromechaniky a termomechaniky, sledovaných během experimentu. V druhé části je popsán základní princip metody *Particle Image Velocimetry* (PIV) a stereo PIV použité při zkoumání rychlostních polí v obdélníkovém horizontálním kanále a základní teorie optických jevů potřebná pro provedení experimentu.

Praktická část se zabývá samotnou přípravou experimentu, nastavením, kalibrací, zpracováním a vyhodnocením naměřených dat. Následuje konečné shrnutí měření a zhodnocení použitelnosti metody stereo PIV pro problematiku anizotermního proudění.

Klíčová slova: experiment, proudění, rychlostní pole, PIV, stereo PIV, konvekce

Abstract

The first part of this bachelor's thesis contains theoretical conclusion of fluid mechanical and thermomechanical phenomena occurred during experimental measurement. In second part there are theoretical principles of Particle Image Velocimetry method (PIV), used for examination of velocity fields in a rectangular horizontal channel. Also there are basic principles of optical phenomena needed to perform the experiment.

The practical part contains information about preparation, settings and calibration of experiment and processing and evaluation of measured data. Last part contains summary of measurement and discusses usability of stereo PIV method for issue of anisothermal flow

Keywords: experiment, flow, velocity fields, PIV, stereo PIV, convection

Obsah

Seznam použitých symbolů.....	9
Úvod.....	10
1. Teorie hydrodynamických a termodynamických jevů	11
1.1. Proudění tekutin	11
1.1.1. Viskozita.....	11
1.1.2. Režimy proudění.....	12
1.2. Přenos tepla.....	13
1.2.1. Kondukce.....	14
1.2.2. Radiace	14
1.2.3. Přestup tepla	14
2. Metoda PIV	20
2.1. Základní princip PIV	20
2.2. Stopovací částice pro metodu PIV	21
2.3. Záznam PIV obrazů.....	23
2.3.1. Korelační funkce	24
2.4. Stereo PIV.....	25
2.4.1. Zaostření roviny objektu	26
2.4.2. Kalibrace	27
2.4.3. Lom světla a optické hranoly.....	28
2.5. Systematické chyby PIV.....	30
2.5.1. Ztracené páry	30
2.5.2. Maximální posunutí částic.....	30
2.5.3. Hustota sycení částicemi	30
2.6. Laser	30
2.7. SCMOS kamery	31

3.	Experimentální část.....	32
3.1.	Popis experimentu.....	32
3.1.1.	Experimentální kanál	32
3.1.2.	Rychlost proudící kapaliny.....	33
3.1.3.	Ohřev.....	34
3.1.4.	Poloha laseru a laserového řezu.....	34
3.1.5.	Poloha kamery	35
3.1.5.	Kalibrace perspektivy.....	38
3.2.	Experiment.....	39
3.2.1.	Kalibrace	39
3.2.2.	Nastavení kamery.....	40
3.2.3.	Sycení proudu částicemi.....	40
3.2.4.	Zpracování obrazu	40
3.3.	Výsledky	40
3.3.1.	Měřené režimy	41
3.3.2.	Měření průtoku bez termodynamických jevů.....	41
3.3.3.	Měření průtoku bez termodynamických jevů a s překážkou.....	43
3.3.4.	Měření průtoku s termodynamickými jevy vybraný případ.....	44
3.3.5.	Závislost rychlosti na nastavování napětí.....	48
4.	Závěr.....	49
	Citovaná literatura.....	50

Seznam použitých symbolů

Standartní symboly

symbol	jednotka	význam
a	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	součinitel teplotní vodivosti
c_p	$\text{J} \cdot \text{Kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	izobarická měrná tepelná kapacita
d	m	průměr potrubí
D	m	charakteristický rozměr
d_h	m	hydraulický průměr
g	$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$	konstanta tíhového zrychlení
Gr	1	Grashofovo číslo
n	1	index lomu světla
N_u	1	Nusseltovo číslo
o	m	smáčený obvod
Pr	1	Prandtlovo číslo
q	$\text{W} \cdot \text{m}^2$	hustota tepelného toku
Q	W	tepelný tok
R_a	1	Rayleighovo číslo
Re	1	Reynoldsovo číslo
Re_{krit}	1	kritická hodnota Reynoldsova čísla
R_i	1	Richardsonovo číslo
S	m^2	průtočná plocha
w	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	rychlost

Řecké symboly

α	rad	úhel lomu a odrazu
α	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$	součinitel přestupu tepla
β	K^{-1}	součinitel teplotní roztažnosti
λ	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	součinitel tepelné vodivosti
μ	$\text{Pa} \cdot \text{s}$	dynamická viskozita
ν	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	kinematická viskozita
ρ	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	hustota

Úvod

Potřeba měřit komplikovanější rychlostní pole zapříčinila vývoj nových experimentálních metod pro jejich měření. Mezi tyto nové metody patří i metoda laserové anemometrie označovaná *Particle Image Velocimetry*.

Práce se zabývá experimentálním výzkumem rychlostních polí proudící vody v obdélníkovém horizontálním kanále s ohřívanou spodní stěnou pomocí metody stereo PIV. Proudící voda je zahřívána od spodní stěny kanálu a v závislosti na rychlosti proudění se mohou objevovat i jevy spojené s volnou konvekcí.

Primárním cílem této práce je zjistit, zda lze metodu stereo PIV ke studiu těchto fenoménů požit a za jakých podmínek.

Tato práce bude sloužit jako příprava pro další výzkum a měření anizotropních jevů v kanále.

1. Teorie hydrodynamických a termodynamických jevů

1.1. Proudění tekutin

Pojmem tekutiny jsou souhrnně označovány plyny, kapaliny a popřípadě další látky, ve kterých i při malém silovém působení dojde k pohybu molekul. Tento pohyb molekul nazýváme prouděním, tečením či tokem. [1]

Při popisu vlastního pohybu tekutiny, se zanedbá veškerá molekulární struktura a je pokládána za kontinuum. To dává možnost lépe pochopit samotný pohyb média a popsat ho. Jako popis tohoto děje je nejčastěji používán Eulerův způsob. Ten se nezaobírá částicemi a jejichmi trajektoriemi, ale sleduje danou veličinu jako pole. V tomto případě se tedy rychlost popisuje jako funkce polohy a času. [1]

Samotné proudění se dá dělit podle několika kritérií.

Podle fyzikálních vlastností ho lze členit na proudění ideální tekutiny a proudění skutečné tekutiny (tj. s vnitřním třením). Proudění ideální tekutiny může být nevířivé neboli potenciální, nebo vířivé. V prvním případě se tekutina pohybuje po drahách tak, že se částice vůči pozorovateli neotáčejí kolem své osy. Zato ve vířivém proudění se částice kolem své osy otáčí. Tok skutečné tekutiny se dělí podle pohybu částic na laminární a turbulentní proudění. Laminární se nazývá takové proudění, kde se částice nepřemísťují mezi jednotlivými vrstvami v průřezu, díky vnitřnímu tření, které se mezi těmi vrstvami nachází. Oproti turbulentnímu, kde částice vlivem flukтуаční rychlosti mají dostatečnou energii, aby vnitřní tření mezi vrstvami překonali, a tedy se přemísťují napříč celým průřezem. [2]

1.1.1. Viskozita

Vnitřní tření, které se nachází mezi vrstvami při proudění reálných kapalin, je důvodem vzniku tečného napětí. Průběh tečného napětí lze formulovat pomocí Newtonova zákona viskozity

$$\tau = \mu \frac{dv}{dy}, \quad (\text{Pa}) \quad (1)$$

kde μ (Pa · s) je dynamická viskozita tekutiny a derivace dv/dy (s^{-1}) reprezentuje rychlostní gradient v kolmém směru na pohyb tekutiny. Viskozita je veličina, která popisuje odpor tekutiny proti tečení.

Kromě dynamické viskozity se objevuje i pojem kinematická viskozita ν ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$). Ta je definována vztahem

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}, \quad (\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}) \quad (2)$$

kde ρ ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$) je hustota tekutiny. Dynamická viskozita popisuje silové účinky potřebné k určité rychlosti proudění. Rychlost pohybu tekutiny při působení daných silových účinků popisuje kinematická viskozita. Viskozita je závislá na teplotě. Se vzrůstající teplotou se u kapalin snižuje, ale u plynů roste. [1; 3]

1.1.2. Režimy proudění

Rychlost proudícího média, drsnost ploch, mezi nimiž médium proudí, nebo teplota stěn jsou jen některé faktory, které ovlivňují, zda tekutina proudí v režimu laminárním či turbulentním. Obecně lze nejvýraznější vliv připisat poměru mezi setrvačnými a vazkými silami. Tento poměr reprezentuje Reynoldsovo, pro nějž platí vztah

$$\text{Re} = \frac{w \cdot D}{\nu}, \quad (1) \quad (3)$$

kde w ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) je rychlost proudění a D (m) je charakteristický rozměr. Charakteristický rozměr pro různé průřezy kanálů se určuje pomocí vztahu

$$d_h = \frac{4 \cdot S}{o}, \quad (\text{m}) \quad (4)$$

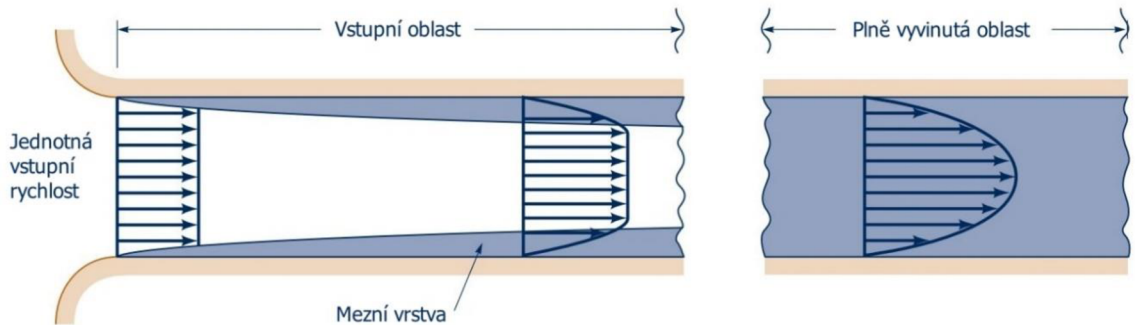
kde S (m^2) je průtočná plocha a o (m) je smáčený obvod, tj. část obvodu průřezu, která se stýká s proudící tekutinou. [3]

Hranici mezi laminárním a turbulentním prouděním nelze jednoduše definovat. Mezi těmito dvěma oblastmi se nachází takzvaná přechodová oblast, ta nese znaky laminárního i turbulentního režimu. Je-li hodnota Reynoldsova čísla nadkritická a má tekutina dostatek prostoru, vyvine se přes přechodovou oblast až v turbulentní režim proudění. Hodnota kritického Reynoldsova čísla pro různé potrubí je různá. Například pro hladké kruhové potrubí je $Re_{krit} = 2300$. [4]

Laminární proudění

Tekutina, která vstupuje do potrubí, má na počátku v celém průřezu konstantní rychlost. Ve vrstvách dotýkajících se stěny potrubí dochází k zastavení rychlosti vlivem vzniku třecích sil. Tato vrstva zpomaluje sousední vrstvy a vzhledem k zákonu zachování hmoty, kde platí konstantní hmotností průtok, jsou centrální vrstvy vzhledem ke vstupní rychlosti urychlovány. Při dostatečné délce potrubí lze očekávat parabolický rychlostní profil laminárního proudění. Tento proces je

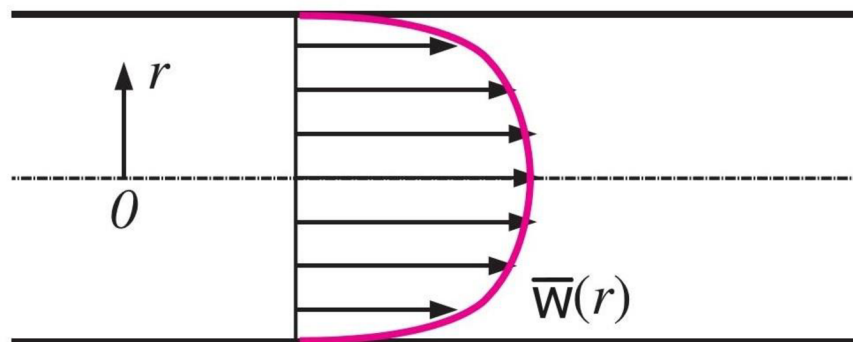
schematicky znázorněn na Obr. 1. Oblast, která se nalézá před vyvinutým rychlostním profilem nazýváme vstupní oblast. Prostor v blízkosti stěn potrubí, ve kterých dochází vlivem ke zpomalování částic se nazývá rychlostní mezní vrstva. [4]



Obr. 1. Vznik laminárního rychlostního profilu [5]

Turbulentní proudění

Při turbulentním režimu proudění dochází ke vzniku malých vírů a ty ve výsledku vytváří flukтуаční složku rychlosti nejen ve směru osy proudění, ale i ve směru kolmém na osu proudění. Částice ve vírech mají dostatečnou energii pro přechod z jedné vrstvy průřezu do další. Profil průměrné rychlosti, který je třecími silami utvářen, má vůči laminárnímu rychlostnímu profilu gradient rychlosti v blízkosti stěny vyšší a už není parabolický (viz Obr. 2). [4]



Obr. 2. Rychlostní profil turbulentního proudění [4]

1.2. Přenos tepla

Přenos tepla je výměna energie, která je podmíněná existencí teplotních rozdílů. V té chvíli dochází k přenosu tepla směrem od teplejšího místa k chladnějšímu. Teplo se může přenášet pomocí tří mechanismů: kondukcí, konvekcí nebo radiací. [4]

1.2.1. Konduktce

Konduktce neboli vedení tepla je přenos energie mezi částicemi hmoty různých teplot. Teplejší částice (atomy a molekuly) mají větší kinetickou energii, která při kontaktu přechází na chladnější částici. [4]

Teplo přenesené vedením vyjadřujeme buď jako teplotní tok \dot{Q} (W), nebo jeho hustotu \dot{q} (W · m²). Hustotu tepelného toku je vyjádřena z vektorové rovnice Fourierova zákona

$$\vec{q} = -\lambda \cdot \nabla T \quad (\text{W} \cdot \text{m}^{-2}) \quad (5)$$

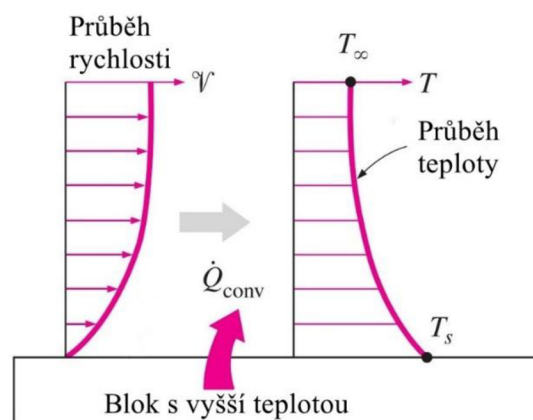
kde \vec{q} je vektor plošné hustoty tepelného toku, λ (W · m⁻¹ · K⁻¹) je součinitel tepelné vodivosti a ∇T (K · m⁻¹) je teplotní gradient. Součinitel tepelné vodivosti je vlastnost materiálu, jehož hodnota závisí na jeho druhu a teplotě. [4]

1.2.2. Radiace

Radiace je jediný ze způsobů přenosu tepla, který je schopný probíhat bez přítomnosti okolní hmoty, tedy i ve vakuu. Jedná se o přenos tepla ve formě elektromagnetického vlnění. Tepelná radiace vzniká v důsledku pohybu částic hmoty. Pohyb je závislý na teplotě a se vzrůstající teplotou vzniká i větší intenzita tepelného záření. [4]

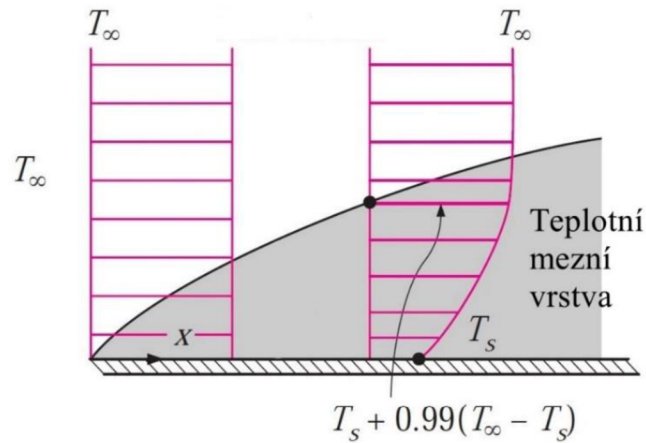
1.2.3. Přestup tepla

Přenos energie, ke kterému dochází mezi pevným povrchem a tekutinou proudící nad povrchem je nazýván jako přestup tepla. Tento děj je popsán na Obr. 3. Na rozhraní mezi pevným povrchem s vyšší teplotou a tekutinou s nižší teplotou dochází pomocí konduktce k předání tepla do sousední vrstvy tekutiny. Tato vrstva je přesunuta pomocí proudění pryč a na jeho polohu se dostává chladnější tekutina. Přestup tepla je spojený účinek konduktce a konvekce neboli proudění. [4]



Obr. 3. Přestup tepla [4]

Podobně jako u vzniku rychlostní mezní vrstvy vzniká mezní vrstva i v případě teploty. Vrstva tekutiny o teplotě T přiléhá k ohřivanému povrchu o teplotě T_s a přijme jeho teplotu. Zároveň tato vrstva předá teplo další vrstvě, ta se ohřeje také a předává energii dál. Vznik teplotní mezní vrstvy je znázorněn na Obr. 4. [4]



Obr. 4. Teplotní mezní vrstva [4]

Pro popis přenosu tepla pomocí konvekce je využíván Newtonův ochlazovací zákon

$$\dot{Q} = \alpha \cdot S \cdot \Delta T \quad (\text{W}) \quad (6)$$

kde \dot{Q} je tepelný tok, α ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$) je součinitel přestupu tepla, S (m^2) je plocha povrchu stěny, jež se tekutina dotýká, a ΔT (K) je teplotní rozdíl mezi stěnou a kapalinou. Pro získání hustoty tepelného toku se podělí rovnice (6) plochou S [4]

$$\dot{q} = \alpha \cdot \Delta T \quad (\text{W} \cdot \text{m}^{-2}) \quad (7)$$

Součinitel přestupu tepla je charakteristický pro podmínky experimentu a je závislý na řadě veličin. Jeho hodnotu ovlivňuje typ proudění (laminární nebo turbulentní), způsob vzniku proudění (nucené či volné), vlastnosti a rychlost proudící tekutiny. Nejčastěji se určuje experimentálně. [4]

Druhým způsobem získání tohoto součinitele je analytický přístup. Jeho hodnota je získána z Nusseltova čísla. To představuje poměr mezi vlivem konvekce a kondukce na přenos tepla:

$$\text{Nu} = \frac{\alpha \cdot D}{\lambda} \quad (1) \quad (8)$$

kde D (m) je charakteristický rozměr. Pro určení Nusseltova čísla zároveň existují empirické vztahy, které jsou definované pro specifické situace, např. pro laminární proudění přes rovinnou desku je vztah [4]:

$$\text{Nu} = 0,664 \cdot \text{Re}^{0,5} \cdot \text{Pr}^{\frac{1}{3}} \quad (1) \quad (9)$$

kde Pr je Prandtlovo číslo. Úpravou rovnic (8) a (9) lze vyjádřit vztah pro určení součinitele přestupu tepla pro daný případ [4].

Prandtlovo číslo je různé pro každou tekutinu a charakterizuje poměr tloušťek rychlostních a teplotních mezních vrstev. Je vyjádřen vztahem

$$\text{Pr} = \frac{c_p \cdot \mu}{\lambda} = \frac{\nu}{a} \quad (1) \quad (10)$$

kde c_p ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) je měrná izobarická tepelná kapacita a a ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$) součinitel teplotní vodivosti. Hodnoty Prandtlova čísla se můžou lišit. Tabulka 1 ukazuje, v jakých hodnotách se pohybuje u vybraných tekutin. [4].

Tabulka 1. Intervaly hodnot Prandtlovo čísla pro některé tekutiny [4]

Látka	Prandtlovo číslo
Tekuté kovy	0,004 – 0,03
Plyny	0,19 – 1
Voda	1,19 – 13,7
Lehké organické tekutiny	5–50
Oleje	50 – 100 000
Glycerin	2 000 100 000

Nucená konvekce

Nucenou konvekcí je myšleno proudění, jenž je způsobeno vnějšími vlivy, které vytvářejí tlakový gradient. V praxi takové vlivy vytvářejí čerpadlo nebo pumpa pro kapaliny, nebo pro plyny kompresor. V tomto případě lze stanovit Nusseltovo číslo rovněž empiricky, podobně jako v rovnici (9) za pomoci Reynoldsova čísla. Hodnoty exponentů a koeficientů jsou experimentálně určeny a pro specifické situace zobecněny.

Volná konvekce

Proudění, které je zapříčiněno rozdílnou hustotou látky vlivem teplotního gradientu je nazýváno volnou konvekcí. Pro popis volné konvekce se používá Grashofovo číslo, které vyjadřuje poměr vztlakových a vazkých sil a plní obdobnou roli jako v případě nucené konvekce Reynoldsovo číslo a platí pro něj vztah

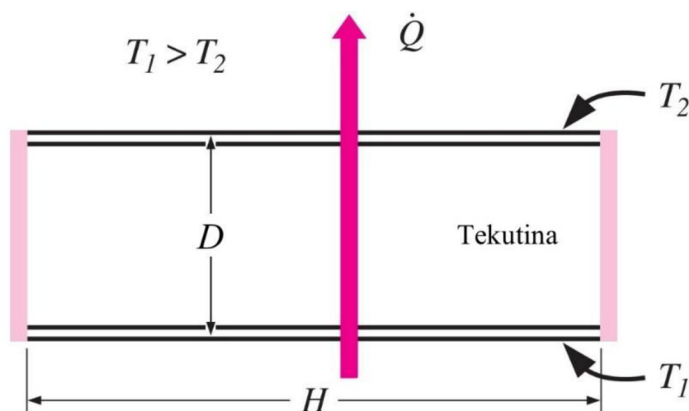
$$\text{Gr} = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot D^3}{\nu^2} \quad (1) \quad (11)$$

kde g ($\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$) je konstanta tíhového zrychlení, β (K^{-1}) je objemový součinitel teplotní roztažnosti, ΔT (K) je teplotní rozdíl a D (m) je charakteristický rozměr [4].

Dalším způsobem popisu volné konvekce je použití tzv. Rayleighova čísla. To je definováno součinem Grashofova a Prandtlova čísla:

$$\text{Ra} = \text{Gr} \cdot \text{Pr} \quad (1) \quad (12)$$

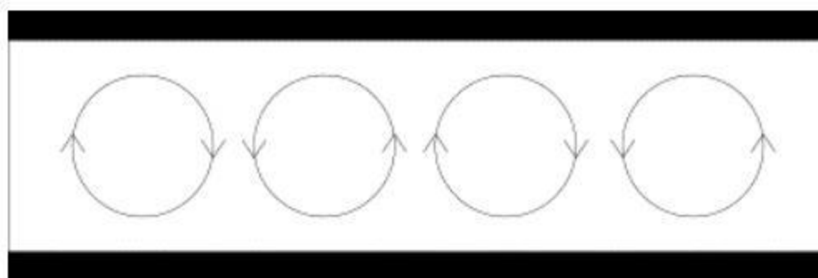
Pro vytvoření volné konvekce musí nastat případ, kdy vztlakové síly překonají odporové síly tekutiny. K takovému stavu dojde při překročení hodnoty Ra_{krit} , která je v [4] pro horizontální kanál s obdélníkovým průřezem (Obr. 5.) uvedena $\text{Ra}_{\text{krit}} = 1708$. Pro dosažení turbulentního režimu proudění je zapotřebí překonat hodnotu $\text{Ra}_{\text{krit}} = 3 \times 10^5$.



Obr. 5. Průřez horizontálního obdélníkového kanálu

Rayleighova-Bénardova konvekce

V případě nepohybující tekutiny mezi dvěma deskami ohřivané ze spodu může v případě překročení kritické hodnoty nastat jev, který je pojmenován jako Rayleigh-Bénardova konvekce. Dochází zde k uspořádanému pohybu mezi deskami a vznikají zde konvektivní struktury – Rayleighovy-Bénardovy buňky. Schematicky naznačený pohyb tekutiny je na Obr. 6. [6]



Obr. 6. Schéma pohybu při Rayleigh-Bénardově konvekci [6]

Smíšená konvekce

Za předpokladu, že pro vznik volné konvekce je zapotřebí existence gravitačního pole a tepelného rozdílu, lze očekávat, že se bude vyskytovat i v případech nucené konvekce s anizotermními vlivy, tj. smíšené konvekce. [4]

Pro porovnání vlivu volné a nucené konvekce slouží Richardsonovo číslo

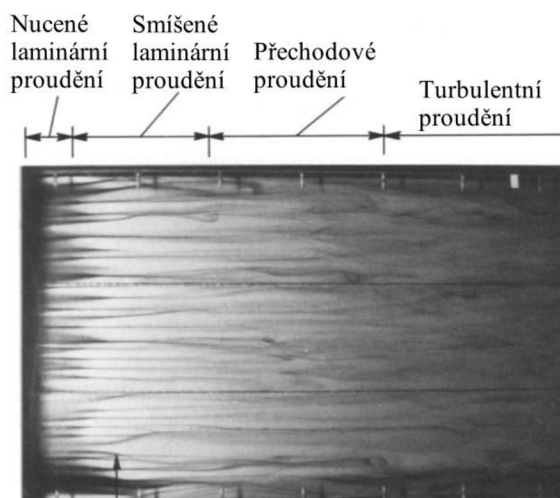
$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \quad (1) \quad (13)$$

Z rovnice (13) lze usuzovat, že s rostoucím Reynoldsovým číslem se hodnota Richardsonova čísla blíží nule. Tím pádem se vliv volné konvekce při vyšších rychlostech proudění zanedbává. [4; 7]

Smíšená konvekce v horizontálním obdélníkovém kanálu

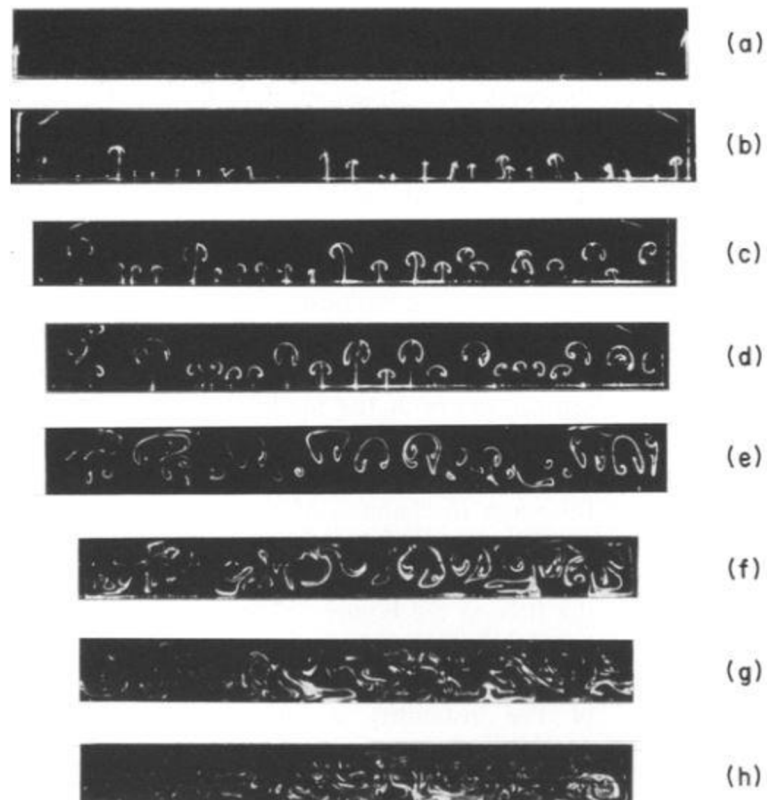
Proudění tekutiny horizontálním kanálem obdélníkového průřezu se ohříváním na spodní stěně kanálu byla experimentálně i numericky zjištěna existence podélných vírových struktur. Při laminárním režimu proudění přes ohříváný úsek dochází k takzvané sekundární volné konvekci, kde se tyto vírové struktury vytvářejí. [8]

Pro výzkum vizualizace těchto struktur jak v příčném, tak i podélném směru se zabývali ve své práci autoři Maughan a Incropera [9]. Ve směru proudění tekutiny rozlišujeme čtyři oblasti. První oblast nuceného laminárního proudění, oblast smíšeného laminárního proudění, přechodovou oblast a oblast turbulentního proudění. Tyto oblasti jsou patrné na Obr. 7, který zachycuje kanál při pohledu z vrchu. Vzdálenost nástupu jednotlivých režimů od počátku ohřívání části závisí na Grashofově čísle. [9]



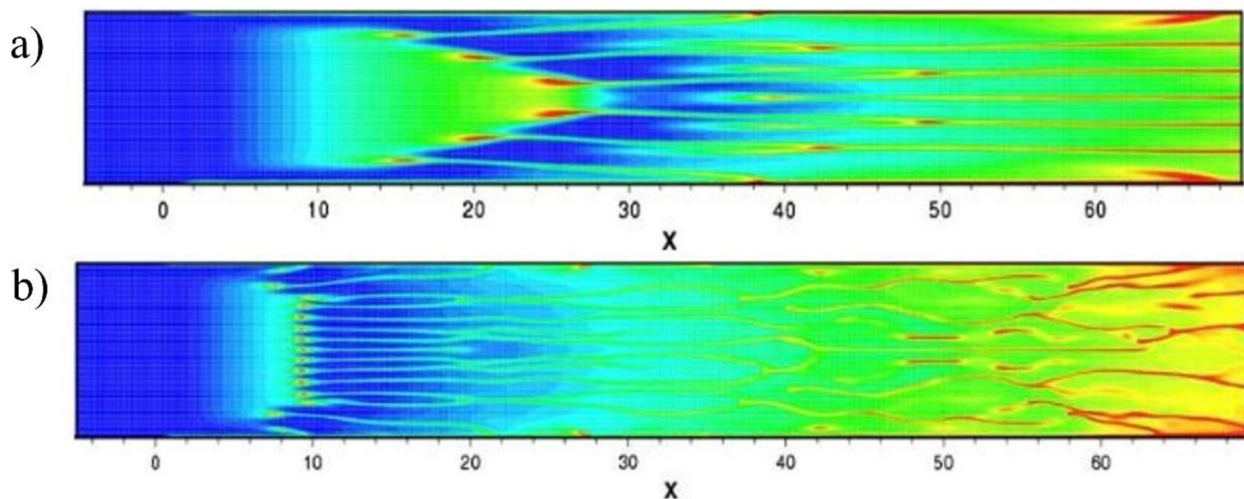
Obr. 7. Vizualizace režimu proudění v horizontálním kanále [9]

Vývoj podélných vírů lze sledovat v příčném průřezu a je zobrazen na Obr. 8, kde je postupně zachycen průřez v různých vzdálenostech od počátku ohřívání úseku ve směru proudění. Na prvních dvou snímcích (*a*, *b*) je vidět vznik útvarů postupným oddělováním ze spodní ohřívané vrstvy. V bodech *c* a *d* lze vidět rozdělení stoupajícího proudu do dvou rotujících vírů. Vznikají tak charakteristické houbovitě útvary. Tyto útvary závisí na hodnotě Grashofova čísla. Čím větší je, tím víc vírů se objeví. Na dalších snímcích je patrný další růst a následný rozpad vírových struktur.



Obr. 8. Vývoj podélných vírů [9]

Autoři Taher a Abid [7] a Benderradji a kol. [10] popsali dva různé způsoby vzniku podélných vírů, viz Obr. 9. V prvním případě je nižší Rayleighovo číslo. V tomto případě jako první vznikají víry u stěny kanálu. Od těchto prvotních vírů vznikají další víry směrem ke středu kanálu. Při druhém způsobu vznikají víry současně jak u stěn, tak ve středu kanálu. Hranice mezi těmito způsoby vzniku lze stanovit poměrem $Ra/Re^2 \approx 18$.



Obr. 9. Simulace rozdílných mechanismů vzniku podélných vírů při pohledu zeshora a) $Re = 50$ a $Ra = 1,28 \cdot 10^4$ b) $Re = 50$ a $Ra = 5,13 \cdot 10^4$ [10]

2. Metoda PIV

Metoda *Particle Image Velocimetry* (PIV) je druh laserové anemometrie, která umožňuje experimentálně studovat komplikovaná proudová pole v definované rovině nebo prostoru a zaznamenat jejich vývoj v čase. Proto má metoda PIV předpoklady pro využití při experimentálním studiu nestacionárních polí. [11]

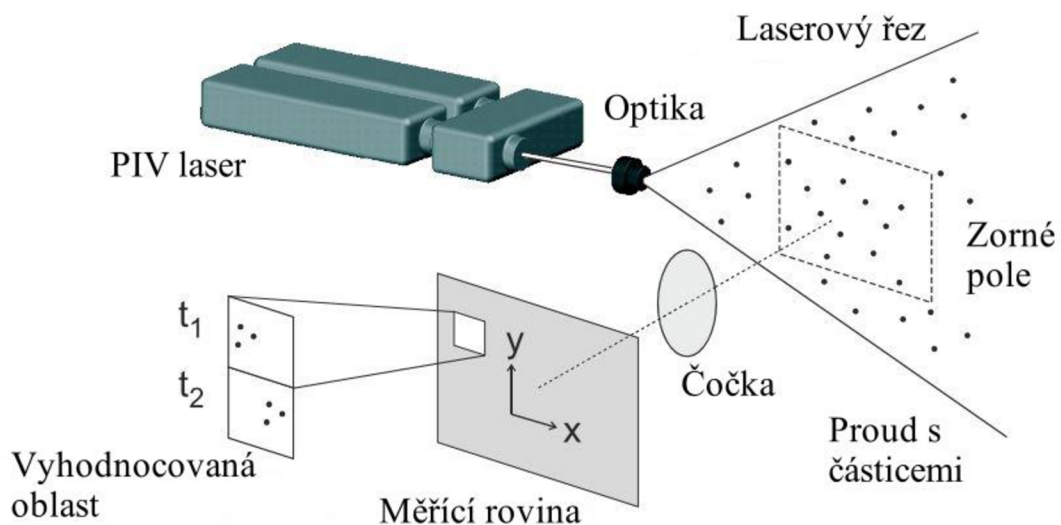
2.1. Základní princip PIV

Princip měření je založený na zaznamenání posunutí trasovacích částic unášených proudem tekutin a následného vyhodnocení posunu v čase. [11]

Ve zkoumané oblasti jsou částice společně s tekutinou osvětleny několika krátkými laserovými pulsy s určitým časovým odstupem. Poloha částic v osvětlené rovině je zaznamenávána pomocí kamer. Ze vzdálenosti, kterou částice za časový úsek urazí, je vypočten vektor rychlosti. [11]

Metoda PIV umožňuje tři režimy měření: základní metodou je 2D měření, kdy se používá pouze jedna kamera, dále stereo PIV, v uspořádání se dvěma kamerami k určení tří složek rychlosti v rovině řezu a konečně tomo PIV, kdy se používá ideálně čtyř a více kamer k záznamu prostorového proudového pole. [11]

Základní princip měření ve 2D je zobrazen na Obr. 10.



Obr. 10. Základní uspořádání principu 2D PIV měření [12]

Laserový paprsek se pomocí válcové optiky zformuje do laserového řezu, ten definuje měřicí rovinu v proudovém poli. Laserový řez je tvořen pulsním laserem, a tedy zkoumaná oblast není osvětlena spojitě. Časový úsek je dostatečně krátký, aby bylo možné zaznamenat okamžitou polohu částice, a musí mít dostatečně silný světelný výkon pro dostatečnou intenzitu rozptýleného světla na částicích. Částice unášené proudem odráží světlo do objektivu kamery. Ve 2D uspořádání je optická osa kolmá k rovině laserového řezu. Částice se na záznamu kamer objevují jako světlé skvrny na tmavém pozadí. [11]

2.2. Stopovací částice pro metodu PIV

Metodou PIV se ve skutečnosti neměří rychlost proudu, ale rychlost částic tekutinou unášených. Z tohoto hlediska je na ně možné nahlížet jako na rychlostní sondy. Optimální rozměry stopovacích částic mají zásadní vliv na kvalitu a přesnost výsledků měření. [11]

Částice musí být dostatečně malé, aby přesně sledovaly proud, ale i natolik velké, aby rozptylovaly dostatečné množství světla pro detekci kamerou případně fotoaparátem. Sycení proudu musí být rovnoměrně rozprostřeno v celé měřené oblasti, přičemž hustota sycení by měla být vyšší a odchylky ve velikosti částic by měli být menší. [11]

Vhodné vlastnosti značkovacích částic, jejichž pohyb je použit pro reprezentování proudění kontinua, jsou [13]:

- schopnost následovat proudění
- dobrá světelná odrazivost
- snadná tvorba
- nízká cena
- netoxičita, nekorozivzdornost a neabrazivnost
- netěkavost
- chemická neaktivita
- čistota

Ideální částice by měla být neutrálně nadsášená proudící tekutinou a měla by mít minimální hmotnost, aby účinek zrychlení a jiné silové poměry působící na částici byly minimální. Pohyb částic obsažených v proudu je ovlivněn [13]:

- tvarem a velikostí částic
- poměrem hustoty částic a hustoty proudící tekutiny
- koncentrací částic v proudu
- součtem celkových silových účinků působících na částice

Příklady stopovacích částic jsou uvedeny v Tabulce 2 a Tabulce 3.

Tabulka 2. Značkovací částice pro proudění plynů [11]

Materiál	Průměr částic [μs]	Komentář
Al ₂ O ₃	< 8	Používá se pro trasování plamenů.
Glycerin	0.1 - 5	Běžně používané.
Silikonový olej	1 - 3	Velmi uspokojivé vlastnosti.
SiO ₂ částice	1 - 5	Kulovité částice s velmi úzkým distribučním pásmem. Lepší světelná odrazivost než TiO ₂ , ale horší než glycerin
Voda	1 - 2	Běžně používané.

Tabulka 3. Značkovací částice pro proudění kapalin [11]

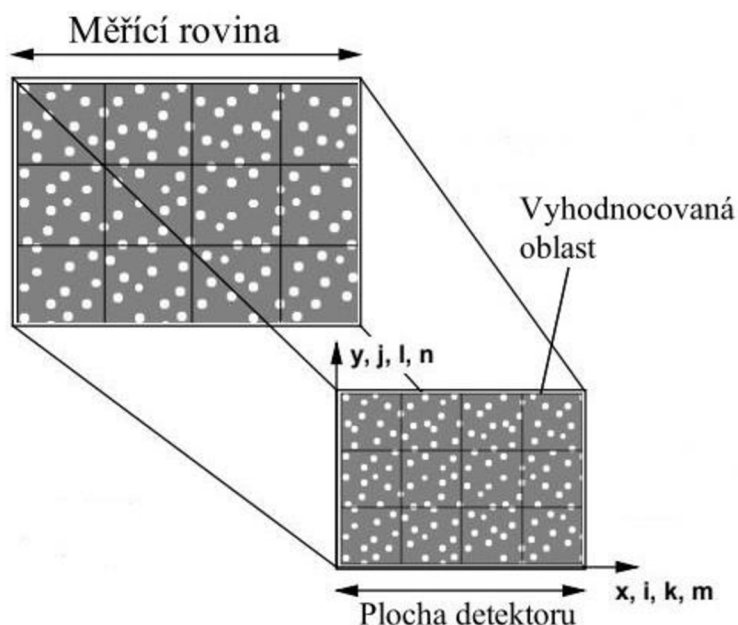
Materiál	Průměr částic [μs]	Komentář
Al prach	< 10	Běžně používané.
Bublinky	5 - 500	Mohou být použity jen v případě, když lze akceptovat dvě fáze v proudící kapalině.
Skleněné kuličky	10 - 150	Levné i při velkých rozměrech, ale mají velký rozptyl ve velikostech částice
Latexové kapky	0,5 - 90	Drahé, ale mají velmi dobré vlastnosti.
Mléko	0,3 - 3	Levné a efektivní, nehodí se ale pro sledování velkých oblastí
Borovicové piliny	30 –50	Kulovitý tvar, po čase však bobtnají. Vhodné pro sledování velkých oblastí.

2.3. Záznam PIV obrazů

Při vlastním měření je nutné pořídít minimálně dva záznamy s definovaným časovým odstupem. První záznam zachycuje počáteční polohu a druhý koncovou polohu sledovaných částic. Tyto záznamy nesou informaci o posunutí v měřicí rovině. Pořizování záznamu lze provést dvěma způsoby:

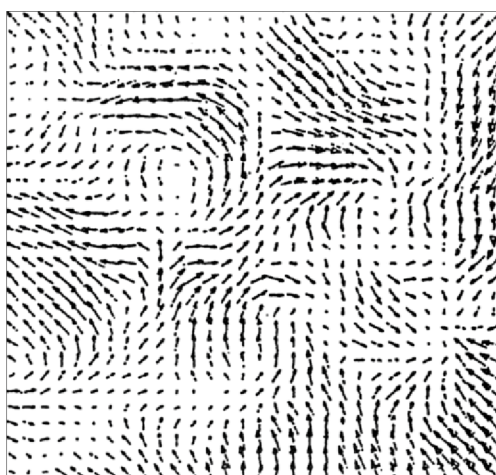
1. Dvojnásobná expozice – oba záznamy polohy částic exponovány do jednoho obrazu. Ve výsledném obrazu je pak zachycena jak počáteční, tak koncová poloha částice. Při této expozici nelze jednoznačně určit směr pohybu částic.
2. Jednotlivé expozice – jedná se o způsob záznamu, kdy se počáteční i koncová poloha částice zaznamenává na jednotlivé obrazy. To znamená, že lze určit směr pohybu.

Zaznamenaná oblast je rozdělena na síť vyhodnocovacích oblastí a pomocí vyhodnocovací analýzy je z každé určen vektor rychlosti. Rozdělení měřicí roviny lze vidět na Obr. 11, kde měřicí plocha je vybraná plocha, kterou zabírá kamera. Tato oblast je rozdělena na vyhodnocované oblasti.



Obr. 11. Schéma rozdělení měřicí roviny

Příklad výsledné vektorové mapy lze vidět na Obr. 12.

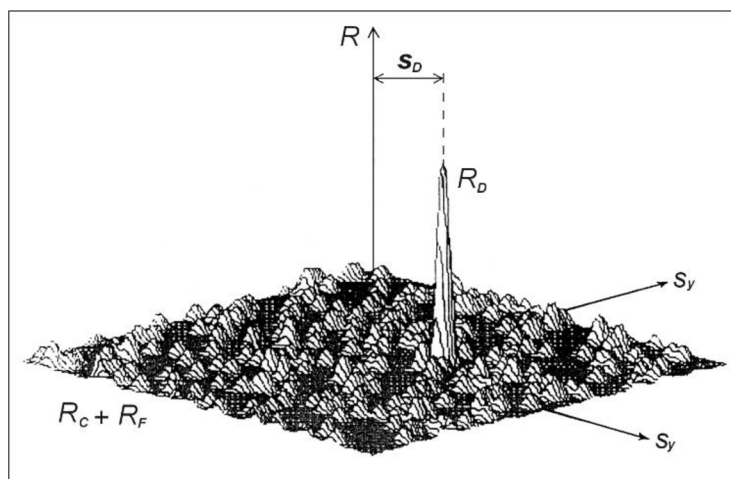


Obr. 12. Příklad vektorové mapy [11]

2.3.1. Korelační funkce

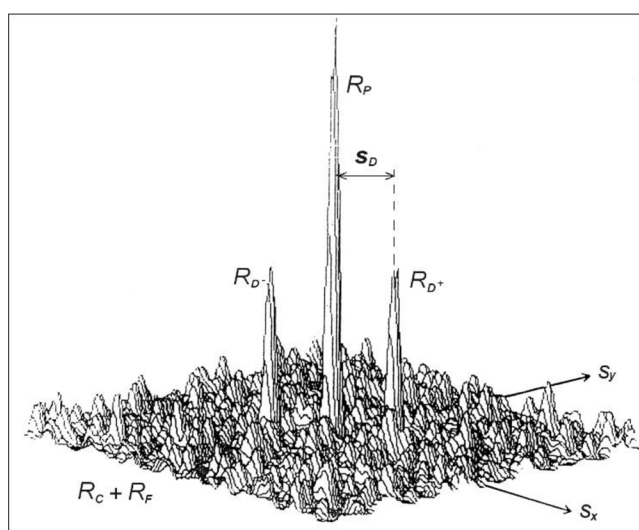
Pro určování průměrného posunutí ve vyhodnocované oblasti je využíváno techniky korelace. Pro každý způsob záznamů PIV obrazu se používá jiný typ korelace – pro dvojnásobnou expozici se používá metoda autokorelace pro jednotlivé expozice je vhodná metoda vzájemné korelace.

Výsledek analýzy pomocí vzájemné korelace je vidět na Obr. 13, kde R_D znázorňuje nejvyšší vrchol v korelační rovině a jeho poloha je dána vektorem s_D a odpovídá průměrnému posunutí částic ve vyhodnocovací oblasti. Součet členů $R_C + R_F$ udává korelační šum. Člen R_F je složka flukтуаčního šumu korelačního odhadu a R_C je konvoluce průměrných intenzit. [11]



Obr. 13. Výsledek analýzy PIV obrazu metodou vzájemné korelace [11]

Metoda autokorelace (Obr. 14) má ve vyhodnocovací oblasti dva vrcholy R_{D-} a R_{D+} , ty jsou symetricky umístěné vzhledem k centrálnímu vrcholu R_P . Průměrné posunutí částic je určeno vektorem s_D a je to poloha od centrálního vrcholu R_P ke středu jednoho z vrcholů R_{D-} nebo R_{D+} . V důsledku nejednoznačné volby počátečního a koncového vrcholu neposkytuje tato metoda informaci o směru posunutí. Ve srovnání s metodou vzájemné korelace jsou vrcholy R_{D-} a R_{D+} přibližně poloviční a korelační šum daný součtem členů $R_C + R_F$ je dvakrát větší. [11]



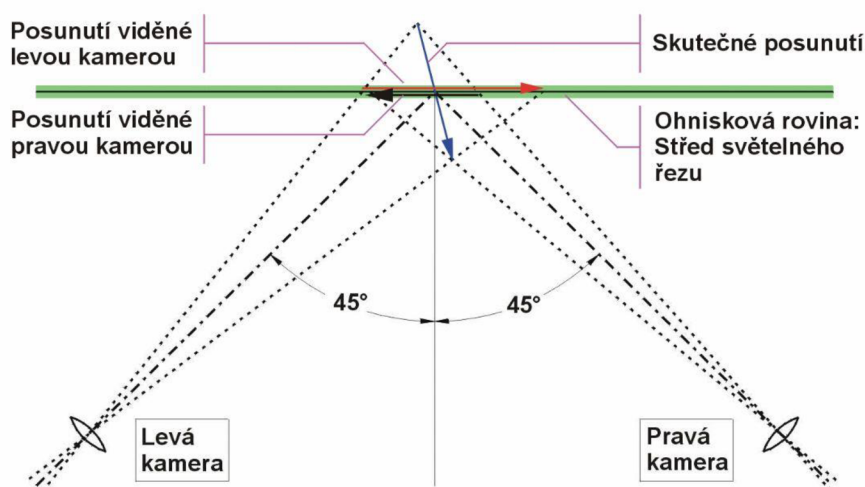
Obr. 14. Výsledek analýzy PIV obrazu metodou autokorelace [11]

2.4. Stereo PIV

Metodou stereo PIV lze na rozdíl od klasického 2D měření, stanovit i třetí složku rychlosti kolmou k měřicí rovině. Stereo PIV je založeno na stejném principu jako lidské prostorové vidění.

Podobně jako u 2D měření je snímáno posunutí stopovacích částic, ale místo jedné kamery se používají dvě. Ty snímají pole osvětlené laserovým řezem z různých úhlů, a proto každá z nich

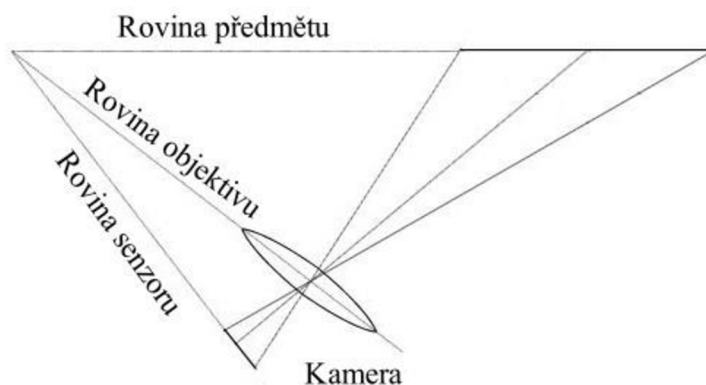
zaznamenává jiný obraz. Kombinací dvojrozměrných výsledků pořízených oběma kamerami může být získané skutečné třírozměrné posunutí. Základní princip metody je na Obr. 15. [11]



Obr. 15. Princip stereo PIV [11]

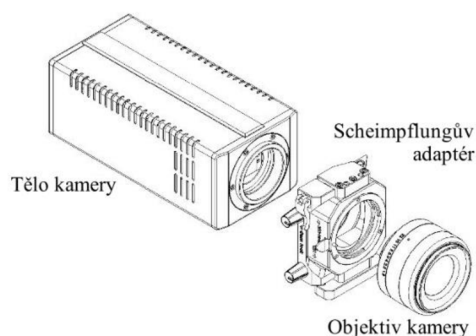
2.4.1. Zaostření roviny objektu

Pro zaostření na celou objektovou rovinu do obrazové roviny je potřeba splnit tzv. Scheimpflugovo pravidlo, kdy se obrazová rovina (rovina senzoru), rovina objektu a rovina objektivu protínají v jednom bodě. Tento princip je naznačen na Obr. 16.



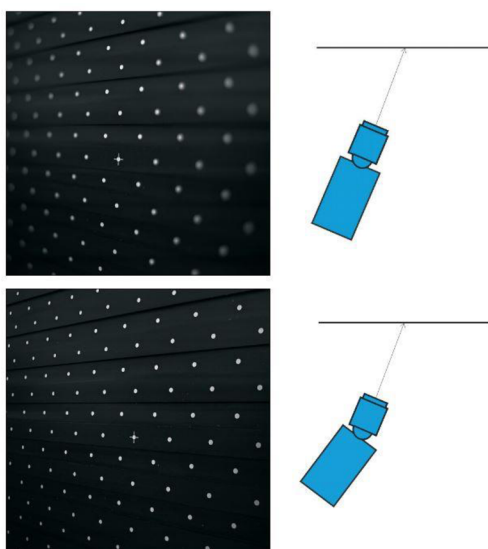
Obr. 16. Geometrie Scheimpflugovy podmínky [12]

Pro splnění podmínky se používají adaptéry, které natočí objektiv kamery oproti senzoru a tím se docílí požadované geometrie. Příklad adaptéru je na Obr. 17.



Obr. 17. Použití Scheimpflugova adaptéru [12]

Rozdíl záběru mezi nenatočeným objektivem a objektivem správně natočený je vidět Obr. 18. Kameru nesplňující Scheimpflugovu podmínku lze zaostřit pouze podél svislé přímky.



Obr. 18. Zaostření pomocí kamery bez a se Scheimpflugovým adaptérem [12]

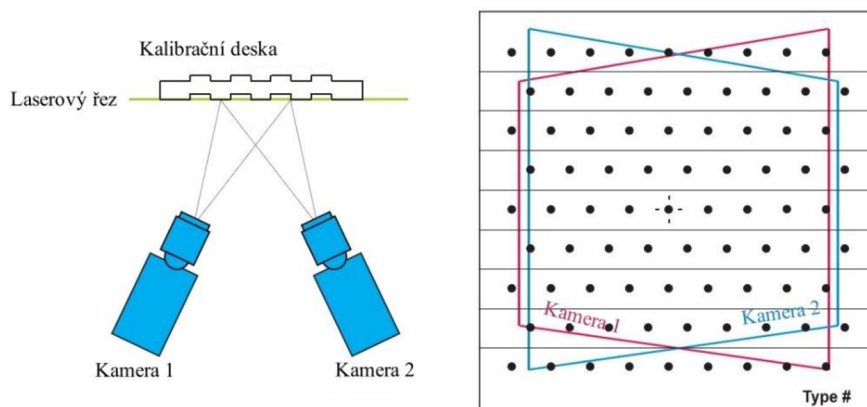
2.4.2. Kalibrace

Při kalibraci se rovinný terč umístí do prostoru světelného řezu. Terč musí být se světelným řezem rovnoběžný a postupně se přesouvá ve směru normály přes celou tloušťku řezu (tloušťka řezu je obvykle větší). Kalibrovanou kameru se zaznamenají minimálně 3 polohy terče, typicky 5 a 7 poloh. Kalibrační značky identifikují osy x a y souřadnicového systému a posuv terčiku určuje osu z . [12]

Pro rychlejší způsob kalibrace se dá použít dvojúrovňový kalibrační terč, který je vidět na Obr. 19. Kalibrace pomocí této desky je zobrazen na Obr. 20. [12]



Obr. 19. Dvojúrovňový kalibrační terč [12]



Obr. 20. Kalibrace perspektivy s dvojúrovňovou kalibrační deskou v postavení stereo PIV [12]

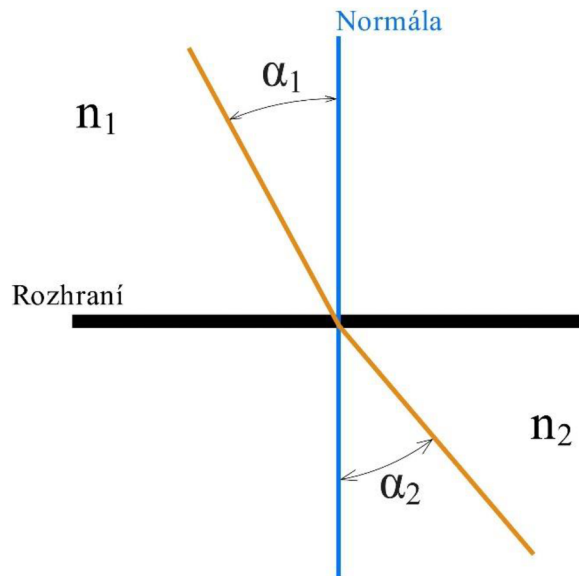
2.4.3. Lom světla a optické hranoly

Díky přechodu mezi prostředími a tím, že kamery nejsou nastaveny kolmo na rozhraní dochází především při měření v kapalinách k nežádoucímu lomu světelných paprsků.

Při jakémkoliv přechodu mezi prostředími s rozličnými indexy lomu je paprsek zlomen dle Snellova zákona:

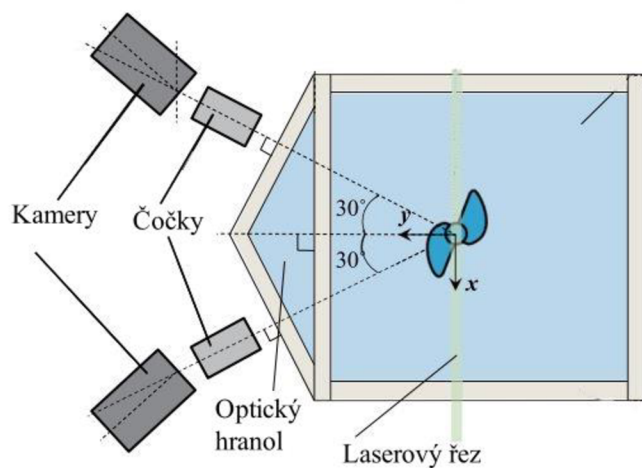
$$n_1 \cdot \sin \alpha_1 = n_2 \cdot \sin \alpha_2 \quad (14)$$

kde n_1 (1) je index lomu prvního prostředí, n_2 (1) je index lomu druhého prostředí, úhel α_1 (*rad*) je úhel dopadu a α_2 (*rad*) je úhel lomu světelného paprsku. Tyto úhly se vždy měří od normály (viz Obr. 21.). [14]



Obr. 21. Snellův zákon

Díky platnosti rovnice (14) nastává u měření pomocí stereo PIV ke zkreslení na rozhraní různých prostředí. Proto je potřeba, aby kamery byly nastaveny kolmo na vodní rozhraní. Z tohoto důvodu se vytvářejí hranoly (viz Obr. 22), které jsou naplněné stejným médiem jako je proudící médium v kanále, díky čemuž nedochází ke zkreslení. [15]



Obr. 22. Ukázka optického hranolu pro měření [15]

2.5. Systematické chyby PIV

2.5.1. Ztracené páry

Jedná se o chybu, která se objevuje, když během časového intervalu přejde částice z jedné vyhodnocovací oblasti do druhé. Tato částic nebude mít ve vyhodnocovací oblasti protějšek, a to se ve výsledcích projeví jako šum. [11]

2.5.2. Maximální posunutí částic

Maximální posunutí částic, je v závislosti na vzorkovací frekvenci eliminován na polovinu rozměru vyhodnocovací oblasti. Toto posunutí je však příliš velké, protože s narůstajícím posunutím narůstá i počet ztracených párů a zvětšuje se korelační šum. [11]

2.5.3. Hustota sycení částicemi

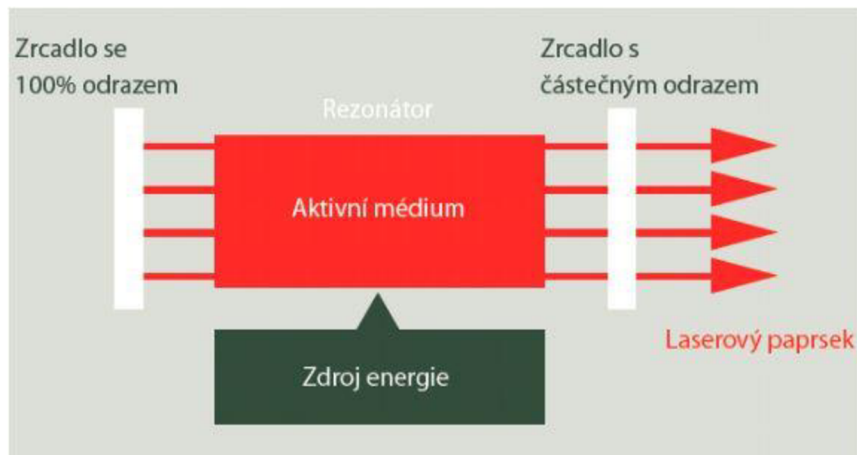
Hustota sycení částicemi uvnitř každé vyhodnocovací oblasti ovlivňuje, jak moc se bude šum odlišovat od signálu. Chyba průměrného měřeného posunutí roste s klesající hustotou částic, ale malá hustota sycení je zdrojem chyb a je vypočtena nižší rychlost než skutečná. Na základě simulací bylo zjištěno doporučení pro počet částic na vyhodnocovací oblast [11]

- 5 částic pro metodu vzájemné korelace
- 10 částic pro autokorelaci

2.6. Laser

Pro osvětlování měřící roviny je využit laser. Je to zařízení, které slouží jako zdroj světla, které je šířeno pouze jedním směrem. [16]

Laser se skládá ze tří hlavních částí – zdroj, aktivní médium a rezonátor (Obr. 23). Kdy zdroj je většinou jiný zdroj světla. Podle aktivního prostředí dělíme lasery do tří typů: pevnolátkové, kapalně nebo plynné. Zde dochází k nejdůležitější části celého procesu vzniku laserového paprsku, k takzvané stimulované emisi. To je děj, při kterém foton procházející kolem atomu donutí daný atom vyžářit další foton se stejnými vlastnostmi jako původní. Jako rezonátor se často používají dvě zrcadla, jedno je nepropustné a jedno částečně propustné. [16]



Obr. 23. Schéma laseru [16]

Nd:YAG laser

Je to pevnolátkový laser a jako zdroj je využívána impulzní výbojka. Tento typ laseru pracuje na základě režimu Q-spínání, kdy se hromadí energie v aktivním médiu a po otevření tzv. brány ve stanovený čas dojde k puštění velmi krátkého laserového pulsu. [11; 16]

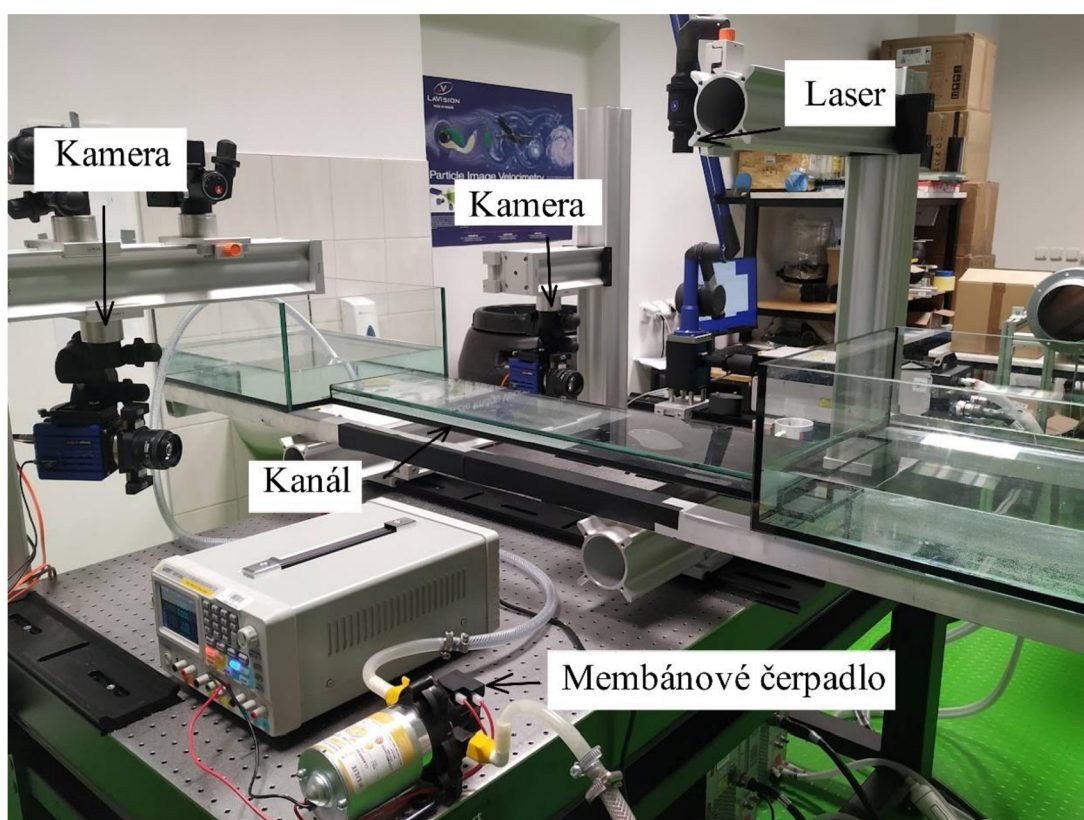
2.7. sCMOS kamery

Kamera sCMOS stejně jako většina digitálních kamer pracuje na principu fotoelektrického jevu, kdy se světlo přemění v elektrický náboj ve formě napětí či proudu. sCMOS kamera pracuje stejně jako kamera typu CMOS, tj. na principu přeměny náboje na napětí přímo v bodě zachycení světla a to je dále převáděno jako digitální signál. Technologie sCMOS má oproti CMOS výhodu v zachycení šumu, většího úhlu záběru, vysokému rozlišení a většího dynamickému rozsahu. [17; 18]

3. Experimentální část

3.1. Popis experimentu

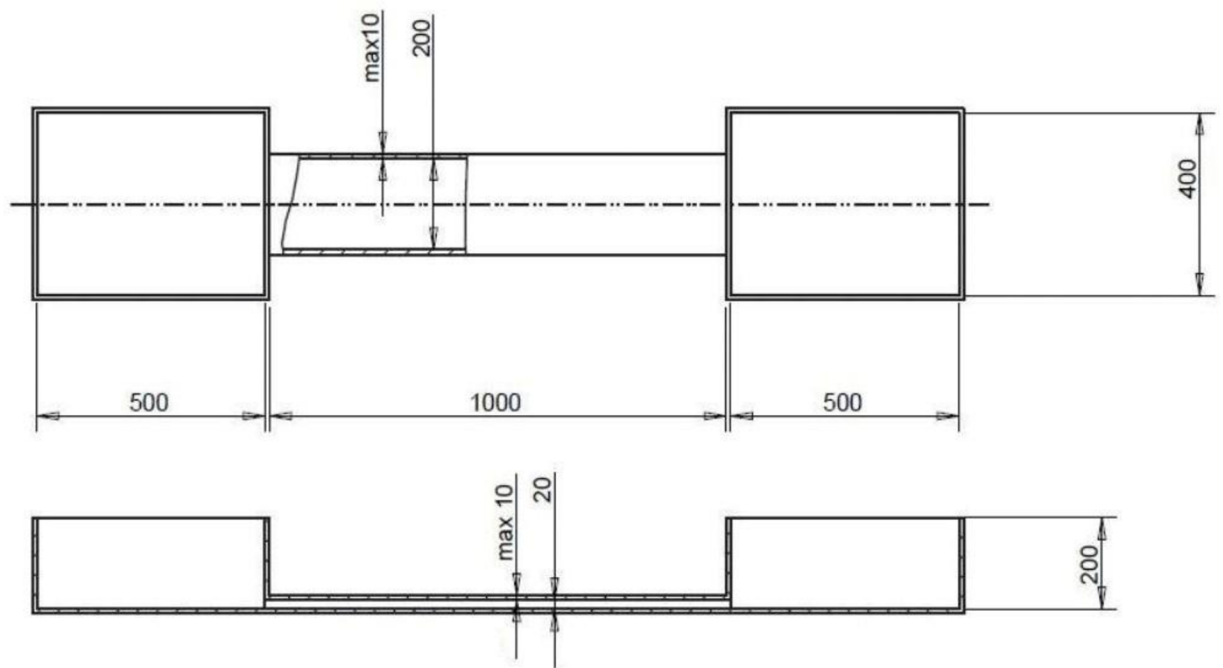
Základní postavení experimentu je na Obr. 24. Pomocí membránového čerpadla byla čerpána voda se stopovacími částicemi (duté skleněné kuličky) z nádoby napravo do nádoby nalevo. Střední část kanálu byla současně vyhříván. Lze tak předpokládat pozorování vyvinutého laminárního proudění a následně i jevů spojených s volnou konvekcí. K měření a následnému zpracování byl použit systém od firmy LaVision, kterým je vybavena laboratoř laserové anemometrie katedry energetických zařízení. Software slouží i jako ovládací panel pro Nd:YAG laser i pro připojené kamery.



Obr. 24. Základní poskládání experimentu

3.1.1. Experimentální kanál

Pro experiment byl použit kanál, který byl vytvořen v rámci předchozího diplomové práce na katedře energetických zařízení [19]. Kanál je složen z dvou krajních nádrží, které jsou propojené středovým kanálem. Schéma kanálu je na Obr. 25. Kanál je vyroben ze skleněných desek o tloušťce 10 mm slepených tmelem do požadovaného tvaru. Průřez středového kanálu je $20 \times 200 \text{ mm}^2$ a je 1000 mm dlouhý.

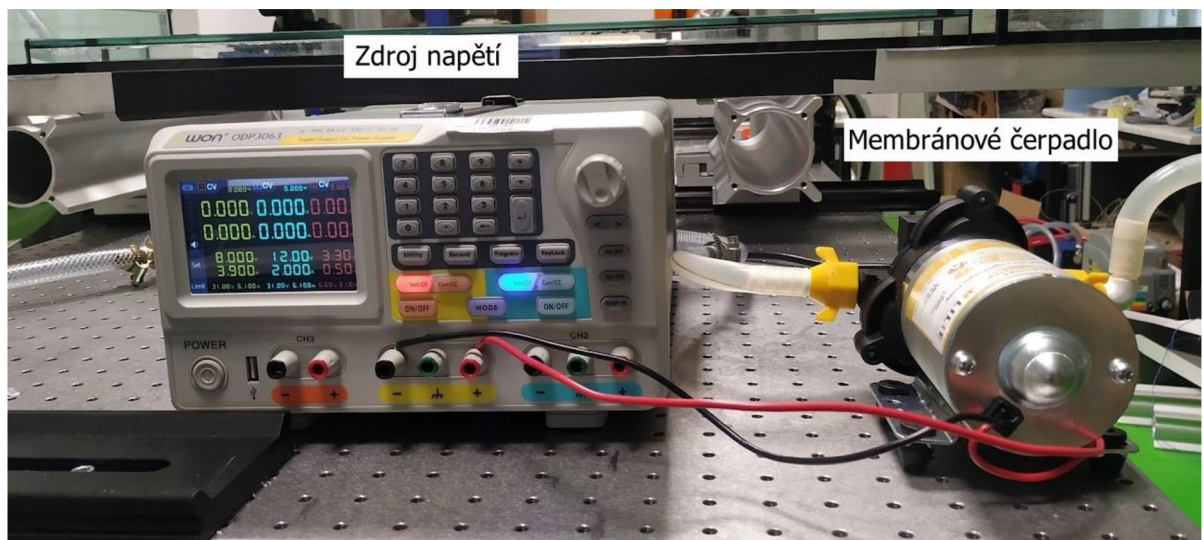


Obr. 25. Experimentální kanál [19]

3.1.2. Rychlost proudící kapaliny

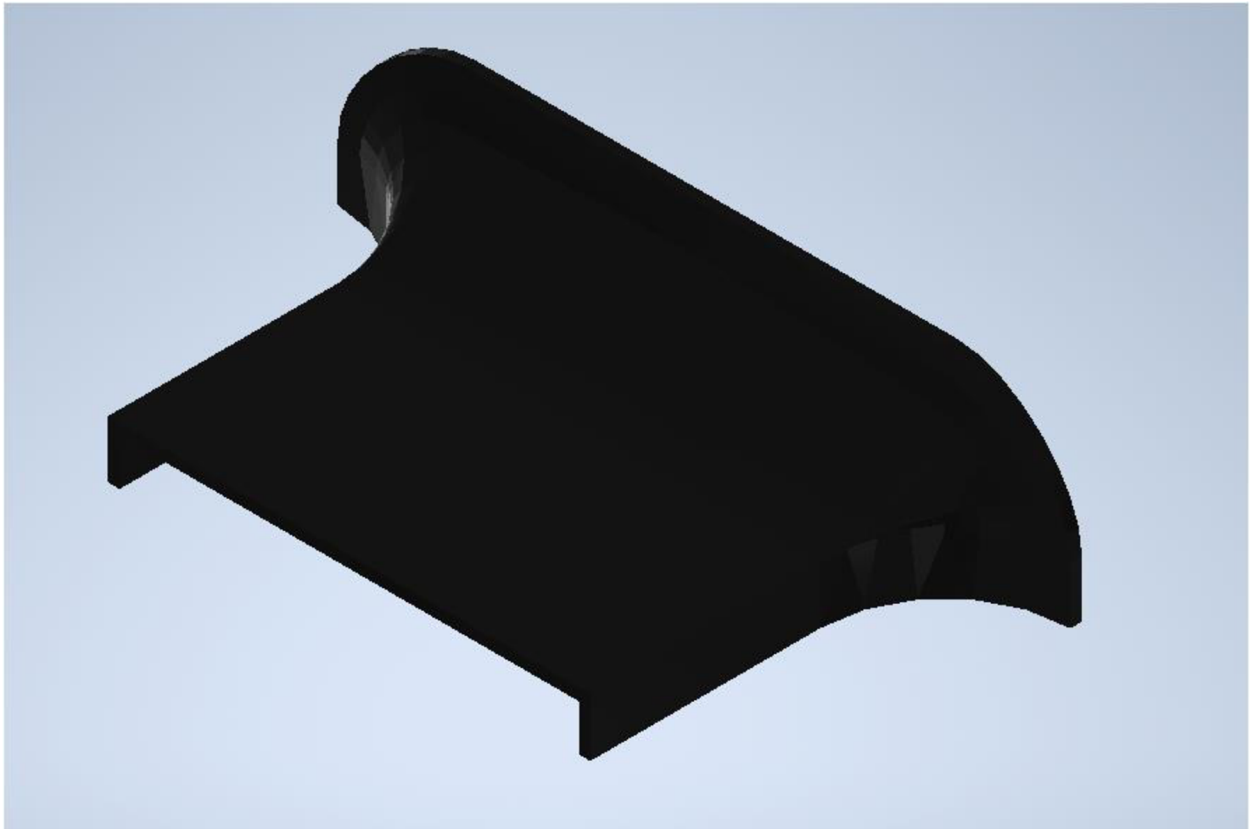
Jako iniciátor proudění bylo zvoleno membránové čerpadlo, které je možné regulovat procházejícím proudem z laboratorního zdroje. Zapojení čerpadla je vidět na Obr. 26.

Jako první bylo čerpadlo nastaveno na napětí 8,4V a proud 3,99 A. Pro toto napojení byl orientačně změřen průtok $0,08771 \cdot \text{s}^{-1}$, kdy při průřezu $0,004 \text{ m}^2$ je střední rychlost proudění přibližně $21,9 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$.



Obr. 26. Zapojení membránového čerpadla

Pro optimální náběh tekutiny do kanálu byl použit nátrubek vytištěný na 3D tiskárně v rámci laboratoři. Jeho tvar je vidět na Obr. 27.



Obr. 27. Nátrubek

3.1.3. Ohřev

Ohřev pro tento experiment byl zajištěn topnou fólií připojenou na zdroj napětí. Celková plocha topné fólie byla $0,08 \text{ m}^2$ a maximální příkon $24,7 \text{ W}$. Maximální hustota tepelného toku dodávaná do kanálu byla $308,775 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$.

Topné fólie byly vlepeny mezi hliníkové plechy, které byly nalakovány na černo a následně vloženy do kanálu na spodní stěnu. Černá barva byla použita pro potlačení nežádoucích odlesků laserového světla.

Začátek ohřívání bylo přibližně 600 mm od vstupu do střední části kanálu, délka ohřivaného úseku byla přibližně 400 mm .

3.1.4. Poloha laseru a laserového řezu

Poloha laseru byla nastavena do úrovně, kdy by měly vznikat jevy spojené se smíšenou konvekcí. Vůči kanálu byl umístěn seshora, aby laserový řez osvětlil kanál v celém jeho průřezu viz Obr. 28. Řez je znázorněn tučnou zelenou čarou. Pro měření byly použity dva optické hranoly z plexiskla s trojúhelníkovou základnou, které byly naplněny vodou. Úhel mezi rovinou přiléhající ke kanálu a rovinou kolmou na osu objektivu byl přibližně 59°



Obr. 28. Poloha laserového řezu

3.1.5. Poloha kamery

Při experimentu byla použita dvojice kamer pro nastavení snímání ve formě stereo-PIV, dle dostupných zdrojů se úhel nastavení kamer a proudící tekutiny musí nalézat v intervalu 30° až 45° . [12]

První výpočet byl proveden se vzduchovou mezerou mezi skleněnou stěnou kanálu a plexisklem hranolu.

Matematický výpočet byl proveden pomocí softwaru Matlab pro snadnou změnu vstupních parametrů. Indexy lomu byly nastaveny následujícím způsobem:

```
n_vzduchu = 1.00026
n_voda    = 1.33
n_plexisklo = 1.584
n_skla    = 1.5
```

V následujících bodech je popsán postup výpočtu. Zadávané veličiny jsou schematicky znázorněny na Obr. 29.

a) Pro vzduchovou mezeru

Vstupní úhel se nastavuje v rozmezí 0 až 90 stupňů. A jeho hodnota byla zvolena nula stupňů. V bodě 1 nastává první lom paprsku, kde dochází k přechodu ze vzduchu do plexiskla.

$$x_2 = \text{asind}((n_{\text{vzduchu}} * \text{sind}(pocatecni)) / n_{\text{plexisklo}})$$

$$x_2 = 0$$

V dalším bodě paprsek přechází z plexiskla do vody.

$$x_3 = \text{asind}((n_{\text{plexisklo}} * \text{sind}(x_2)) / n_{\text{voda}})$$

$$x_3 = 0$$

V přechodu do dalšího bodu bude paprsek vstupovat vůči normále pootočený o úhel 59°. Poté přejde paprsek z vody zpátky do plexiskla.

$$x_4 = \text{asind}((n_{\text{voda}} * \text{sind}(x_3)) / n_{\text{plexisklo}})$$

$$x_4 = 46.0312$$

Za předpokladu vzduchové mezery, dojde v dalším bodě k přechodu z plexiskla do vzduchu.

$$x_5 = \text{asind}((n_{\text{plexisklo}} * \text{sind}(x_4)) / n_{\text{vzduchu}})$$

$$x_5 = 90.0000 - 29.9474i$$

V bodě 5 při přechodu mezi plexisklem a vzduchem vzniká odraz, který je interpretován imaginárním číslem v úhlu x_5 .

Proto bylo zapotřebí použít čirou pastu nebo gel s podobnými optickými vlastnostmi jako stěny, potažmo voda. Pro experiment byl zvolen gel pro ultrazvukové vyšetření, který je dostatečně tuhý, čirý a který příliš nevysychá a vydrží po dobu měření. Zároveň je snadno dostupný.

b) Pro gel

Pro tento případ pro první 3 body totožné přechody mezi prostředními jak u předchozích výpočtů. Lišit se výpočet začíná měnit až v bodě, kdy z plexiskla vstupuje paprsek do gelu. Pro gel se vzala hodnota indexu lomu $n_{\text{gel}} = 1,5$.

$$x_5 = \text{asind}((n_{\text{plexisklo}} * \text{sind}(x_4)) / 1.5)$$

$$x_5 = 49.4661$$

V dalším bodě se paprsek dostane z gelu do skla.

$$x_6 = \text{asind}((1.5 * \text{sin}(x_5)) / n_{\text{skla}})$$

$$x_6 = 49.4661$$

Poslední bod, ve kterém dochází k lomu je přechod mezi sklem a proudící vodou v kanále.

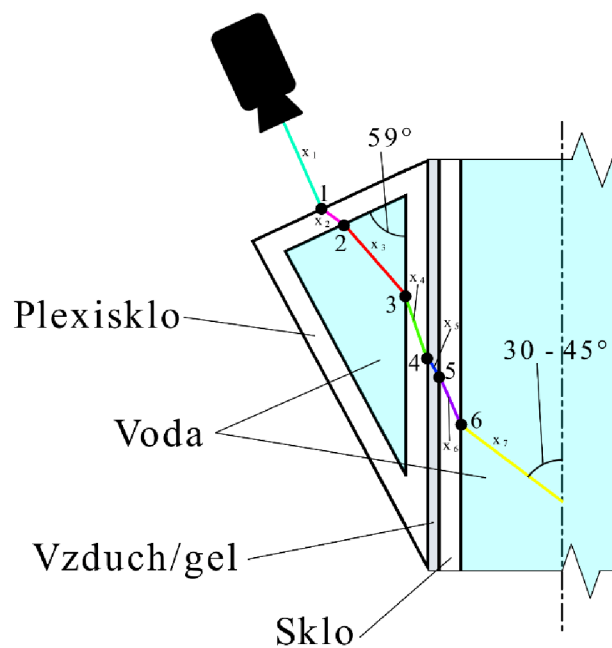
$$x_7 = \text{asind}((n_{\text{skla}} * \text{sin}(x_6)) / n_{\text{voda}})$$

$$x_7 = 59.0000$$

Konečný úhel, který by měl být v rozmezí 30° až 45° vyjde.

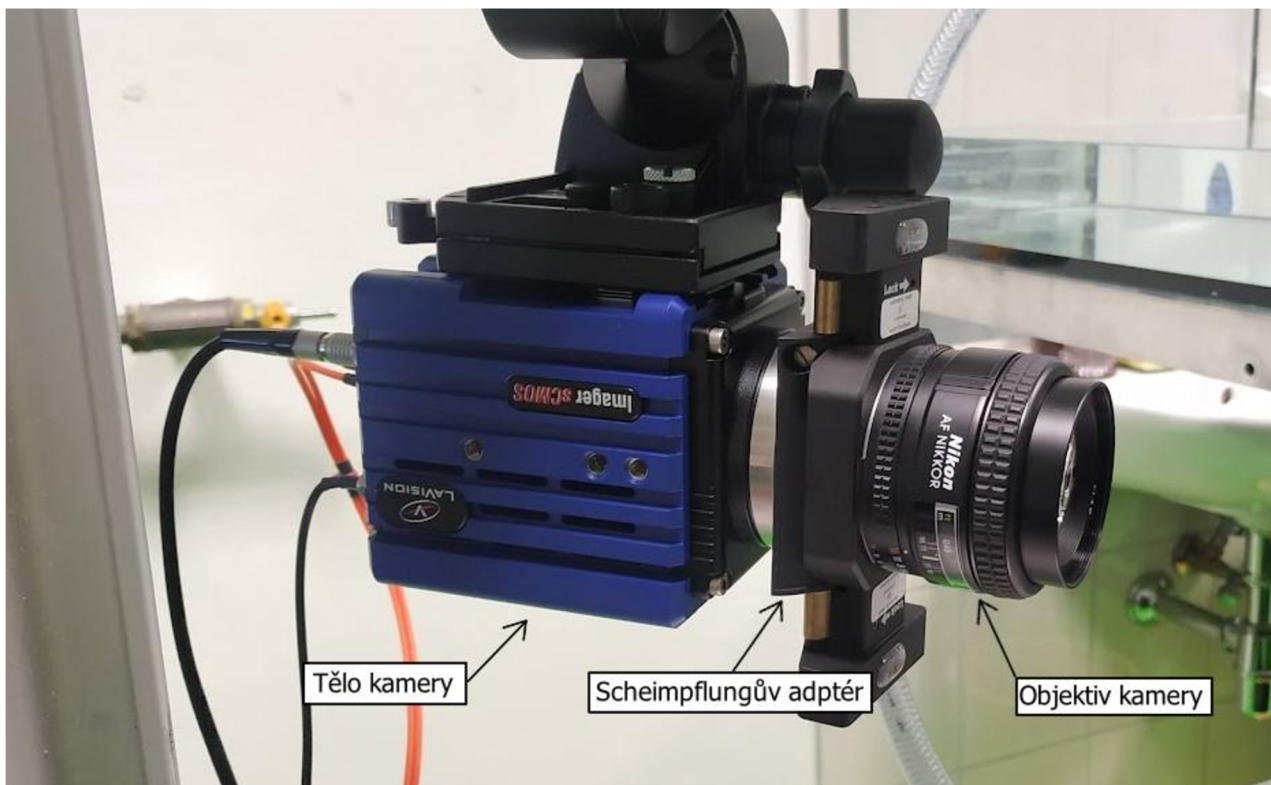
$$x_{\text{dopadu}} = 90 - x_7$$

$$x_{\text{dopadu}} = 31.0000$$



Obr. 29 Náčes lomu světla pro daný experiment

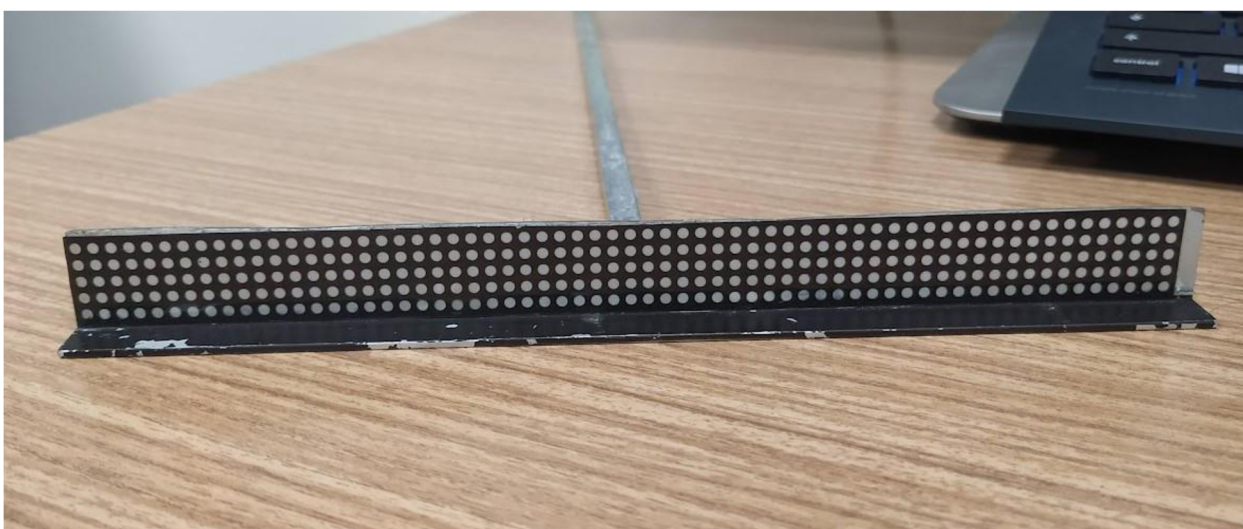
Pro konečné nastavení kamery byl použit Scheimpflugův adaptér, který naklopil objektiv kamery vůči čočce, a osa objektivu byla v normále k čelním stěnám hranolu. Kamera s adaptérem je vidět na Obr. 30.



Obr. 30. Kamera se Scheimpflugovým adaptérem

3.1.5. Kalibrace perspektivy

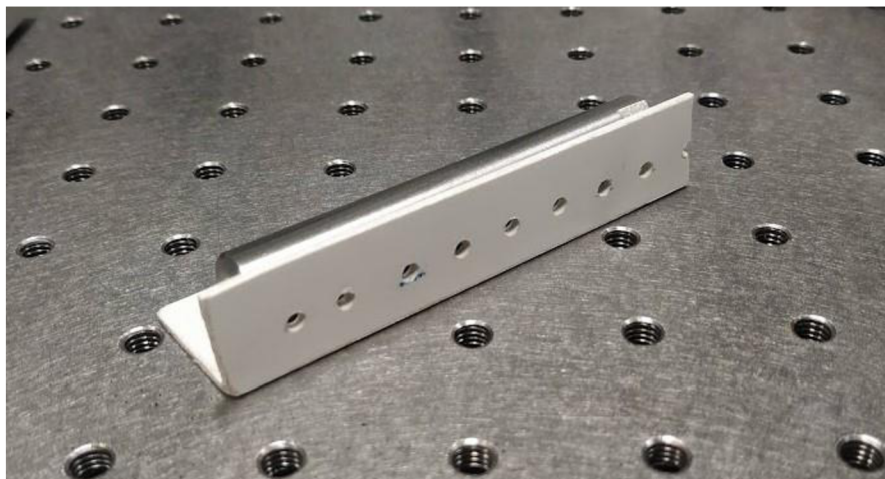
Nutným krokem před začátkem měření experimentu je kalibrace perspektivy. Ta je vytvořena pomocí kalibračního terče (viz Obr. 31), který byl vytvořen speciálně pro tento kanál v softwaru LaVision. Terč byl vložen kolmo na směr proudění a zároveň byl umístěn do laserového řezu. Po vložení terče byl laser vypnut a obě kamery byly zaostřeny.



Obr. 31. Použitý kalibrační terč

3.2. Experiment

Měření bylo provedeno postupně ve třech režimech. První dva režimy byly testovací, zda dojde k naměření 3D vektorů. První režim byl bez tepelných a hydrodynamických ruchů, ve kterém byl sledován jen vznik laminárního rychlostního profilu. V druhém měření byla do kanálu přidána obecná překážka, která je vidět na Obr. 32.

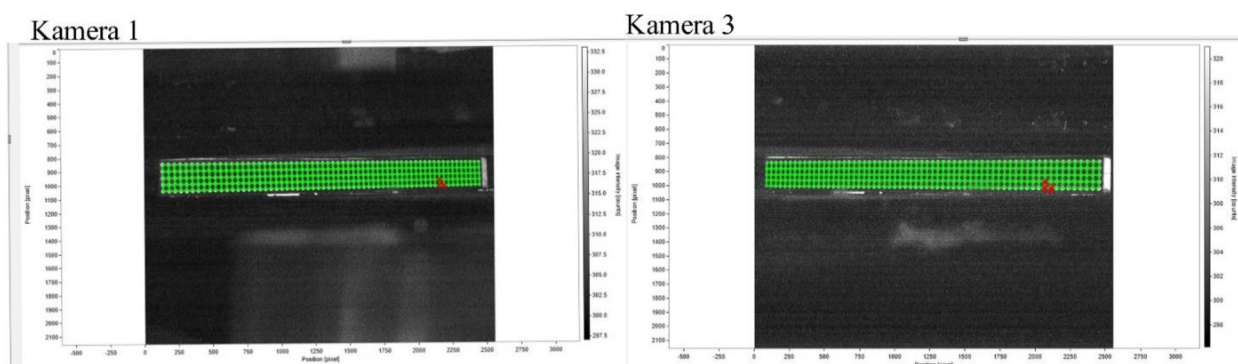


Obr. 32. Překážka

V třetím režimu měření byl do středového kanálu přidán ohřev a byl sledován vývoj podélných vírů. Rychlost proudění byla ovlivňována pomocí velikosti napětí na svorkách membránového čerpadla. Ohřev zůstal při celé době měření konstantní a měnila se pouze velikost průtoku.

3.2.1. Kalibrace

Kalibrace byla provedena pro čtyři pozice kalibračního terče s krokem 2 mm. Proces kalibrace záběru obou kamer je zobrazen na Obr. 33 v prostředí softwaru LaVision.



Obr. 33. Kalibrace na první rovině

3.2.2. Nastavení kamery

Při hledání optimálního nastavení byly vyzkoušeny všechny možnosti nastavení kamery. Důležitým parametrem pro nastavení je velikost clony. Při nastavování clony se řeší, aby kamera nezachytila příliš mnoho světla z důvodu poškození snímače. Clona byla nastavena na hodnotu $f/2,8$ a na objektiv byl umístěn filtr, který propouští pouze vlnovou délku laseru.

3.2.3. Sycení proudu částicemi

Pro sycení proudu bylo využito předešlých zkoumání v rámci laboratoře a bylo vyzkoušeno několik hodnot, kdy optimální koncentrace byla 25 mg částic na 40 litrů vody.

3.2.4. Zpracování obrazu

Prvním krokem pro zpracování dat byla takzvaná maskovací funkce, ta ohraničuje oblast výpočtu vektorového pole.

Poté se spustí výpočet měření všech rychlostí, do kterého se bude propisovat funkce Self Calibration z nastaveného měření. Nastavením velikosti vyhodnocovací oblasti a překrytí vyhodnocovacích oblastí se dále eliminují chyby.

3.3. Výsledky

Konečným krokem procesu je zpracování naměřených dat a získání vektorových rychlostních polí, maximální a střední rychlosti v kanále za daných podmínek.

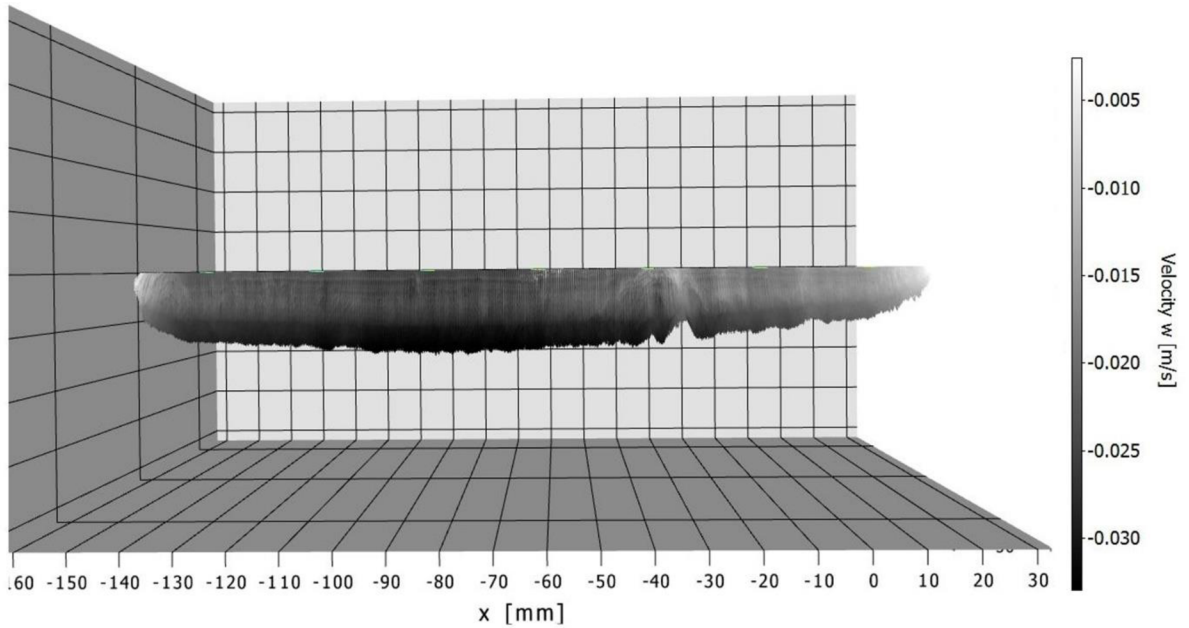
3.3.1. Měřené režimy

Tabulka 4. Naměřené hodnoty rychlostí

Sada měření	Popis	Maximální rychlost proudění ($\text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$)	Skutečná průměrná rychlost proudění ($\text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$)	Reynoldsovo číslo [1]
1	Proudění bez ohřevu	35	21	477
2	Proudění bez ohřevu a s překážkou	54	32,4	736
3	Proudění s ohřevem a nastaveným napětím na 8,4 V	38	22,8	518
4	Proudění s ohřevem a nastaveným napětím na 6,72 V	30	18,0	409
5	Proudění s ohřevem a nastaveným napětím na 5,04V	19,7	11,8	269
6	Proudění s ohřevem a nastaveným napětím na 4,2 V	13	7,8	177
7	Proudění s ohřevem a nastaveným napětím na 3,36 V	8,7	5,2	119
8	Proudění s ohřevem a nastaveným napětím na 2,52V	4,9	2,9	67

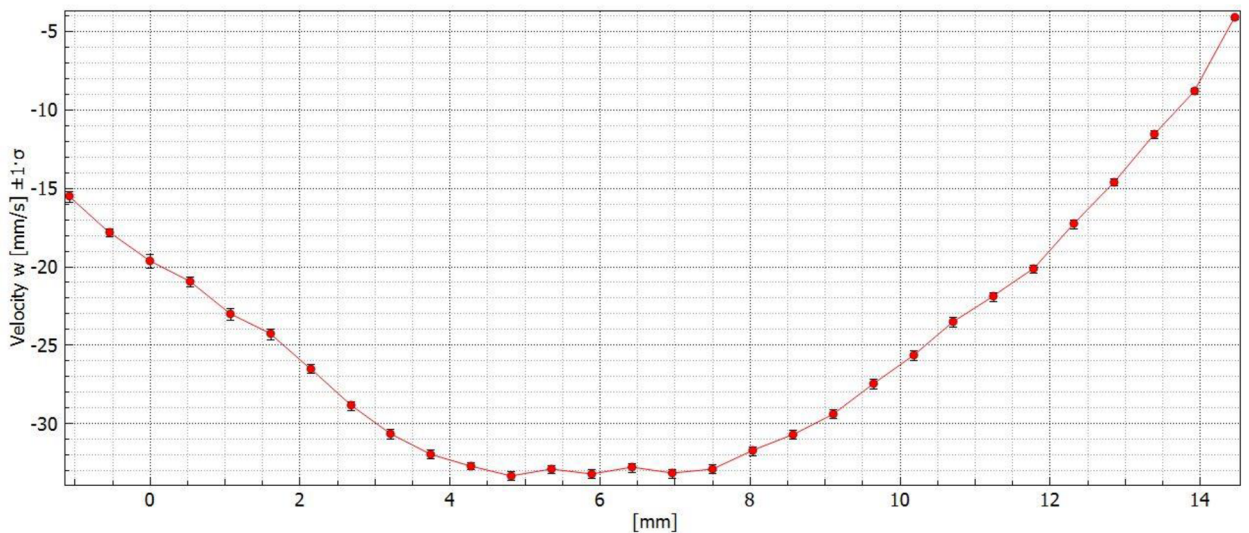
3.3.2. Měření průtoku bez termodynamických jevů

Na Obr. 34 je vidět vývoj průměrných rychlostí napříč celým průřezem. Obraz znázorňuje pohled na rychlostní pole seshora, proudění je orientované ke spodní straně snímku. Husté pole šedivých vektorů rychlosti vytváří následující tvar. V krajních oblastech je velikost rychlosti ovlivněna několika možnými důvody. Jedním z nich je vznik rychlostní mezní vrstvy na straně kanálu a tím i v příčném směru by bylo možné vidět pokračující vývoj laminárního rychlostního profilu.



Obr. 34. Maximální rychlosti při měření proudění bez termodynamických jevů

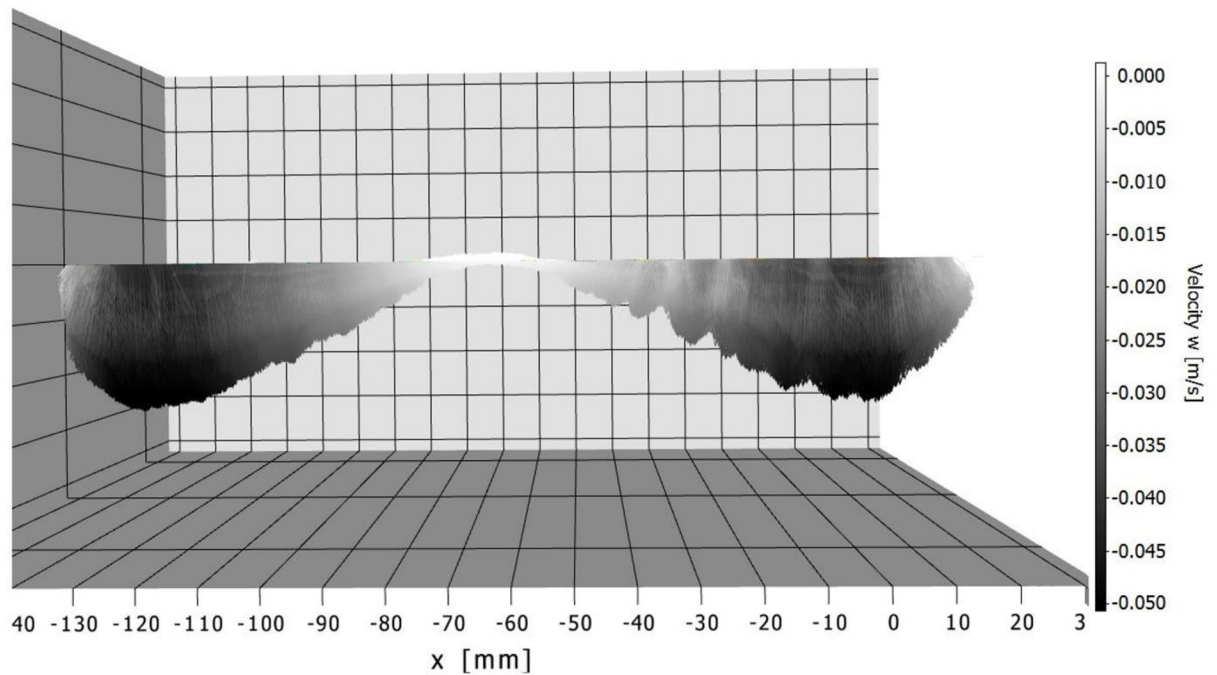
Na Obr. 35 je zobrazen průběh rychlosti ve středu kanálu podél svislice. Směr proudění je zde v záporném směru osy rychlosti. Krajní hodnoty nejdou do nuly z důvodu oblasti znehodnocené odlesky na stěnách kanálu. Dle grafu je snímaná oblast přibližně 15,5 mm z celkové výšky kanálu 20 mm.



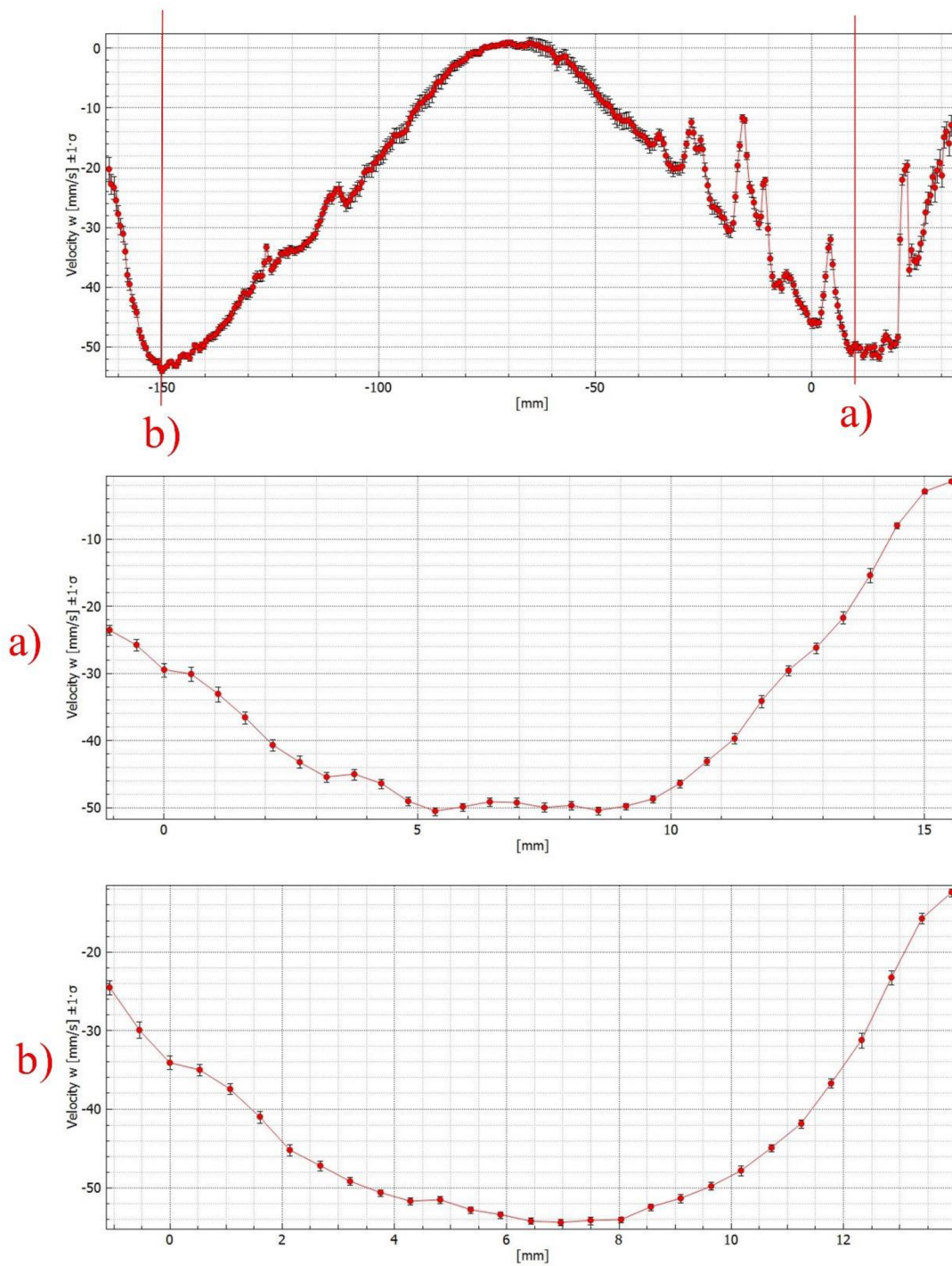
Obr. 35. Rychlostní profil při měření proudění bez termodynamických jevů

3.3.3. Měření průtoku bez termodynamických jevů a s překážkou

Z naměřených vektorů rychlosti na Obr. 36 je patrné, že překážka zpomaluje uprostřed proudění do té míry, že vzniká proudění v opačném směru. Proudící kapalina se v okrajových oblastech ještě urychluje kvůli zmenšení průřezu kanálu. Na Obr. 37 je trojice rychlostních profilů. Na horním grafu je rychlostní profil podél centrální vodorovné přímky. Grafy označené písmeny *a* a *b* pak ukazují průběhy svislých rychlostních profilů ve znázorněných pozicích.



Obr. 36. Maximální rychlosti při měření s překážkou

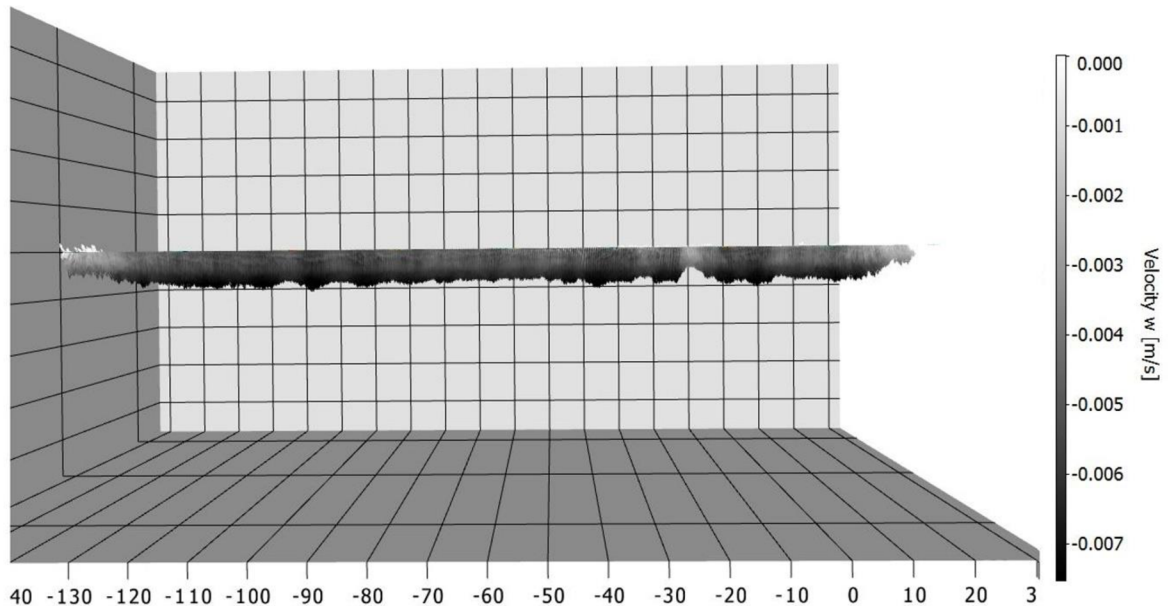


Obr. 37. Rychlostní profily při měření s překážkou bez termodynamických jevů

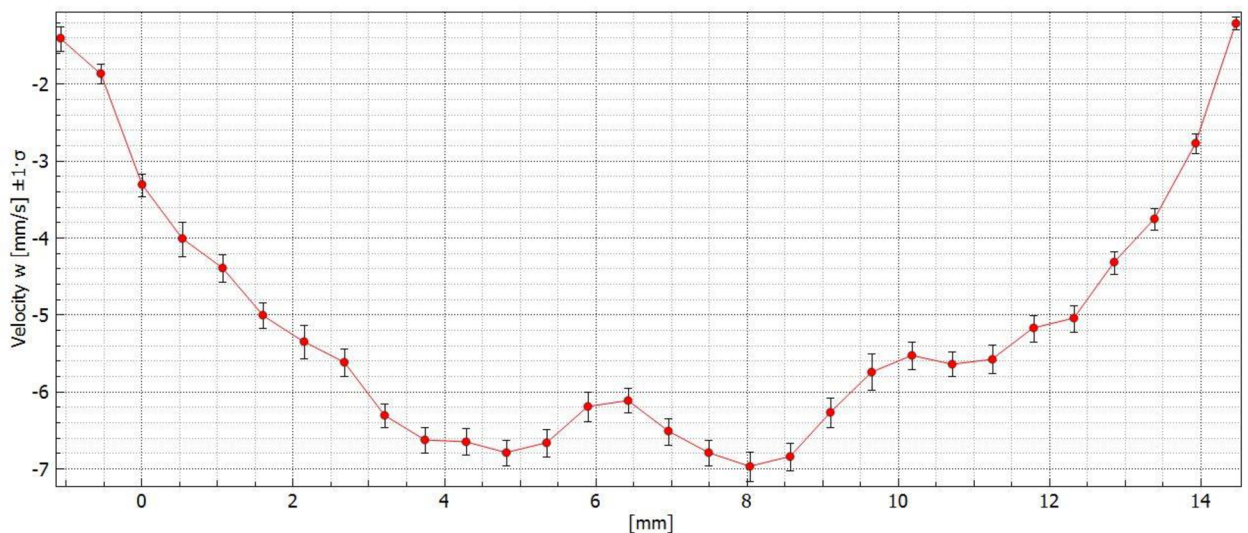
3.3.4. Měření průtoku s termodynamickými jevy vybraný případ

Pro ostatní měření s ohřevem byl měněn průtok a byl pozorován především výskyt vírových struktur. Tyto struktury byly pozorovány při střední rychlosti proudění $5,2 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ a Reynoldsovo číslo 119. V této části bylo provedeno celkem 6 měření, kdy vývoj těchto struktur

byl pozorován pouze v jednom z případů. Pro tento případ jsou vektory s rychlostí na Obr. 38 a svislý rychlostní profil uprostřed kanálu na Obr. 39.



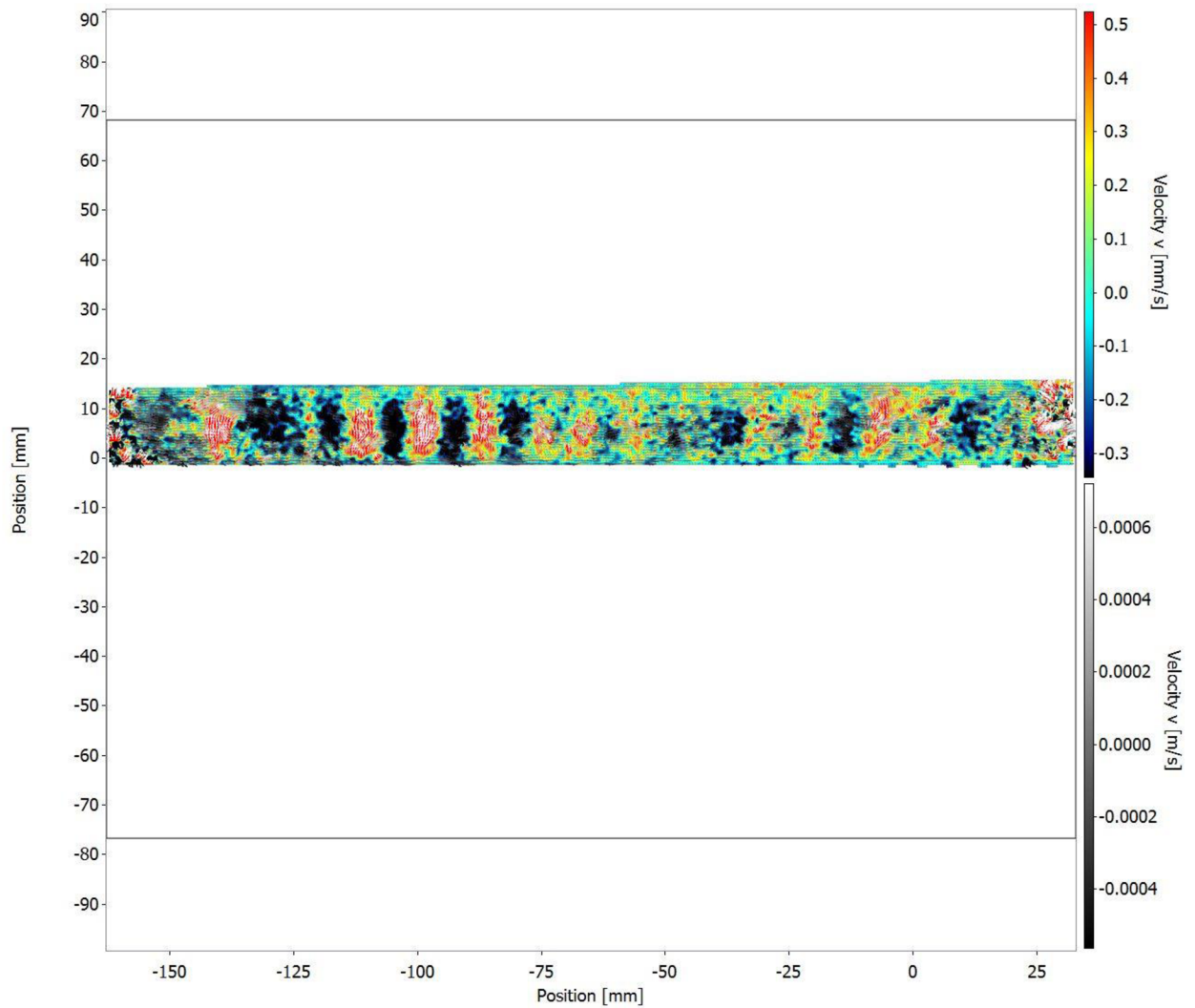
Obr. 38 Maximální rychlost v ose z pro vybraný případ s termodynamickými jevy



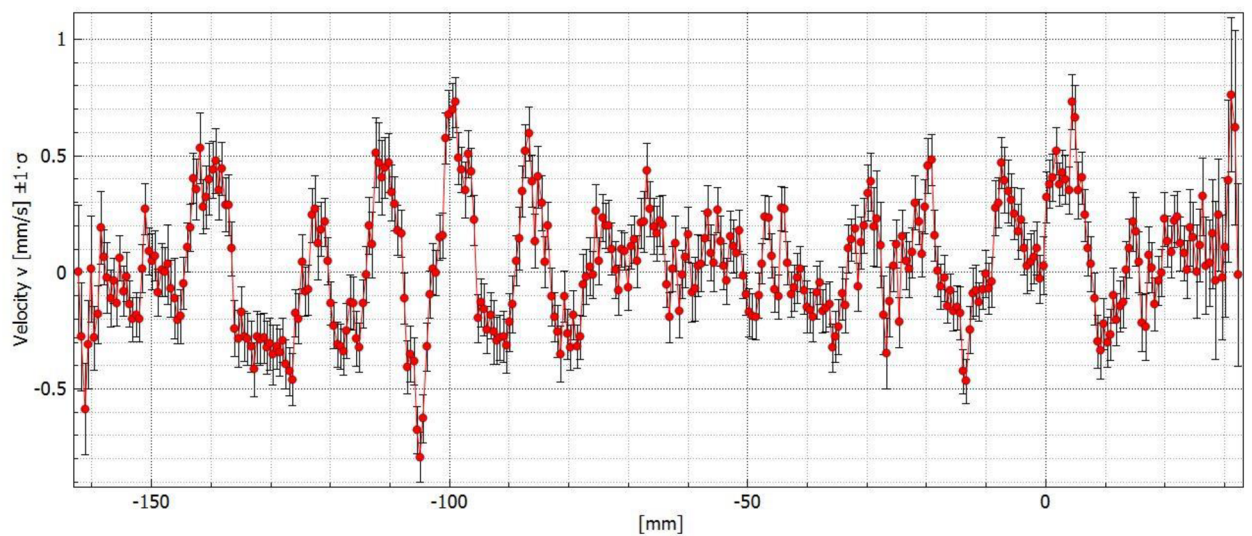
Obr. 39 Rychlostní profil pro vybraný případ s termodynamickými jevy

V tomto vybraném případě se vytvářejí víry ve sledované oblasti. Vývoj je tvořen proudění tekutiny od dna vzhůru a následně se tyto víry rozpadají a vracejí v houbovitých tvarech zpátky kde dnu. Na Obr. 40 je vidět vektorová mapa, kde se formuje několik útvarů s vektory rychlosti proudící od dna vzhůru. Barevné spektrum vektorů symbolizuje svislý směr rychlosti. Zároveň je

na Obr. 41 vidět rychlostní profil, který se nachází pro tento děj přibližně v půlce výšky kanálu. Ten ukazuje oblasti, kde proudí ohříváná kapalina vzhůru a kdy se chladnoucí kapalina vrací dolů.

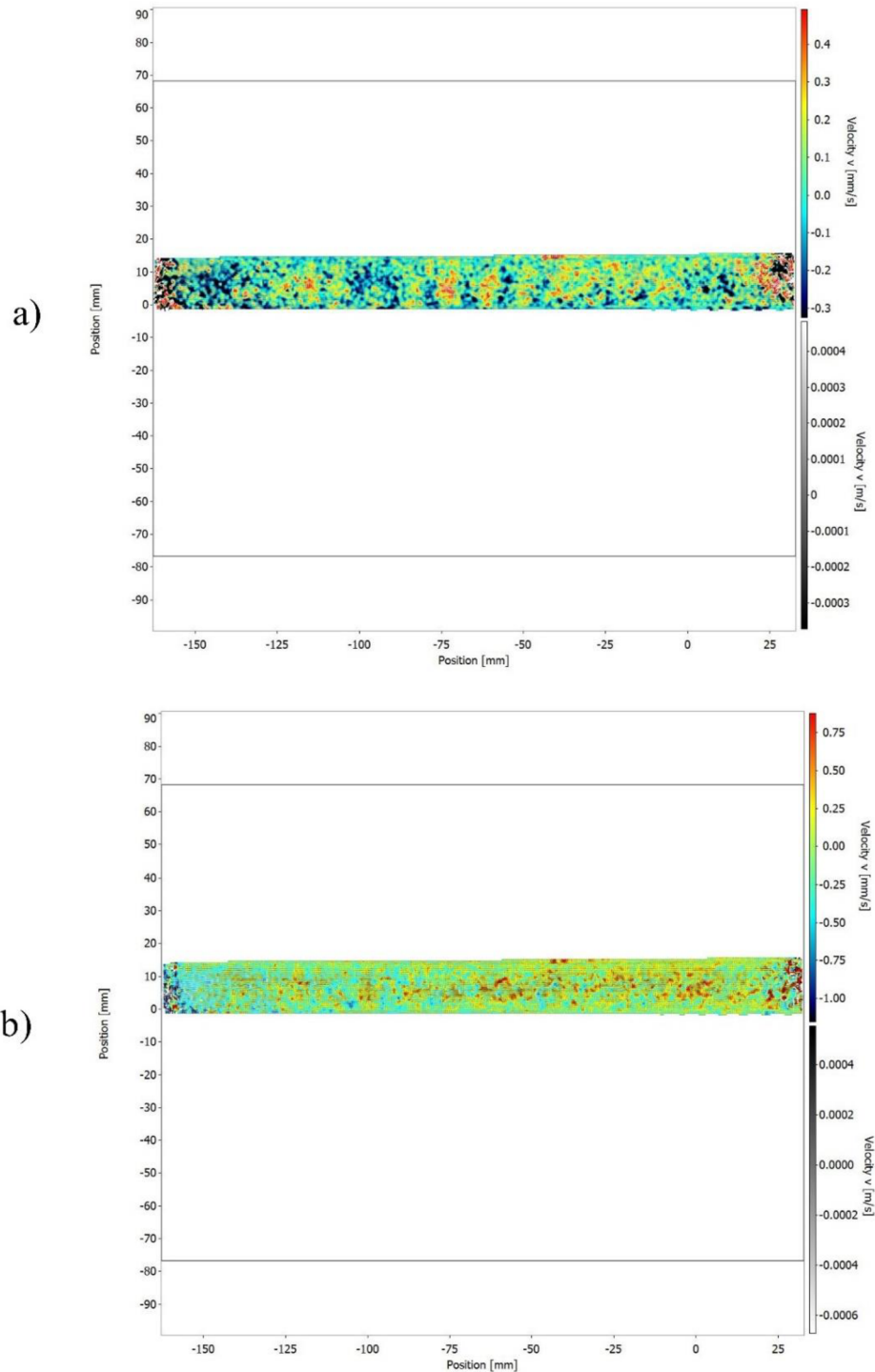


Obr. 40 Vektorová mapa rychlosti ve směru y pro vybraný případ



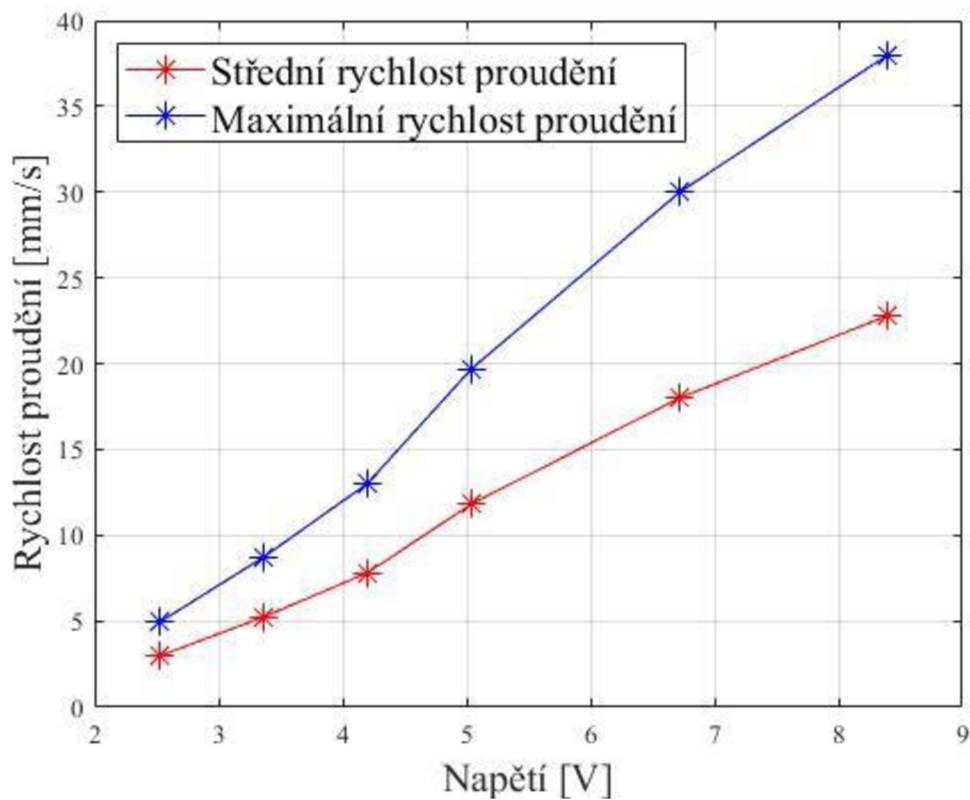
Obr. 41 Rychlostní profil pro rychlosti v ose y pro vybraný děj

Při dalších měření tyto oblasti nebyly tak patrné, či vůbec nebyly vidět. Pro příklad jsou ukázané vektorové mapy pro tyto případy s náznakem dějů v spojených se sdílením tepla na Obr. 42. Kde obrázek 42a) a 42b) jsou vybranému případu nejbližší a dá se usuzovat, že pro případ *a* se tyto víry ještě dostatečně nerozvinuly a pro případ *b* jsou víry už vytvořené a v další fázi se dále rozpadají



3.3.5. Závislost rychlosti na nastavování napětí

V rámci několika sad měření (2-8) pro různé rychlosti proudění, které se byly nastavovány pomocí napětí na zdroji byl vytvořen graf, který ukazuje závislost rychlosti na napětí.



Graf 1. Závislost Rychlosti proudění na napětí

4. Závěr

V rámci této bakalářské práce bylo úkolem experimentálně určit rychlostní pole v horizontálním zahříváném obdélníkovém kanále a zhodnotit, zda metoda stereo-PIV je pro tyto účely vhodná a případně za jakých podmínek. V rámci měření se pořídilo několik sad měření a ty byly následně vyhodnocovány. Dle zveřejněných výsledků lze konstatovat, že metoda stereo-PIV lze pro daný kanál i pro zadané případy použít.

Pro navazující výzkum bude potřeba vytvořit hranoly z materiálu kanálu.

V rámci použití hranolu, bude potřeba eliminovat mezeru mezi hranolem a kanálem, aby zde nedocházelo k odrazu namísto lomu. Z této práce vyplývá jako dostatečné použití ultrazvukového gelu. Pro další výzkumy je zapotřebí určit přesný index lomu pro přesnější nastavení.

Pro měření na více místech v závislosti na výzkumu termodynamických jevů, by bylo vhodné traverzovat s měřícím zařízením nebo s kanálem, aby bylo pokryto více měřících pozic. Vzhledem k nutnosti použít optický gel je toto však komplikované a při každé změně pozice měřené roviny může dojít ke změně optických vlastností a případnému znehodnocení výsledků.

Citovaná literatura

- [1] J. Citavý a J. Nožička, Proudění vazkých tekutin, Tenké smykové vrstvy, Praha: ČVUT v Praze, 2004.
- [2] J. Noskievič a a. kolektiv, Mechanika tekutin, Praha: SNTL, 1987.
- [3] J. V. B. A. J. Ježek, Mechanika tekutin, Praha: Vydavatelství ČVUT, 2000.
- [4] Y. Cenge a R. Turner, Fundamentals of Thermal Fluid Sciences, New York: McGraw-Hill.
- [5] B. R. Munson, O. T. H., H. W. W. a R. A. P., Fundamentals of Fluid mechanics, Hoboken: J. Wiley & Sons, 2013.
- [6] R. A. Meyers, *Encyclopedia of Physical Science and Technology*, 2001.
- [7] R. Taher a C. Abid, *Experimental determination of heat transfer in a Poiseuille-Rayleigh-Bénard flow*, 2017.
- [8] F. P. Incropera, A. L. Knox a J. R. Maughan, *Mixed-convection flow and heat transfer in the entry region of a horizontal rectangular duct*, 1987.
- [9] J. R. Maughan a F. P. Incropera, *Secondary flow in horizont channels heated from below*, 1987.
- [10] A. Benderradji, A. Haddad a R. e. a. Tather, *Characterization of fluid flow patterns and heat transfer in horizontal channel mixed convection*, 2008.
- [11] V. Kopecký, Laserová anemometrie, Liberec: Technická univerzita v Liberci, 2006.
- [12] *Product Manual - FlowMaster*.
- [13] J. Nožička a J. Novotný, Úvod do problematiky PIV, ČVUT v Praze.
- [14] M. Born a E. Wolf, *Principles of Optics*, 1959.
- [15] J. Lee, *Wake structures behind a rotor with superhydrophobic-coated blades at low Reynolds number*, 2019.

- [16] D. Sloupka a a. al., *Lasery při výkonech v ambulatní a klinické praxi*, Euroverlag s.r.o., 2015.
- [17] [Online]. Available: <https://andor.oxinst.com/learning/view/article/scmos-technology-what-is-scmos>. [Přístup získán 20 KVĚTEN 2022].
- [18] M. A. Hosny, *Cmos image sensors*, Philadelphia University Jordan, 2001.
- [19] A. Žemličková, *Experimentální výzkum teplotních polí v nano-kapalinách*, Liberec: Technická univerzita v Liberci, 2019.