



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ENERGETICKÝ ÚSTAV

ENERGY INSTITUTE

HYDRODYNAMICKÁ KAVITACE V MINIFLUIDICKÉ VENTURIHO DÝZE

HYDRODYNAMIC CAVITATION IN MINIFLUIDIC VENTURI NOZZLE

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Radek Zeman

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

doc. Ing. Pavel Rudolf, Ph.D.

BRNO 2022

Zadání diplomové práce

Ústav:	Energetický ústav
Student:	Bc. Radek Zeman
Studijní program:	Energetické a termofluidní inženýrství
Studijní obor:	Fluidní inženýrství
Vedoucí práce:	doc. Ing. Pavel Rudolf, Ph.D.
Akademický rok:	2021/22

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma diplomové práce:

Hydrodynamická kavitace v minifluidické Venturiho dýze

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

S ohledem na rozměrové, energetické, finanční a jiné nároky a omezení je užitečné provádět některé experimenty v malých měřících. Např. při výzkumu využití hydrodynamické kavitace pro eliminaci biologických i chemických polutantů je výhodné, kvůli použitým diagnostickým metodám pracovat s malými objemovými množstvími kapaliny.

Cíle diplomové práce:

Cílem diplomové práce je na základě rešerše dostupných aktuálních literárních zdrojů provést základní rozměrový návrh Venturiho minidýzy, výpočtovým modelováním ověřit existenci kavitujícího proudění pro dané okrajové podmínky a následně zajistit výrobu dýzy. V dalším kroku pak diplomant postaví fluidní obvod s prouděním vyvolaným tlakovým rozdílem mezi tlakovými nádobami na vstupu a výstupu, bude realizovat vizualizační experimenty a proměří hydraulickou charakteristiku Venturiho minidýzy.

Seznam doporučené literatury:

FRANC, Jean-Pierre a Jean-Marie MICHEL. Fundamentals of Cavitation. Springer, 2006. ISBN 978-1-4020-2233-3.

PIPP, P., M. HOCEVAR a M. DULAR. Challenges of numerical simulations of cavitation reactors for water treatment-An example of flow simulation inside a cavitating microchannel. Ultrasonics Sonochemistry. 2021, 77, 105663.

PODBEVŠEK, D., M. PETKOVŠEK, C.D. OHL a M. DULAR. Kelvin-Helmholtz instability governs the cavitation cloud shedding in Venturi microchannel. International Journal of Multiphase Flow. 2021, 142, 103700.

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2021/22

V Brně, dne

L. S.

doc. Ing. Jiří Pospíšil, Ph.D.
ředitel ústavu

doc. Ing. Jiří Hlinka, Ph.D.
děkan fakulty

Abstrakt

Tato diplomová práce se zabývá kavitací v malém měřítku. Provádění experimentů v malém měřítku pomáhá šetřit čas, prostory, a především peníze potřebné pro výzkum. Energeticky nenáročný provoz v malých měřících by mohl urychlit vývoj zařízení větších rozměrů pro praktické využití v průmyslu. Hydrodynamická kavitace se ukázala jako potenciálně užitečný nástroj pro některé průmyslové aplikace, jakou je kupříkladu čištění vody. V praktické části této práce je navrženo zařízení pro vizualizaci kavitace pracující s průtoky v mililitrech za sekundu. Zařízení podobná tomuto by mohla být v blízké budoucnosti využita pro získání benefitů dříve zmíněných, a tím podpořit výzkum v oblasti čištění vody za pomoci hydrodynamické kavitace.

Klíčová slova

Kavitace, Vizualizace, Venturiho dýza

Abstract

This thesis deals with cavitation on a small scale. Conducting experiments on a small scale helps to save time, space, and most importantly money needed for research. Low-energy operation on small scales could accelerate the development of larger-scale devices for practical use in industry. Hydrodynamic cavitation has proven to be a potentially useful tool for some industrial applications, such as water purification. In the practical part of this thesis, a cavitation visualization device operating with flow rates in milliliters per second is proposed. Devices similar to this one could be used in the near future to obtain the benefits previously mentioned, and thus promote research in the field of water purification using hydrodynamic cavitation.

Key words

Cavitation, Visualization, Venturi nozzle

Bibliografická citace

ZEMAN, Radek. *Hydrodynamická kavitace v minifluidické Venturiho dýze*. Brno, 2022. Dostupné také z: <https://www.vutbr.cz/studenti/zav-prace/detail/143010>. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Energetický ústav. Vedoucí práce Pavel Rudolf.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci na téma Hydrodynamická kavitace v minifluidické Venturiho dýze vypracoval samostatně s použitím odborné literatury a pramenů, uvedených v seznamu, který tvoří přílohu této práce.

Datum

Radek Zeman

Poděkování

Děkuji tímto doc. Ing. Pavlu Rudolfovi, Ph.D. za cenné připomínky a rady, které mi poskytl při vypracování závěrečné práce. Dále bych chtěl poděkovat Ing. Martinu Hudcovi, Ph.D. za pomoc při přípravě měřicí techniky. Na závěr bych chtěl poděkovat Karlu Večeřovi a Bronislavovi Kusému za pomoc při konstrukci a sestavení měřicí tratě.

Obsah

1. Úvod.....	15
2. Kavitace	16
2.1. Negativní vlivy kavitace.....	17
2.2. Využití kavitace.....	18
2.3. Venturiho dýza	19
2.4. Kavitace v malém měřítku	21
2.5. Vizualizace kavitace.....	23
3. Návrh minifluidické Venturiho dýzy	26
3.1. CFD	26
3.1.1. Tvorba geometrie	27
3.1.2. Tvorba sítě.....	27
3.1.3. CFD výpočet	28
3.2. Výroba čipu	30
4. Experiment	33
4.1. Měřicí trať	33
4.2. Postup měření	35
4.3. Zpracování dat z měření	36
4.4. Výsledky prvního měření	37
4.5. Výroba nového čipu	38
4.6. Výsledky druhého měření	39
4.6.1. Charakteristika Venturiho dýzy	39
4.6.2. Vizualizace proudění	40
4.7. Nejistoty měření	46
4.7.1. Nejistota typu A	47
4.7.2. Nejistota typu B.....	48
4.7.3. Výsledná nejistota měření	48
4.8. Srovnání s CFD	49
4.8.1. Tvorba geometrie a výpočetní sítě	50
4.8.2. Nastavení výpočtu	52
4.8.3. Výsledky CFD	52
4.8.4. 3D simulace.....	55
4.9. Měření tlakových pulzací	57
5. Závěr.....	60
6. Seznam použitých zdrojů	62
7. Seznam použitých symbolů.....	65
8. Přílohy	67

1. Úvod

Tato práce byla inspirována mikrofluidikou. Tato věda, kombinující řadu jiných vědních oborů včetně mechaniky tekutin, se zabývá prouděním kapalin ve velmi malém měřítku. Práce s malými objemy pracovní látky s sebou nese řadu výhod, a proto má smysl rozšiřovat pole působnosti mikrofluidiky do oblastí vědy, kde by tyto výhody mohly pozitivně ovlivnit budoucí výzkum. [14][15]

Hydrodynamická kavitace je intenzivně zkoumána pro své potenciální využití v průmyslu. Zvláštní pozornost je věnována možnosti čištění vody za pomoci hydrodynamické kavitace, případně kombinaci hydrodynamické kavitace s dalšími technologiemi. Pro testování vlivu, jaký má kavitace na čištění vody, je potřeba provádět experimenty se vzorky vody obsahujícími předem známé množství látek, polutantů a organismů, aby bylo možno vyvozovat jasné závěry z výsledků měření. V tomto ohledu by zařízení podobná těm mikrofluidickým mohla být užitečná, což otevírá prostor pro výzkum v této oblasti. Snižování objemu pracovních látek by mohlo šetřit finance potřebné na provedení analýz. Zařízení by byla skladná a mohla by být provozována v laboratořích za použití malého pracovního prostoru. [6][7][8][9][10]

V rámci této diplomové práce byl proveden návrh zařízení obsahující minifluidickou Venturiho dýzu. Toto zařízení bylo sestrojeno a následně podrobena řadě experimentů. Výstupy z provedených experimentů byly charakteristika dýzy a vizualizace kavitujícího proudění. Dále bylo provedeno výpočtové modelování proudění v programu *Ansys Fluent*, se kterým byly výsledky experimentů následně srovnány. V závěru diplomové práce byla věnována pozornost tlakovým pulzacím.

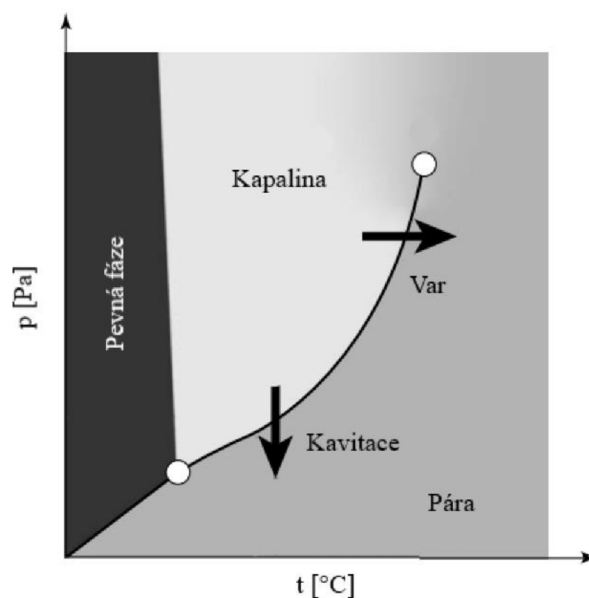
2. Kavítace

Ke kavítaci dojde, pokud statický tlak v kapalině klesne pod tlak syté páry při dané teplotě. Pokles tlaku může být vyvolán různými způsoby, přičemž nejčastěji se jedná o tzv. hydrodynamickou kavítaci, případně kavítaci akustickou. [1]

Hydrodynamická kavítace vzniká v proudící tekutině. K hydrodynamické kavítaci může dojít typicky při proudění tekutiny skrze zúžená místa v potrubí jako jsou clony, Venturiho dýzy, ventily aj. Při průtoku zúžením se zvyšuje rychlost proudění kapaliny na úkor statického tlaku. Pokud statický tlak v kapalině klesne pod tlak syté páry, dojde ke kavítaci. Hydrodynamická kavítace může vznikat i na povrchu hydraulických strojů, tj. čerpadel a turbín. [1]

Ke kavítaci může dojít i v nehybném objemu kapaliny, pokud je volný povrch kapaliny vystaven oscilujícímu tlakovému poli např. ultrazvuk. Při dostatečně vysoké amplitudě kmitání se v kapalině mohou tvořit bubliny syté páry. Tento druh kavítace je označován jako akustická. [1]

Kavítace se vyznačuje vznikem, vývojem a zánikem kavitačních bublin. Kavitační bubliny se objevují v místě narušení soudržnosti kapaliny. K porušení soudržnosti musí být překonány kohezní síly v kapalině, které souvisí s pevností kapaliny v tahu. Pevnost kapaliny v tahu je závislá především na obsahu vad v kapalině. Takovéto vady se nazývají kavitační jádra a nacházejí se jak na pevných površích obtékaných kapalinou, tak i v objemu kapaliny samotné. Konkrétně se jedná o bubliny nerozpuštěných plynů v kapalině. Pevnost čisté vody je extrémně vysoká, nicméně v praxi voda vždy obsahuje rozpuštěné plyny, látky a pevné částičky výrazně snižující hodnotu pevnosti v tahu. Teplota kapaliny hraje nepochybně roli na vznik, vývoj a účinky kavítace. Jak již bylo avizováno, ke kavítaci dojde, pokud statický tlak v kapalině klesne pod tlak sytých par při dané teplotě. Teplota má na hodnotu tlaku sytých par vliv a to takový, že se tato hodnota zvyšuje s rostoucí teplotou. Je tedy potřeba menší pokles tlaku pro inicializaci kavítace. Závislost lze vidět ve fázovém diagramu pro vodu na obr. 2.1. [1][2][3]



Obr. 2.1 – Fázový diagram pro vodu [1]

Růst, kolaps a oscilace kavitační bubliny mohou být za určitých předpokladů popsány rovnicí Rayleigh-Plessetovou. Jedná se o nelineární diferenciální rovnici druhého řádu [1]:

$$p_v - p_\infty + \left(p_0 - p_v + \frac{2 \cdot \sigma}{R_0}\right) \cdot \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\kappa} = \rho \left[R \cdot \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \cdot \left(\frac{dR}{dt}\right)^2 \right] + \frac{2 \cdot \sigma}{R} + 4 \cdot \mu \cdot \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dt} \quad (1.1)$$

kde p_v [Pa] je tlak sytých par, p_∞ [Pa] je tlak ve velké vzdálenosti od bubliny, p_0 [Pa] je počáteční hodnota tlaku plynu v bublině, σ [N.m⁻¹] je povrchové napětí kapaliny, R_0 [m] je

počáteční poloměr bubliny, $R [m]$ je v čase proměnný poloměr bubliny, $\kappa [1]$ je Poissonova konstanta plynu v bublině, $\rho [kg \cdot m^{-3}]$ je hustota kapaliny, $\mu [Pa \cdot s]$ je dynamická viskozita kapaliny.

Předpoklady [1]:

- nestlačitelná newtonská či neviskózní kapalina
- zanedbání vlivu gravitace
- adiabatický děj
- bublina je nasycena plynem o stejném parciálním tlaku jako je tlak sytých par okolní kapaliny při dané teplotě
- není uvažován přestup hmoty z bubliny do okolí a naopak

2.1. Negativní vlivy kavitace

Negativní účinky kavitace souvisí především s provozem čerpadel a vodních turbín. Kavitace se však může negativně projevit obecně v jakémkoli zařízení či systému s proudící kapalinou, pokud dojde k lokálnímu poklesu tlaku (ventily, armatury, zúžení v potrubí aj.). Tlakové pulzace, hluk, vibrace, kavitační opotřebení, ztráta výkonu a účinnosti jsou všechno jevy spojené s výskytem kavitace, se kterými je často třeba počítat již při návrhu zařízení. Tyto děje jsou úzce spjaté se zánikem kavitačních bublin. Kavitační eroze, *obr. 2.2*, je jedním z hlavních důvodů omezení výkonu hydraulických strojů. Optimalizace geometrie, vývoj nových odolnějších materiálů či aplikace ochranných nátěrů mohou snížit nebo oddálit úbytek materiálu hydraulických strojů. Vodní turbíny jsou navíc často provozovány na hranici kavitace, protože zde soustrojí dosahuje nejlepších provozních parametrů. Plně vyvinutá kavitace je nepřijatelná pro provoz kvůli přítomným vibracím ohrožujícím celé soustrojí. [2]



Obr. 2.2 – Kavitační eroze [5][6]

Kavitační eroze je úzce spjata se zánikem kavitačních bublin. Jejich zánik je doprovázen jevem zvaným „micro-jet“, kdy se bublina při nesymetrickém kolapsu sbalí do toroidu a paprsek kapaliny velkou rychlostí projde skrze zdeformovanou bublinu. Pokud dojde ke kolapsu bubliny u pevné stěny, tak zde je šance, že bude microjet nasměrován právě na tuto stěnu. Při této situaci je pevná stěna vystavena vysokému tlakovému pulzu, který může vést k uvolnění malé části materiálu tzn. kavitační erozi. Pokud bublina zkolabuje symetricky je rovněž vyslána tlaková vlna do okolí, což může namáhat okolní materiál. [2]

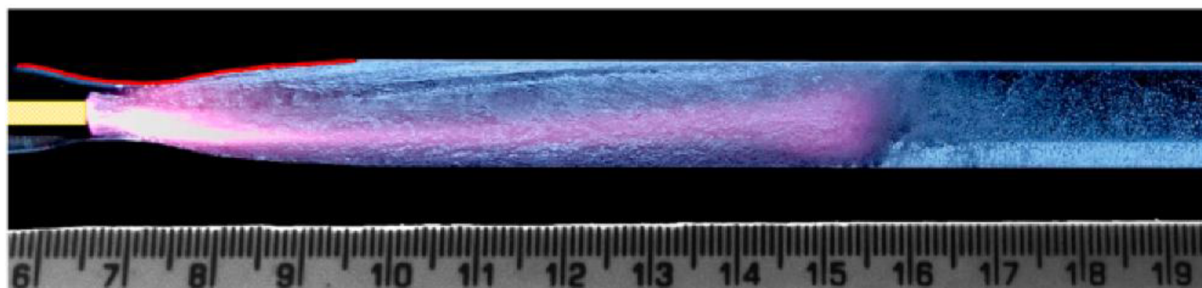
2.2. Využití kavitace

Kavitace byla zprvu známa pouze pro své negativní účinky na provoz vodních stojů, nicméně byly, a v dnešní době jsou intenzivně zkoumány a hledány způsoby, jak kavitaci využít v technologických procesech pro dobro věci. [1][2]

Kavitaci je možné využít při výrobě emulzí pro potravinářský, farmaceutický či kosmetický průmysl. Bylo ukázáno, že kavitace je energeticky nenáročný proces pro výrobu stabilních nanoemulzí s velikostí kapiček pod 100 nm. [6]

V petrochemickém průmyslu by bylo možné použít kavitaci na snižování viskozity těžké vysoce viskózní ropy. Transport těžké ropy je energeticky náročný a drahý. Bylo zjištěno, že zejména obsah asfaltenu v ropě zvyšuje její viskozitu. Asfaltenu jsou navíc v ropě nerozpustné a mohou tedy tvořit usazeniny, které následně způsobují tlakové ztráty při transportu ropy potrubím. Bylo experimentálně ověřeno, že kavitace rozkládá částice asfaltenu. Drobnější částice mají menší tendenci se shlukovat a celková viskozita ropy se snižuje. Použití kavitace v tomto odvětví by mohlo nahradit dražší metody snižování viskozity těžké ropy jako je např. mísení s lehčí ropou, zvyšování teploty potrubí, emulgace vody v ropě aj. Dalšími perspektivními využitími kavitace v petrochemickém průmyslu by mohly být demulsifikace vody ze surové ropy, odsíření, extrakce zbytkové ropy z ropného kalu a případné zlepšení kvality výrobků ze surové ropy obecně. [7][8]

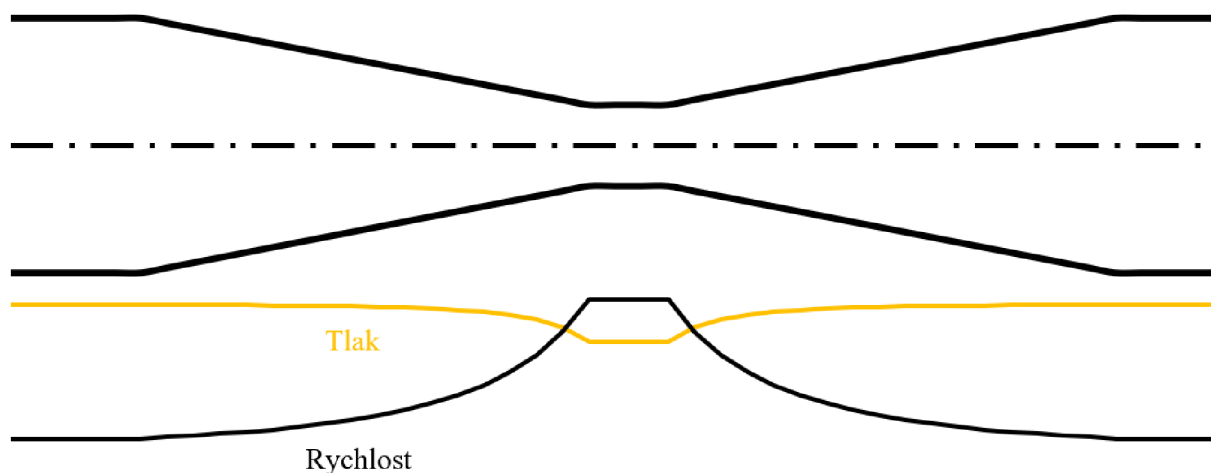
Použití akustické a hydrodynamické kavitace pro úpravu vody je zkoumáno již řadu let. Zvláště hydrodynamická kavitace se jeví jako vhodná, vzhledem k dobrému poměru objemu ošetřené vody ku provozním nákladům. Lokální vysoké teploty vyvolané hydrodynamickou kavitací vedou k homolytickému štěpení neutrálních molekul (převážně vody) a vzniku volných radikálů, což v kombinaci s tlakovými rázy vyvolanými kolabujícími bublinami vytváří nehostinné prostředí pro některé bakterie, viry, či jiné mikroorganismy. Zaznamenán byl i vliv na obsah zbytkových léčiv, které jsou za běžných provozů v úpravnách vod neodstranitelné. Přidáváním oxidačních činidel či jiných chemikálií je možné ještě zvýšit účinnost hydrodynamické kavitace při odstraňování dříve zmíněných nežádoucích polutantů. Kombinace plazmového výboje a hydrodynamické kavitace, *obr. 2.3*, se ukázala jako velmi účinná v odstraňování polutantů z vody. Navíc lze tuto technologii využít pro výrobu plazmou aktivované vody, která má antimikrobiální, bakteriocidní, protinádorové aj. účinky a využití. [9][10]



Obr. 2.3 – Kombinace plazmového výboje s hydrodynamickou kavitací [10]

2.3. Venturiho dýza

Venturiho dýza (nebo taky Venturiho trubice) je jednoduché zařízení využívané například pro měření průtoku v potrubí. Za určitých podmínek může ve Venturiho dýze docházet ke kavitaci, což v kombinaci s jednoduchou konstrukcí dělá z tohoto zařízení vhodný nástroj pro zkoumání kavitace. Venturiho dýza se skládá z difuzorové a konfuzorové části, které jsou od sebe odděleny hrdlem. Hrdlo je nejužším místem dýzy a často je konstrukčně pojato jako krátký rovný úsek.



Obr. 2.4 – Průběh tlaku a rychlosti (ideální kapalina)

Při proudění kapaliny přes Venturiho dýzu se uplatňují dva zákony zachování, a to rovnice kontinuity (zákon zachování hmotnosti) a Bernoulliho rovnice (zákon zachování mechanické energie). Při snižování průtočného průřezu se zvyšuje rychlost proudění. Zvyšování rychlosti způsobí snížení hodnoty statického tlaku, což může vést ke kavitaci, pokud je pokles tlaku dostatečný. Kavitace ve Venturiho dýze je charakterizována pomocí kavitačního čísla σ (nebo taky Thomův kavitační součinitel) a ztrátového součinitele ξ . [11]

Rovnice kontinuity pro nestlačitelnou kapalinu při ustáleném proudění je dána vztahem [11]:

$$Q = S_p \cdot v = konst. \quad (1.1)$$

kde $Q [m^3 \cdot s^{-1}]$ je objemový průtok, $S_p [m^2]$ je plocha průtočného průřezu, $v [m \cdot s^{-1}]$ je střední rychlost v průtočném průřezu.

Bernoulliho rovnici pro ideální kapalinu lze psát ve tvaru [11]:

$$\frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} + g \cdot h = konst. \quad (1.2)$$

kde $p [Pa]$ je statický tlak, $\rho [kg \cdot m^{-3}]$ je hustota kapaliny, $v [m \cdot s^{-1}]$ je rychlost, $g [m \cdot s^{-2}]$ je gravitační zrychlení, $h [m]$ je výška od vztažného bodu.

Kavitační číslo se v literatuře objevuje ve více tvarech, přičemž pro popis kavitace ve Venturiho dýze se nejčastěji vyjadřuje jako [1]:

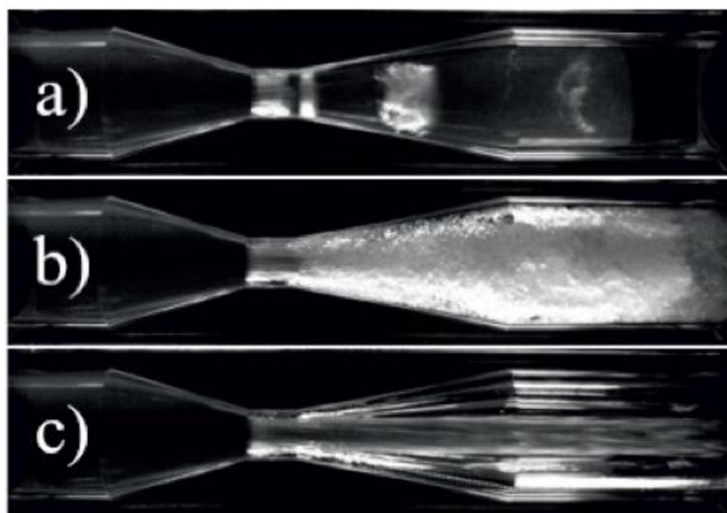
$$\sigma = \frac{p_2 - p_v}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_{hrdlo}^2} \quad [1] \quad (1.3)$$

kde p_2 [Pa] je tlak za dýzou, p_v [Pa] je tlak sytých par při dané teplotě, ρ [$kg \cdot m^{-3}$] je hustota kapaliny, v_{hrdlo} [$m \cdot s^{-1}$] je střední rychlost proudění kapaliny v místě hrdla.

Ztrátový součinitel je dán vztahem [12]:

$$\xi = \frac{p_1 - p_2}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_{hrdlo}^2} \quad [1] \quad (1.4)$$

kde p_1 [Pa] je tlak před dýzou, p_2 [Pa] je tlak za dýzou, ρ [$kg \cdot m^{-3}$] je hustota kapaliny, v_{hrdlo} [$m \cdot s^{-1}$] je střední rychlost proudění kapaliny v místě hrdla.



Obr. 2.5 – Režimy kavitace a) částečná kavitace, b) plně vyvinutá kavitace, c) superkavitace [12]

Obecně lze hydrodynamickou kavitaci dělit do režimů v závislosti na její intenzitě. Pro jednotlivé režimy jsou charakteristické jiné doprovodné jevy a vzhled kavitace. Režimy kavitace se mohou pro různé geometrie značně lišit, případně mohou mít jiný charakter. Obr. 2.5 znázorňuje tři kavitační režimy vyskytující se ve Venturiho dýze. Pokud se v kapalině objeví první bubliny syté páry, nastane počátek kavitace charakteristický pro určitou hodnotu kavitačního čísla. V hrdle dýzy se po obvodu začnou tvořit kavity, které jsou protaženy ve směru proudu. Při snížení kavitačního čísla, se zintenzivní tvorba bublin a kavity se začnou natahovat. Může dojít a často také dochází k odtržení mraku bublin ve formě vírového kroužku, který pak kolabuje v oblasti difuzoru. K odtržení dochází vlivem jevu zvaného „re-entrant jet“, kdy je vlivem zpětného proudění kavita nadzvednuta od stěny dýzy, čímž dojde k narušení její soudržnosti. Tento režim kavitace je označován jako kavitace částečná. Při dalším snižování kavitačního čísla nastane režim plně vyvinuté kavitace. Vírové kroužky se zhroutí do hustého mraku kavitačních bublin, přičemž dochází k zvýšení tlakových rázů a všudypřítomnému

hluku. Nástup posledního režimu, superkavitace, je doprovázen útlumem vibrací a hluku. Tento režim je do jisté míry stabilní oproti režimu plně vyvinuté kavitace. Dojde k tvorbě paprsku kapaliny obklopeného dutinami syté páry. [12]

2.4. Kavítace v malém měřítku

Prouděním v malých měřítcích se zabývá mikrofluidika. Řádově se rozměry kanálků pro transport pracovní látky pohybují od desítek do stovek mikrometrů. Tato odnož mechaniky tekutin nachází uplatnění především v biochemických aplikacích, nicméně je úzce spjata s dalšími vědními obory. Hlavním cílem mikrofluidiky je úspora času, peněz a prostor. Jsou navrhovány a vyráběny tzv. Lab-on-chips (LOC, doslova laboratoře na čipu), které mohou plnit různé funkce např. uskutečnění chemické reakce či analýzy vzorků. Tato kompaktní zařízení nahrazují klasické laboratorní vybavení zabírající značný prostor. Na uskutečnění analýzy či experimentu může být použito mnohem méně drahé chemické látky, což může znamenat výraznou úsporu financí. Navíc může na jednom LOC probíhat několik úkonů najednou, pokud tomu jeho konstrukce dovolí, a tím se krátí také čas vynaložený na potřebný úkon. Jak je zvykem, tato technologie nemá pouze klady, ale i zápory. Proudění v mikroměřítku vykazuje jisté odlišnosti od běžných větších konstrukcí. S rostoucím poměrem povrchu ku objemu kapaliny se do popředí dostávají, a na významnosti nabývají viskózní síly a povrchové napětí v kapalině, zatímco hmotnostní síly jsou zanedbatelné. Provoz, údržba a výroba zařízení může být náročná, systémy vyžadují práci v čistém prostředí a sebemenší nečistota může kanálek s mikrometrovými rozměry ucpat. [14][15]

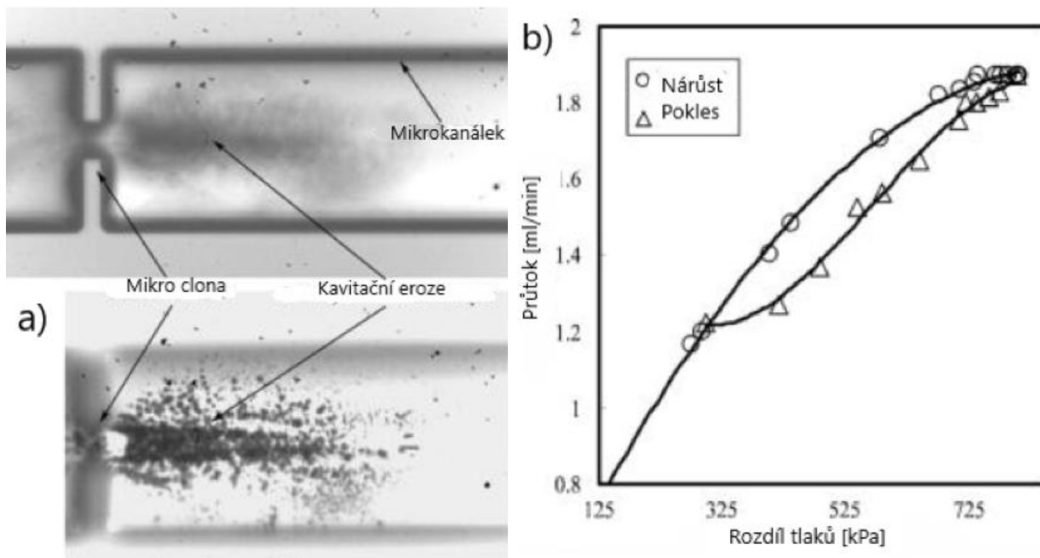


Obr. 2.6 – Lab-on-chip [13]

Kavitace se vyskytuje i v mikrofluidických systémech. Jako jedni z prvních se kavitací v těchto rozměrech zabývali *Mishra a Peles* (2004). Zmínění autoři provedli experiment se clonou o hydraulickém průměru pouze $11\ \mu\text{m}$ zasazenou do kanálku s příčným průřezem tvaru obdélníka o rozměrech $100,2\ \mu\text{m}$ na $101,3\ \mu\text{m}$. Z výsledku měření byly stanoveny rozdíly mezi kavitací na cloně v makro a mikro měřítku [16]:

- Počátek kavitace byl pozorován při nižších kavitačních číslech, než je tomu při experimentech s clonami běžných rozměrů. Kavitaci v malých měřítcích je tedy náročnější vyvolat.
- Byla pozorována vysoká hystereze mezi nástupem a zánikem kavitace. Tento jev byl pozorován i v makro měřítku, nicméně v mikro měřítku se zdá být tento rozdíl v kavitačních číslech útlumu a nástupu kavitace značný.
- Mezera mezi nástupem superkavitace z částečné kavitace byla nepatrná. Pouze malé snížení kavitačního čísla vedlo k přechodu z částečné kavitace do dalšího režimu, a to superkavitace.
- Předpokládá se, že kavitační jádra na povrchu kanálku mají zásadní vliv na kavitaci v malých měřítcích vzhledem k velkému poměru povrchu kanálku ku objemu kapaliny.

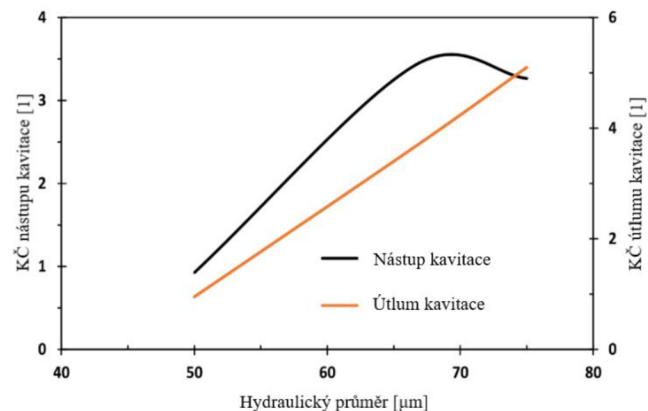
Autoři provedli další experimenty se clonami menších rozměrů, čímž potvrdili výskyt trendů dříve pozorovaných. Navíc se podařilo pozorovat kavitační erozi v kanálku za obdélníkovou clonou o rozměrech $40,5 \mu\text{m}$ na $100,8 \mu\text{m}$, což dokazuje, že kavitace může mít ničivé účinky i v mikro měřítku a možnost vzniku kavitace v mikrofluidických systémech by neměla být přehlížena [17]. Dále se autoři zabývali i kavitací v mikrofluidické Venturiho dýze s průměrem hrdla $21 \mu\text{m}$ na $101 \mu\text{m}$, zde byl rovněž pozorován rychlý přechod od nástupu kavitace do superkavitace. Navíc se bubliny syté páry překvapivě netvořily v hrdle dýzy, ale na stěnách kanálku v oblasti hrdla dýzy [18].



Obr. 2.7 – a) kavitační eroze, b) hystereze [17][18]

Kavitační eroze na obr. 2.7 je výsledek osm hodin trvajících kavitačních experimentů. Při zaostření kamery na dno silikonového kanálku jsou viditelná černá místa, kde došlo k poškození stěny kanálku a úbytku materiálu působením tlakových pulzů vyvolaných kolapsem kavitačních bublin tzv. “pitting”. Pravá část obr. 2.7 ukazuje závislost průtoku skrze clonu jako funkci tlakového spádu. Při zvyšování tlakového spádu a následného snižování tlakového spádu byly naměřeny jiné hodnoty průtoku pro stejné tlakové spády. Aktuální hodnota průtoku tedy není funkcí pouze aktuálního tlakového spádu, ale závisí i na předchozí hodnotě tlakového spádu [18].

Ghorbani a kol. (2019) provedli experimenty s kanálky hydraulických průměrů 100 až $200 \mu\text{m}$ o různých drsnostech stěn. Cílem práce bylo pozorovat vliv drsnosti na průběh kavitace. Bylo dokázáno, že drsnost na stěnách kanálku, podporuje vznik kavitace. Kanálky s hladkým povrchem stěn i při nejvyšších tlakových spádech vykazovaly pouze drobné kavitační dutiny. Tyto výsledky podporují tvrzení, že povrch a povrchová kavitační jádra nabývají většího významu při zmenšení průtočných průřezů do mikro rozměrů.



Obr. 2.8 – Hystereze [20]

Ghorbani a kol. (2018) již dříve zkoumali kavitaci v kanálcích s drsnými stěnami. Z výsledků jejich experimentů je zřejmá závislost velikosti kanálků na inicializaci a zánik kavitace. Pro vyvolání kavitace je potřeba znatelně větší tlakový spád a nižší hodnota kavitačního čísla. Dále byla pozorována hystereze mezi nástupem a zánikem kavitace, která byla experimentálně pozorována již dříve. Hystereze by mohla mít své maximum pro určitý rozměr kanálku a se snižujícím se hydraulickým průměrem pak začít klesat, *obr. 2.8.* [19][20]

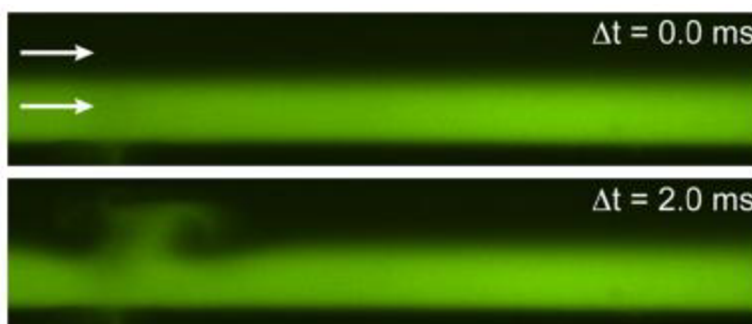
Singh a kol. (2009) zkoumali vliv vlastností kapalin na kavitaci v mikro měřítku. Konkrétně se jednalo o experimenty s čistým ethanolem a destilovanou vodou. Byly pozorovány výrazné rozdíly v kavitačních číslech nástupu kavitace a přechodu do superkavitace jednotlivých kapalin *tab. 2.1.* V ethanolu se kavitace objevila podstatně dříve než u vody. Navíc byl pozorován výrazný odstup v nástupu superkavitace u ethanolu, zatímco u vody stačil k přechodu do superkavitace nepatrný pokles kavitačního čísla. Toto chování bylo odůvodněno odlišným povrchovým napětím jednotlivých kapalin. U kapalin s menším povrchovým napětím dojde snadněji k formování bublin z kavitačních jader na povrchu stěn a ke kavitaci dojde při vyšších kavitačních číslech. [21]

	Nástup kav.	Superkav.
Ethanol	0,82	0,57
Voda	0,284	0,242

Tab. 2.1 – Přehled kavitačních čísel [21]

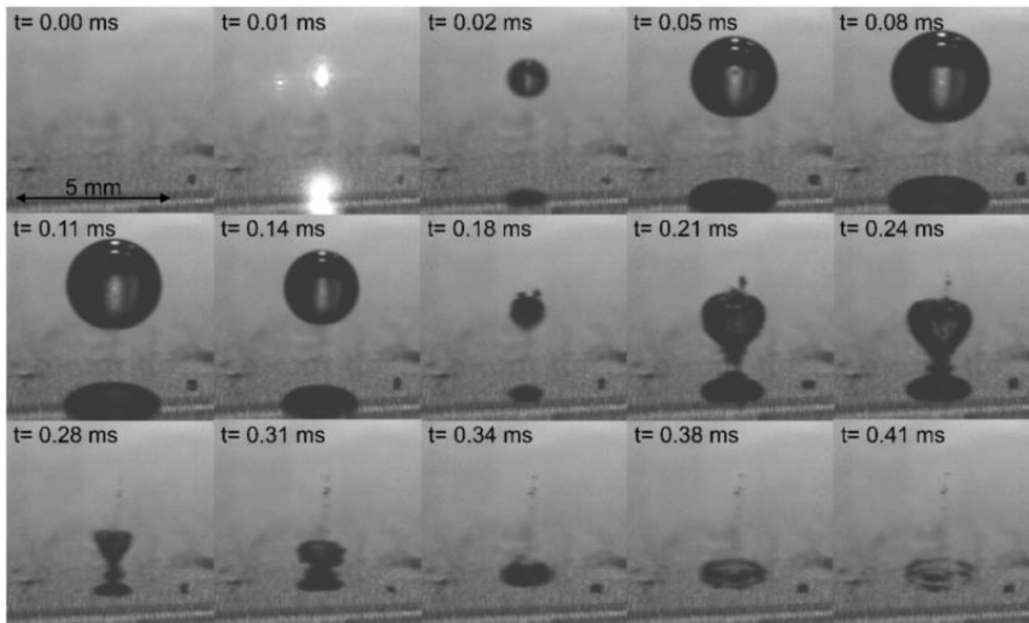
V malých měřících najde své uplatnění i kavitace akustická. V mikrofluidice se kvůli zmenšené geometrii průtočných ploch vyskytuje často pouze laminární proudění. Mikrofluidické aplikace však někdy vyžadují mísení dvou či více kapalin, což by v praxi vyžadovalo dlouhé kanálky, vzhledem k absenci víření a turbulentního proudění. Za tímto účelem jsou vyráběny a navrhovány mikrofluidické mísiče. Právě akustická kavitace může být jeden z mechanismů, jak urychlit mísení v mikro kanálcích. Za pomoci ultrazvuku či elektrického výboje mezi dvěma elektrodami, může být v tekutině vytvořena bublina syté páry. Oscilace či kolaps této bubliny vyvolává v mikro kanálku víření a podporuje mísení jinak vedle sebe tekoucích kapalin *obr. 2.9.* [22]

Obr. 2.9 – Víření vyvolané kolapsem kavitačních bublin [22]



2.5. Vizualizace kavitace

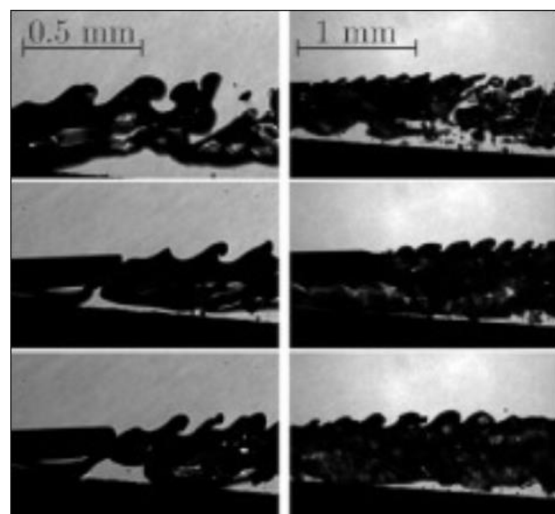
Vizualizace kavitace je silný nástroj pro pochopení a studium tohoto jevu. Při experimentech jsou proto často použity průhledné materiály pro konstrukci, aby bylo možné kavitaci pozorovat. Kavitace je velmi dynamická a jevy s ní spojené trvají zlomky sekund. Vysokorychlostní kamery jsou nutností pro kvalitní vizualizaci kavitujícího proudění a následnou analýzu dějů s ní spojených. Sledovány a zkoumány pak mohou být jevy, které by jinak mohly být přehlédnuty, nebo špatně vyloženy. Extrémním případem vizualizace kavitace je kolaps kavitační bubliny, kdy se celý děj odehraje v řádech stovek mikrosekund.



Obr. 2.10 – Kolaps kavitační bubliny v blízkosti stěny [23]

Kavitace vyvolaná za pomoci laseru je nejčastější metodou pro vizualizaci kolapsu jediné bubliny. Energie potřebná na formaci bubliny ve vodě je zprostředkována za pomoci laseru soustředěného do určitého místa v tekutině. Pokud je v daném místě absorbováno dostatek energie, malý objem tekutiny se zahřeje na ionizační teplotu a vznikne plazma. Následně je uvolněna rázová vlna, která zanechá v objemu kapaliny bublinu. Bublina pak kolabuje za vzniku další rázové vlny. Děj se opakuje, dokud není všechna absorbovaná energie disipována. Obr. 2.10 ukazuje kolaps kavitační bubliny v blízkosti stěny vyvolanou působením laseru. Ze záznamu lze pozorovat microjet dopadající na pevný povrch. Navíc dochází k sekundárnímu jevu označovanému jako „splashing“, při kterém druhotně kolabuje vírový kroužek. Pro zachycení kolapsu bubliny byla použita vysokorychlostní kamera s více než 100 000 snímků za sekundu. Záznam pořídil Dular a kol. (2019) při studiu kavitační eroze způsobené microjetem a splashing efektem za různých podmínek. [23]

Kromě sledování jednotlivých bublin syté páry se realizují vizualizační experimenty zahrnující celé mraky bublin, kavitační dutiny nebo jiné větší celky vyskytující se při hydrodynamické kavitaci. Díky těmto experimentům lze sledovat chování kavitace jako celku, rozeznávat jednotlivé režimy kavitace a vyvozovat nové závěry a teorie. Podbevšek a kol. (2021) zkoumali kavitaci ve Venturiho dýze malých rozměrů. Při experimentech se podařilo zachytit Kelvin-Helmholtzovu nestabilitu. Tato nestabilita má za následek rozpad kavitačního paprsku a nabývá na významnosti při kavitaci v malých měřících, zatímco „re-entrant jet“ a tlakové pulzy dominují při běžných větších geometriích. Kelvin-Helmholtzova nestabilita je dobře viditelná na obr. 2.11. Snímky byly pořízeny



Obr. 2.11 – Kolaps kavitační bubliny [24]

kamerou při 200 000 snímcích za sekundu. Na podsvícení byl použit laser, jehož pulzy byly synchronizovány s pořízením snímků tak, aby na každý snímek připadal pouze jeden laserový pulz. [24]

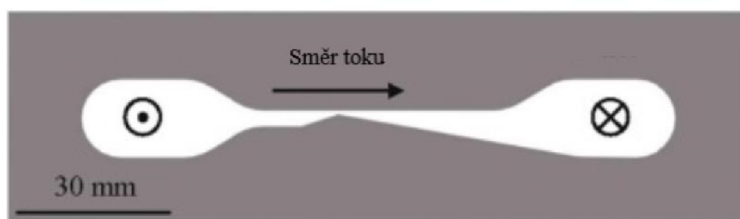
3. Návrh minifluidické Venturiho dýzy

Tato diplomová práce přímo navazuje na diplomovou práci *Ing. Tomáše Bohunského*. Jeho práce se týkala návrhu clonky pro experimentální výzkum kavitace v mikroměřících. Se clonou pak měla být provedena řada experimentů s cílem vizualizovat kavitující proudění. Byl vytvořen mikrofluidický čip skládající se ze dvou částí, tj. hlavního těla čipu a krycího sklíčka. Povrch plexisklového těla čipu byl obroben tak, aby po přiložení krycího sklíčka vznikl mezi oběma částmi kanálek obsahující clonku. Soudržnost čipu pak byla zajištěna za pomoci speciálních svorek vyrobených na 3D tiskárně. Detail clony a sestava čipu je vyobrazena na *obr. 3.1*. Příčný průřez clonky byl ve výsledku trojúhelníkový, vzhledem k použité metodě obrobění povrchu (jednobodové soustružení diamantem). Experimenty s mikrofluidickým čipem nebyly úspěšné, protože došlo k ucpaní clonky. Usazeninu ve clonce se nepodařilo odstranit, což znemožnilo další experimenty a možnou vizualizaci kavitujícího proudění. [25]



Obr. 3.1 – Sestava čipu a detail clonky [25]

Čip navržený v rámci této diplomové práce by již neměl mít rozměry mikrofluidické, ale „milifluidické“, což by mělo zaručit menší náchylnost k ucpaní kanálku. Metody pro výrobu mikrofluidických zařízení jsou navíc v České republice značně omezené. Návrh a sestava čipu byly inspirovány prací autorů *Podbevšek a spol.* (2021) [24]. Autoři se v jejich práci zabývali vizualizací a studiem kavitace ve Venturiho dýze malých rozměrů. Geometrii dýzy ukazuje *obr. 3.2*. Pro vlastní návrh byly převzaty průměr hrdla dýzy $0,675 \text{ mm}$, úhly a způsob konstrukce čipu.

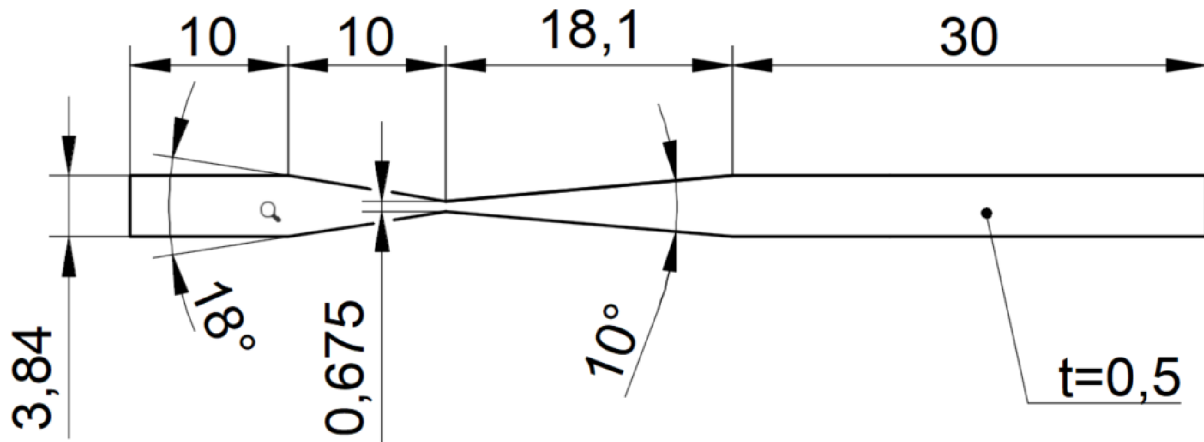


Obr. 3.2 – Geometrie dýzy [24]

3.1. CFD

V rámci návrhu čipu s Venturiho minifluidickou dýzou byl proveden CFD výpočet, který měl předem ověřit, zda při zvolené geometrii a tlakovém rozdílu by skutečně mohlo dojít ke kavitaci. Na rozdíl od zmíněných autorů, kteří pracovali pouze s polovinou Venturiho dýzy, byl v rámci návrhu uvažován plný tvar. Rozměry použité pro CFD výpočet ukazuje *obr. 3.3*. Vzhledem k plánované výrobě a sestavě čipu byl uvažován obdélníkový průtočný průřez o konstantní hloubce $0,5 \text{ mm}$. Rovné úseky kanálků byly navrženy se šířkou $3,84 \text{ mm}$, kdy pro CFD výpočet měl rovný úsek před konfuzeorovou částí dýzy délku 10 mm a za difuzorovou částí

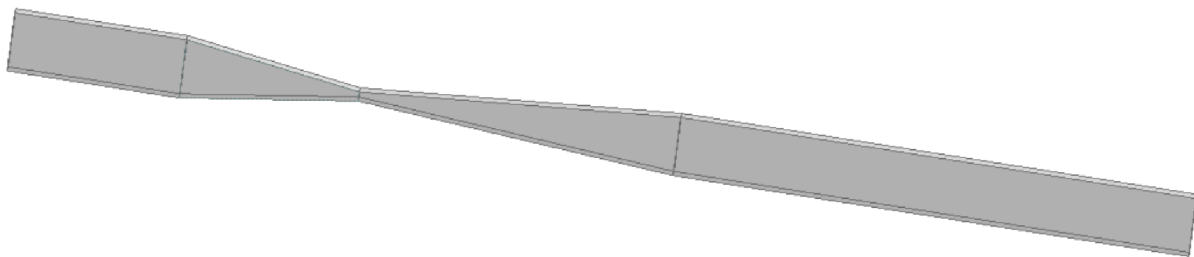
dýzy 30 mm. Konfuzor postupně zmenšoval průtočný průřez k hrdlu dýzy pod úhlem 18°, zatímco difuzor se rozevíral pozvolněji s úhlem 10°. Hrdlo dýzy mělo šířku 0,675 mm.



Obr. 3.3 – Rozměry fluidní domény (v milimetrech)

3.1.1. Tvorba geometrie

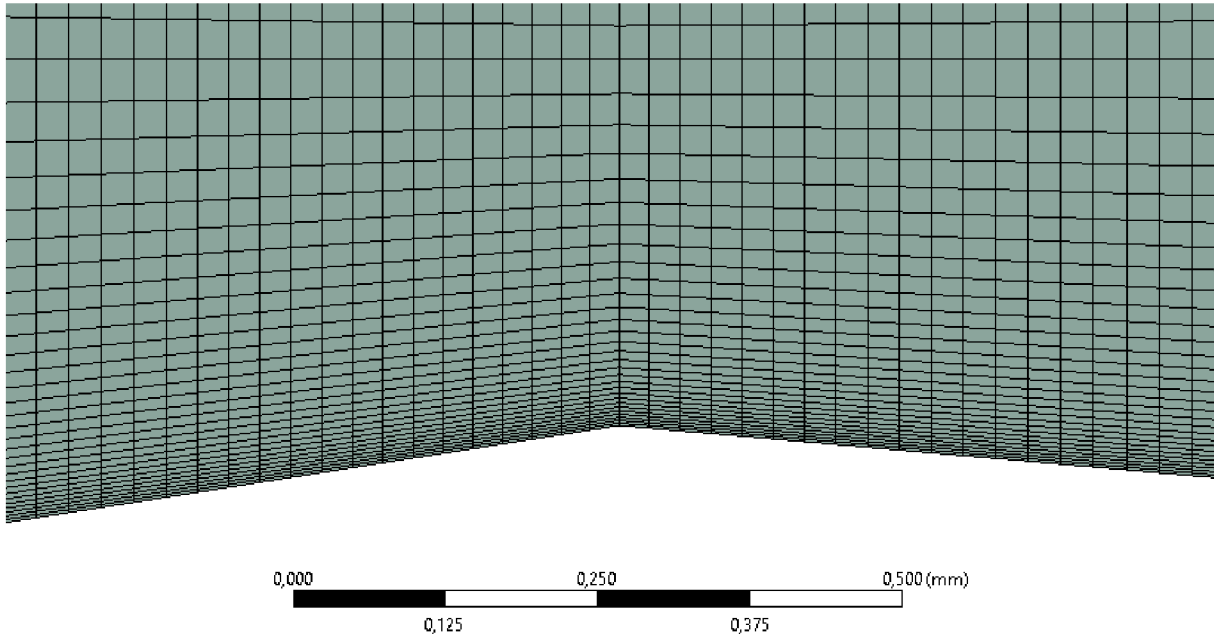
Fluidní doména byla vytvořena v programu *Ansys DesignModeler*, obr 3.4. Jednalo se o 3D geometrii bez složitější dekompozice.



Obr. 3.4 – Fluidní doména

3.1.2. Tvorba sítě

Výpočetní síť byla vytvořena v programu *Ansys Meshing*. Vzhledem k jednoduché geometrii fluidní domény bylo možné použití pouze hexahedrálních elementů. Velikost a kvalita sítě se odvíjela od zvoleného modelu turbulence SST k-omega. Model SST k-omega pro svou správnou funkci vyžaduje v ideálním případě hodnotu y^+ menší než 1, což vede obecně k velmi jemným sítím o velkém množství elementů. Konečná podoba sítě byla výsledkem několika zkušebních výpočtů a následných úprav původních sítí tak, aby byla hodnota y^+ v zájmové oblasti (oblast dýzy) možná co nejmenší. Úpravy sítě spočívaly ve zjemňování elementů směrem ke stěnám. Zjemňování elementů vede na větší hodnoty *aspect ratio*, což je jeden z parametrů kvality sítě. Příliš protáhlé elementy by mohly mít vliv na následný výpočet, stejně jako příliš velká hodnota y^+ . Aby nebyla výsledná síť příliš velká, muselo být přistoupeno ke kompromisu mezi hodnotami *aspect ratio* a y^+ . Obr. 3.5 ukazuje detail výpočetní sítě v hrdle dýzy. Finální verze sítě se skládala z 1 752 000 hexahedrálních elementů.



Obr. 3.5 – Detail výpočetní sítě v místě hrdla

3.1.3. CFD výpočet

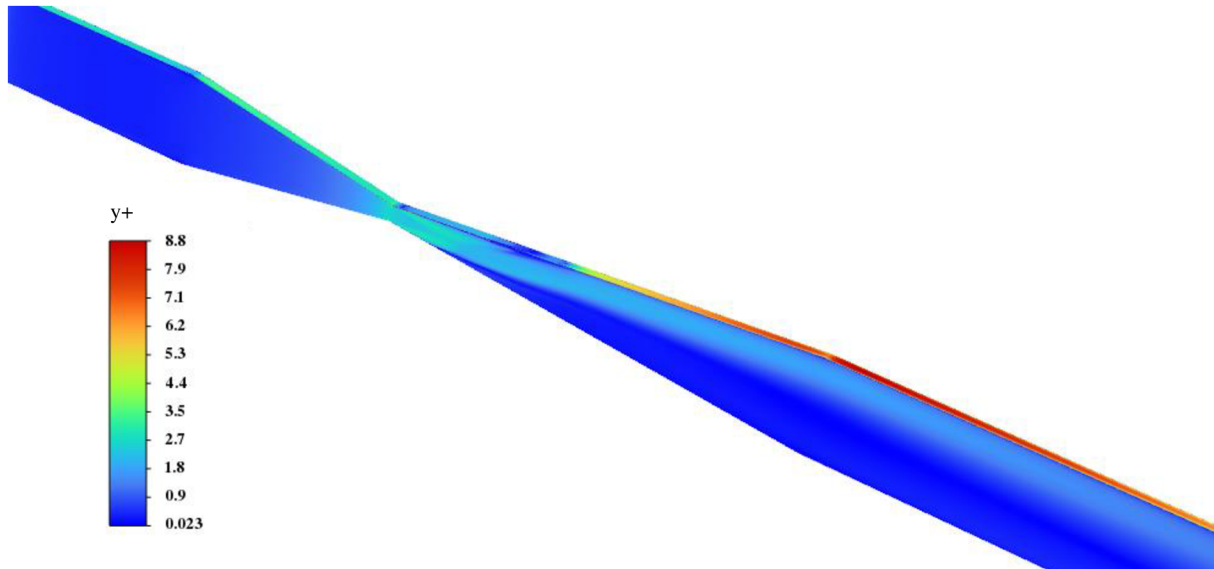
Numerická simulace proběhla v programu *Ansys Fluent*. Jednalo se o transienční vícefázový výpočet. Vícefázový model byl nastaven jako směs dvou fází, kterými byla kapalná voda a plynná vodní pára. Byl použit kavitace model Schnerr-Sauer s původními nezměněnými parametry, tj. tlak syté páry $3\,540\text{ Pa}$ a modelová konstanta $1 \cdot 10^{11}$ udávající počet bublin v určitém objemu. Byl použit model turbulence $k-\omega$ SST. Na vtok a odtok z domény byla definována intenzita turbulence a příslušný hydraulický průměr. Na vtoku byla zvolena intenzita turbulence 0 %, zatímco na odtoku byla použita hodnota 5 %. Jako okrajová podmínka na vtok a odtok z domény byl předepsán tlakový rozdíl 7 bar tak, aby byl nastaven přetlak 7 bar na vtok při ponechání tlaku atmosférického na odtoku, tj. nulový přetlak, obr. 3.6.



Obr. 3.6 – Vtok (vlevo) a odtok z domény

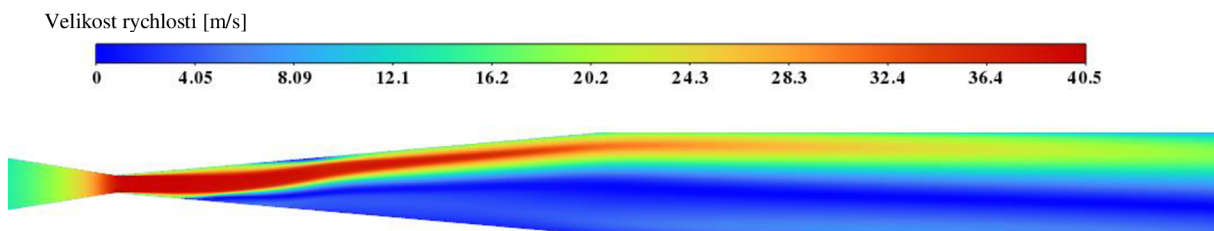
Nejprve byl proveden jednofázový stacionární výpočet, kterému předcházela hybridní inicializace. Poté byl výpočet přepnut na transienční vícefázový s časovým krokem $1 \cdot 10^{-5}$ s 20 iteracemi pro jeden časový krok. Zprvu byla u výpočtu pozorována rychlá divergence. Konvergence bylo dosaženo snížením podrelaxačních faktorů pro turbulentní viskozitu a míru vypařování z 1 na 0,5. Pro výpočet bylo zvoleno numerické schéma *SIMPLE*. Prostorová diskretizace byla zpočátku prováděna skrze *upwind druhého řádu*. Toto nastavení bylo později změněno na schéma *QUICK* pro všechny veličiny kromě tlaku, kde bylo použito schéma *PRESTO!*. Po uběhnutí 12 874 časových kroků byl výpočet ukončen a zhodnoceny výsledky. Nejprve byla zkontrolována hodnota y^+ , obr. 3.7. Hodnota y^+ se pohybovala do 5. Výjimkou

byla místa, kde vodní paprsek přiléhal ke stěně difuzoru. V těchto místech hodnota y^+ dosahovala až 8,8. Aby byly hodnoty y^+ menší, musela by být síť tvořena více elementy, což by prodloužilo dobu výpočtu, a proto byly výstupy tohoto výpočtu považovány za dostačující a nebyl spouštěn další výpočet s jemnější sítí.



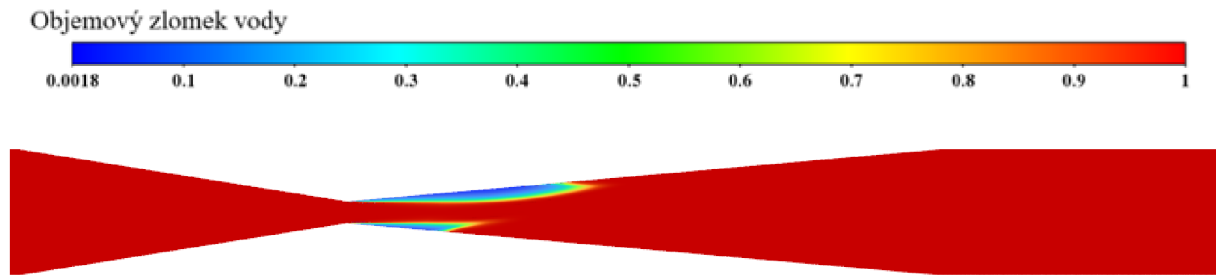
Obr. 3.7 – Kontura y^+ (3D pohled)

Z kontury velikosti rychlosti, obr. 3.8, bylo patrné přilnutí vodního paprsku z jedné ze stěn, což objasňovalo vysoké hodnoty y^+ v těchto místech. Dále simulace předpovídala vysoké rychlosti proudění v hrdle dýzy a středu vodního paprsku. Bylo možné určit hmotností průtok dýzy, který činil $12,4 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$. Hodnoty reziduí spadly pod hodnoty $1 \cdot 10^{-7}$. Proudové pole bylo ustálené a nebyly pozorovány žádné nestacionární jevy.



Obr. 3.8 – Kontura velikosti rychlosti (2D řez)

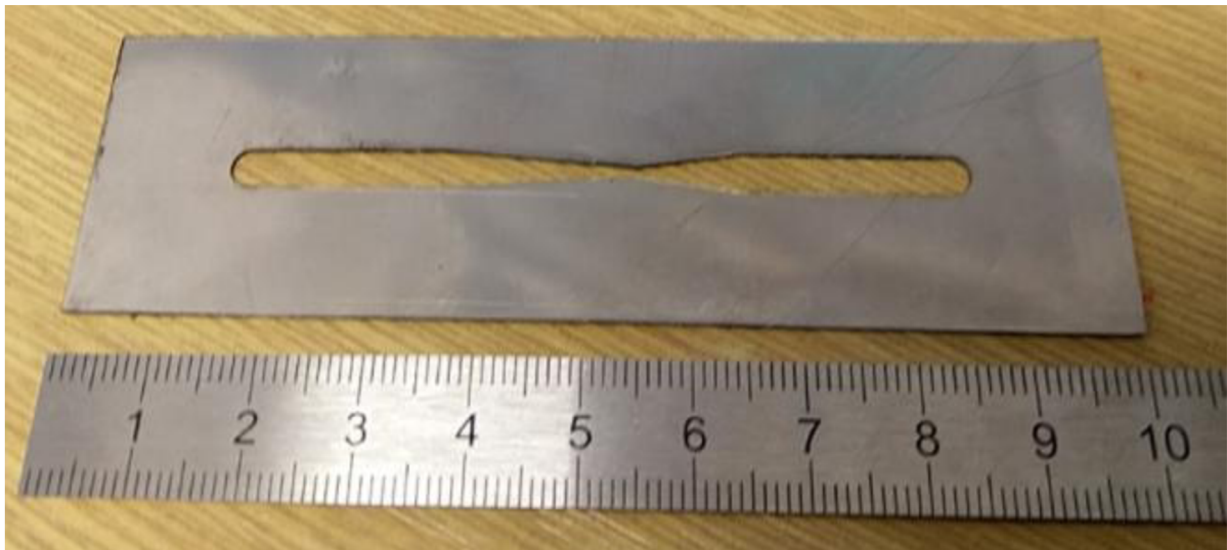
Z kontury objemového zlomku vody, obr. 3.9, byl patrný výskyt dvou kavit syté vodní páry po stranách hrdla dýzy. Kavity byly nesymetrické zřejmě působením vychýleného vodního paprsku. Při výpočtu nebyly pozorovány žádné změny délky kavit a nebyly rovněž pozorovány žádné nestacionární doprovodné jevy. Při daných okrajových podmínkách a zvolené geometrii bylo tedy možné předpokládat, že bude docházet ke kavitaci. Toto tvrzení musí být zpravidla potvrzeno experimentálně.



Obr. 3.9 – Kontura objemového zlomku vody (2D řez)

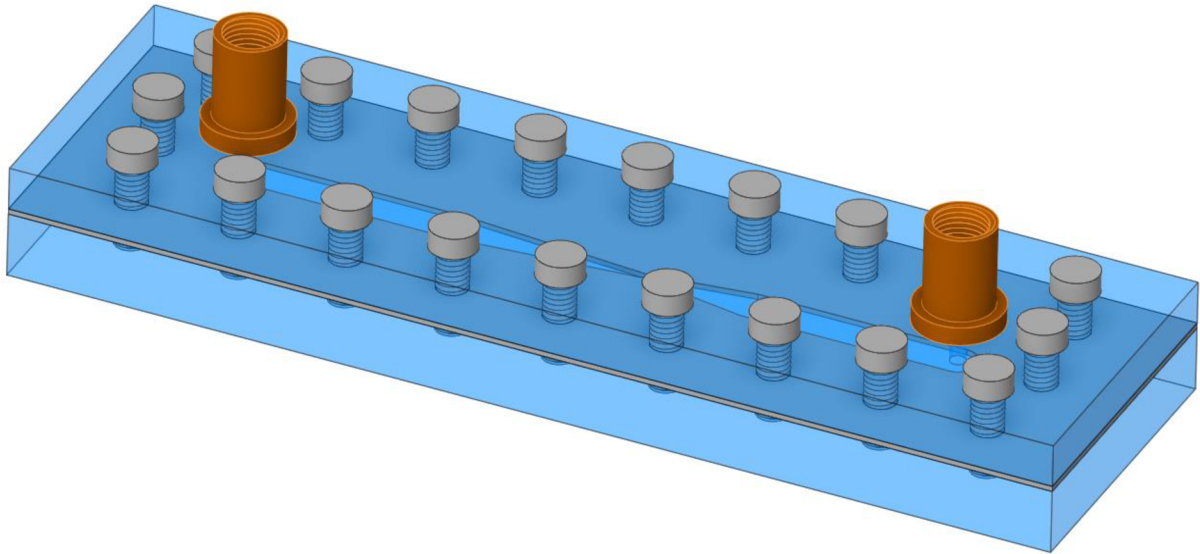
3.2. Výroba čipu

Princip sestavy čipu spočíval v sevření tenkého plechu mezi dvě PMMA desky (polymethylmethakrylát, dále pouze „plexisklo“). Plech z nerezové oceli 1.4301 a tloušťce 0,5 mm byl obroben pikosekundovým laserem *Perla 100* na Ústavu přístrojové techniky Akademie věd České republiky. Obrobený plech ukazuje *obr. 3.10*. Pro výrobu byly zvoleny jiné délky rovných úseků před a za dýzou, a to 20 mm. Průměr hrdla dýzy měl být 0,675 mm, avšak při kontrolním měření bylo zjištěno, že tomu tak není. Hrdlo dýzy bylo o něco větší, konkrétně 0,83 mm. Za odchylku může zřejmě pnutí v plechu během výroby nahromaděné a následně uvolněné. Uvolnění pnutí vedlo k deformaci, která se běžně objevuje při obrábění jakéhokoliv otvoru řezaného za pomoci laseru.



Obr. 3.10 – Obrobený plech z nerezové oceli

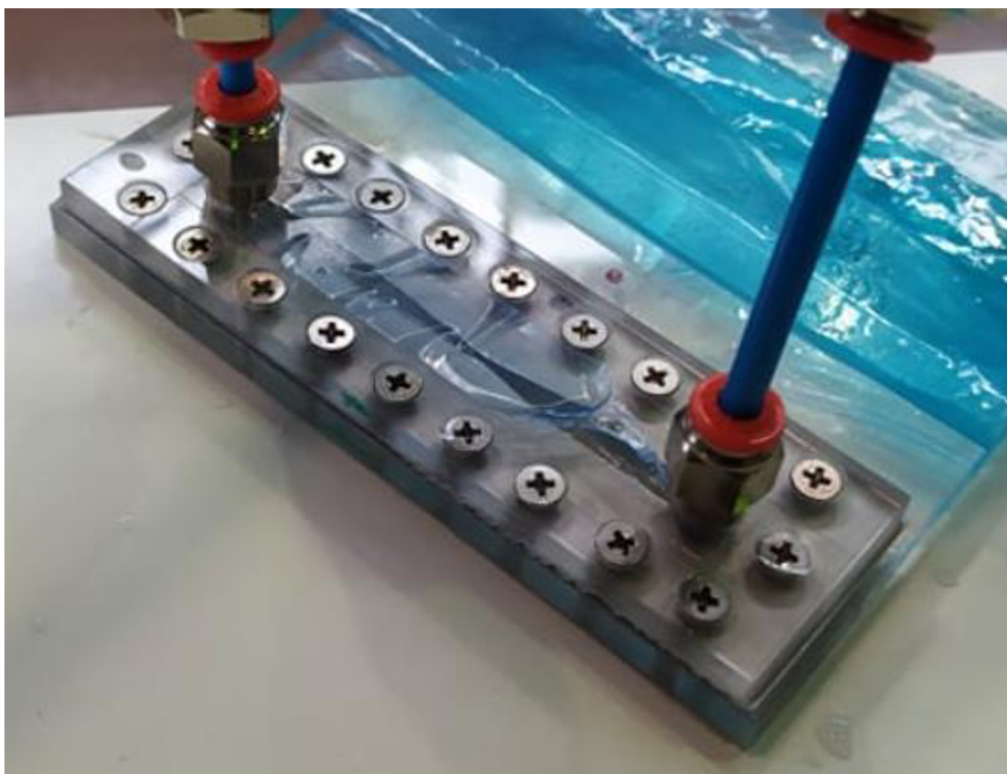
Aby povrchy plexiskla a plechu přiléhaly k sobě, bylo nutno zhladit otřepy z výroby nacházející se na jedné straně obrobeného plechu. Navíc bylo mezi desky plexiskla a plech vloženo papírové těsnění, které kopíruje tvar vyřezané části plechu. Těsnění mělo zabránit úniku kapaliny z čipu, případně nechtěnému nasávání vzduchu z okolí. Všechny tyto vrstvy byly opatřeny dírami pro šrouby a spodní část plexiskla byla navíc opatřena vnitřním závitem. Šrouby spojily všechny části sestavy pevně k sobě. Spojením všech částí vznikl v sestavě rovný kanálek obdélníkového průřezu obsahující minifluidickou Venturiho dýzu, *obr. 3.11*.



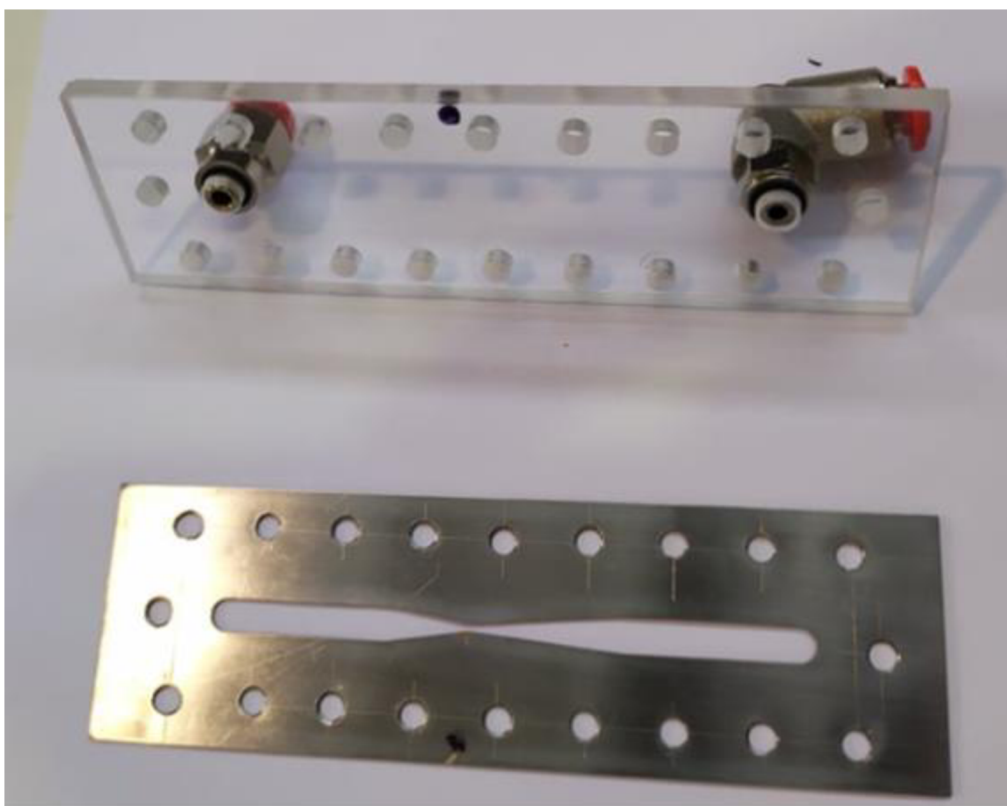
Obr. 3.11 – 3D model sestavy čipu

Dalším důležitým krokem bylo umožnění propojení čipu s hadicemi pro vstup a výstup kapaliny z kanálku. Za tímto účelem byly po stranách kanálku navrtány otvory. Byly zakoupeny nanoporty od firmy Darwin Microfluidics, které umožňují propojení mikrofluidických zařízení k fluidním obvodům. Spodní příruby Nanoporty byly nalepeny na již vyvrtané díry ve svrchní části plexiskla lepidlem Araldite 2011. Zmíněné lepidlo se v minulosti osvědčilo jako vhodný způsob pro spojení těchto částí. Po tomto posledním kroku byla kompletace čipu dokončena.

Původně byl čip navrhován pro provedení experimentu se zařízeními a v podmínkách odpovídajících mikrofluidice. To se však ukázalo jako nevhodné z hned několika důvodů. Hadičky a spojovací prvky pro mikrofluidické aplikace kompatibilní s rezervoáry, tlakovou regulací, případně jinými částmi obvodu, mají často vnitřní průměry pod milimetr, což by vzhledem k rozměrům kanálku vyrobeného čipu způsobovalo větší tlakové ztráty než čip samotný. Dostupné mikrofluidické rezervoáry mají objem pouze 50 ml. Z CFD výpočtu bylo možné předpokládat, že průtoky budou překračovat mez 10 ml/s. Tato hodnota průtoku je příliš vysoká pro použití rezervoáru s takto malými objemy. Nutnost použití větší nádoby na kapalinu vedla k přesunutí konání experimentu z lehké hydraulické laboratoře do těžké hydraulické laboratoře Odboru fluidního inženýrství Viktora Kaplana. Úprava čipu spočívala ve výměně vrchního plexiskla, které oproti předchozí verzi zajistilo propojení hadiček větších průměrů k čipu. Místo mikrofluidických nanoportů byly pro přívod a odvod kapaliny z čipu použity přímé spojky umožňující propojení hadice. Vnější závit spojovacích elementů pak byl zašroubován do vnitřních závitů, kterými bylo plexisklo opatřeno, *obr. 3.12*.



Obr. 3.12 – Upravený čip



Obr. 3.13 – Upravený čip 2

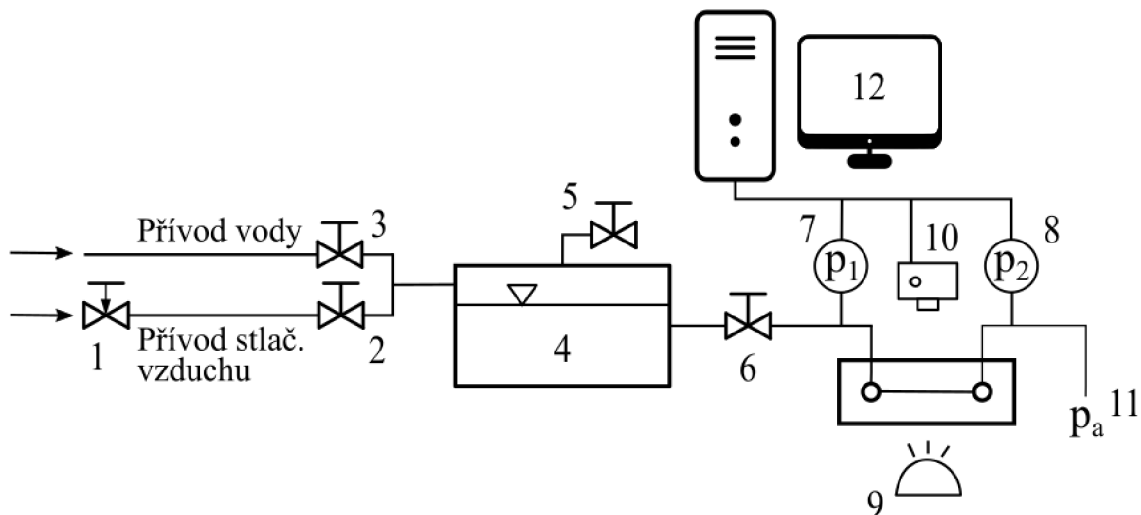
4. Experiment

Cílem experimentu bylo vytvoření hydraulické charakteristiky minifluidické Venturiho dýzy a vizualizace kavitujícího proudění uvnitř kanálku. Za tímto účelem byla sestavena měřicí trať.

4.1. Měřicí trať

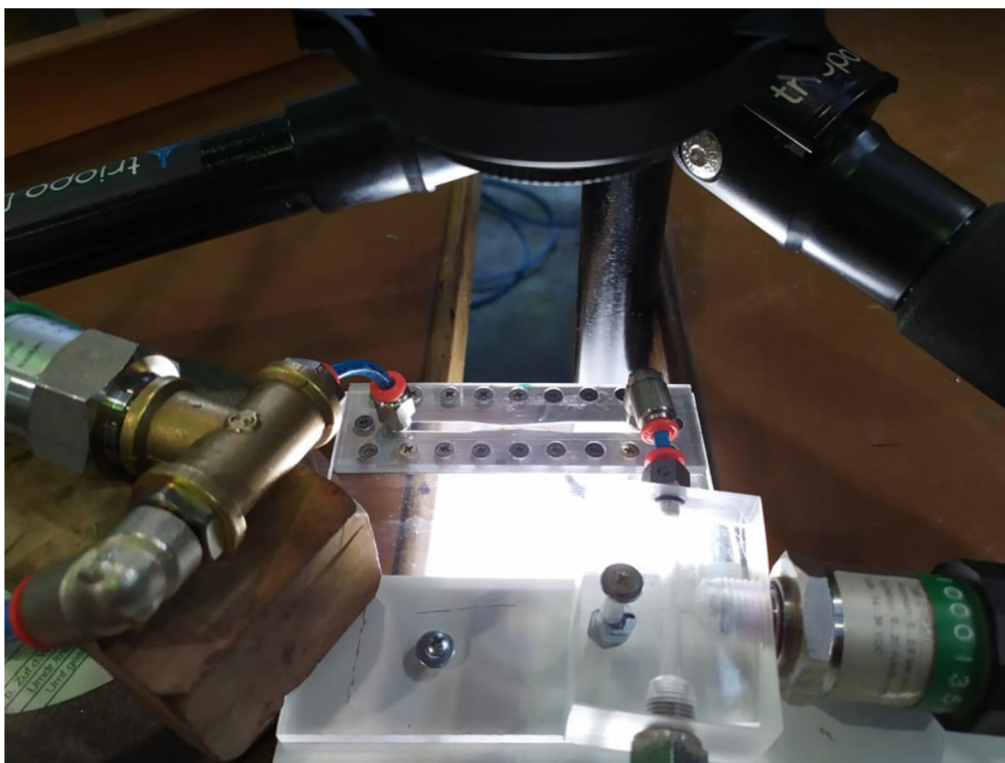
Měřicí trať se skládala z těchto částí:

- Tlaková nádoba
- Hadice
- Ventily
- Spojovací prvky
- Přívod vzduchu
- Přívod vody
- Čip
- Tlakový senzor DMP 331 – měřicí rozsah 0–2,5 bar abs., přesnost $\pm 0,25$ % z rozsahu
- Tlakový senzor DMP 331 – měřicí rozsah 0–2,5 bar abs., přesnost $\pm 0,25$ % z rozsahu
- Měřicí karta NI USB-6216
- Vysokorychlostní kamera xiB-64 – makro předsádka Raynox DCR-250, objektiv Canon EF 50 mm f/1.4 USM
- Rtuťový teploměr
- Laboratorní váha Scaltec SBC 51
- Kádinka + stopky
- PC + software XIMEA CamTool, LabVIEW

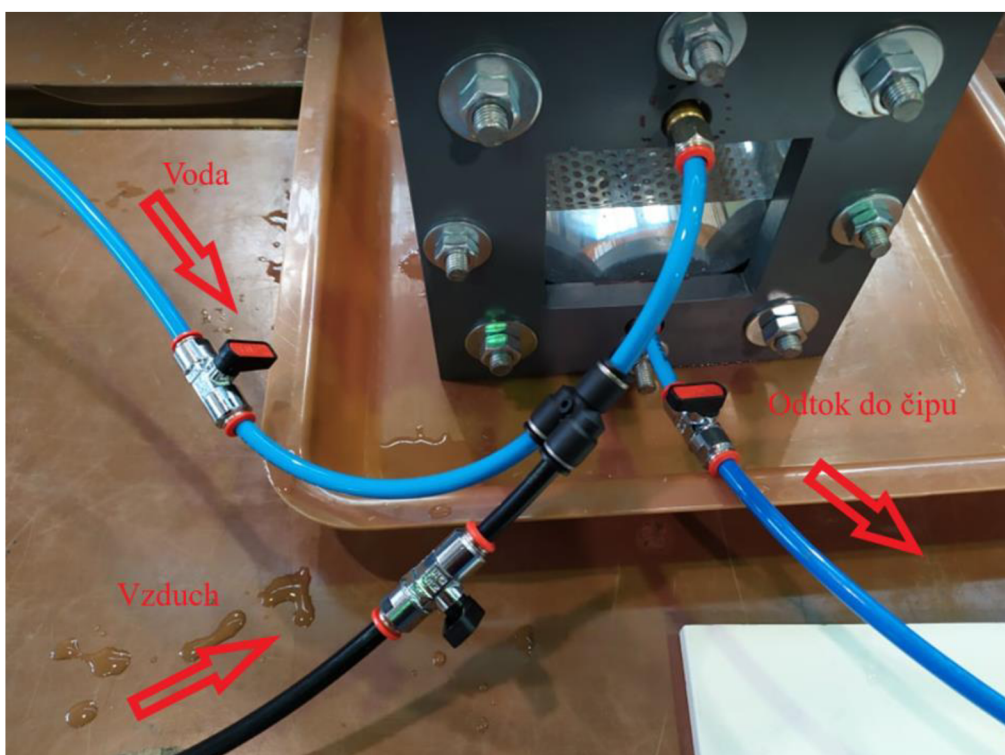


Obr. 4.1 – Schéma měřicí trati

1-redukční ventil, 2,3,6-uzavírací ventily, 4-tlaková nádoba, 5-odvzdušňovací ventil, 7,8-tlakoměry, 9-podsvícení, 10-kamera, 11-výpust' do atmosférického tlaku, 12-PC+software



Obr. 4.2 – Zapojení čipu v obvodu



Obr. 4.3 – Ventily tlakové nádoby

Stlačený vzduch byl z centrálního rozvodu vzduchu přiváděn přes redukční a uzavírací ventil do tlakové nádoby. Kohoutková voda byla do tlakové nádoby přiváděna přes uzavírací ventil. Tlaková nádoba mohla maximálně pojmout 4 l vody a maximální přetlak v nádobě nesměl překročit 6 bar. Tlaková nádoba disponovala odvětrávacím ventilem pro případ nutnosti upuštění vzduchu. Vývod z tlakové nádoby byl přes uzavírací ventil zapojen do čipu. Z čipu byl proveden vývod do atmosféry. Před a za čip byly umístěny tlakové snímače, které byly přes měřící kartu připojeny do počítače. Vysokorychlostní kamera a podsvícení bylo nastaveno tak, aby bylo viditelné proudění ve Venturiho minidyze.



Obr. 4.4 – Měřicí trať

4.2. Postup měření

Před každým měřeným bodem byla tlaková nádoba naplněna vodou do maximálního objemu. Po otevření uzavíracího ventilu začala voda proudit z tlakové nádoby do čipu, zatímco tlak v nádobě byl udržován na konstantní hodnotě zdrojem stlačeného vzduchu (kompresor, centrální rozvod stlačeného vzduchu). Po ustálení tlaku na obou snímačích byly v programu *LabVIEW* uloženy hodnoty statických tlaků za posledních 10 s. Navíc byly pořízeny snímky vizualizace proudění z vysokorychlostní kamery prostřednictvím programu *XIMEA CamTool*. Vzhledem k tomu, že nebyl k dispozici průtokoměr, který by mohl zachytit malé průtoky přítomné při experimentu, musel být měřen hmotnostní průtok trati jako podíl hmotnosti vody proteklé za určitý čas. Průtok byl měřen na konci trati za pomoci kádinky a stopky. Během 20 s byla do kádinky napuštěna voda z hadice na konci měřící trati. Hmotnost samotné kádinky byla předem známa, a proto bylo možné určit hmotnost vody, která trati protekla za daný čas. Pro každý další bod byl redukčním ventilem navýšen tlak v tlakové nádobě. Tento postup byl opakován, dokud nebylo naměřeno dostatek bodů pro vyhotovení charakteristiky. Teploměrem byla změřena teplota vody pro určení hustoty, viskozity a tlaku syté páry vody.

4.3. Zpracování dat z měření

Snímače statického tlaku měřily s vzorkovací frekvencí 250 *hz*. Hodnota výsledného tlaku byla vypočtena jako střední hodnota všech naměřených hodnot v záznamu z programu *Labview*. Při desetisekundovém záznamu o dané vzorkovací frekvenci bylo zprůměrováno vždy 2 500 hodnot tlaku pro každý snímač v jednom měřeném bodě.

Střední rychlost proudění v hrdle dýzy v_{hrdlo} lze stavit takto:

$$v_{hrdlo} = \frac{m}{S \cdot \rho \cdot \Delta t} [m \cdot s^{-1}] \quad (4.1)$$

Průtočný průřez hrdla dýzy S je dán vztahem:

$$S = a \cdot b [m^2] \quad (4.2)$$

Dosazením vztahů (4.1) a (4.2) do vztahu (1.3) lze kavitační číslo σ vyjádřit jako:

$$\sigma = \frac{2 \cdot (a \cdot b)^2 \cdot \rho \cdot \Delta t^2 \cdot (p_2 - p_v)}{m^2} [1] \quad (4.3)$$

Dosazením vztahů (4.1) a (4.2) do vztahu (4.4) lze ztrátový součinitel ξ vyjádřit jako:

$$\xi = \frac{2 \cdot (a \cdot b)^2 \cdot \rho \cdot \Delta t^2 \cdot (p_1 - p_2)}{m^2} [1] \quad (4.4)$$

Hydraulický průměr hrdla D_{hrdlo} (obdélník) je dán vztahem:

$$D_{hrdlo} = \frac{2 \cdot a \cdot b}{a + b} [m] \quad (4.5)$$

Reynoldsovo číslo Re je dáno vztahem:

$$Re = \frac{\rho \cdot D_{hrdlo} \cdot v_{hrdlo}}{\mu} [1] \quad (4.6)$$

Dosazením vztahů (4.1), (4.2) a (4.5) do vztahu (4.6) lze Reynoldsovo číslo Re vyjádřit jako:

$$Re = \frac{2 \cdot m}{\mu \cdot (a + b) \cdot \Delta t} [1] \quad (4.7)$$

kde $m [kg]$ je hmotnost vody napuštěné do kádinky, $S [m^2]$ je plocha průtočného průřezu, $\rho [kg \cdot m^{-3}]$ je hustota vody, $\Delta t [s]$ je doba měření hmotnostního průtoku, $p_1 [Pa]$ je statický tlak před dýzou, $p_2 [Pa]$ je statický tlak za dýzou, $p_v [Pa]$ je tlak sytých par při dané teplotě, $\mu [Pa \cdot s]$ je dynamická viskozita vody, $a [m]$ je šířka hrdla dýzy, $b [m]$ je výška hrdla dýzy.

Hustota vody ρ byla určena dle ITS-90:

$$\rho = 999,85308 + 6,32693 \cdot 10^{-2} \cdot t - 8,523829 \cdot 10^{-3} \cdot t^2 + 6,943248 \cdot 10^{-5} \cdot t^3 - 3,821216 \cdot 10^{-7} \cdot t^4 \text{ [kg} \cdot \text{m}^{-3}\text{]} \quad (4.8)$$

kde t [$^{\circ}\text{C}$] je teplota vody.

Tlak syté páry vody p_v byl určen ze vztahu dle Bucka:

$$p_v = 0,61121 \cdot e^{\left(18,678 - \frac{t}{234,5}\right) \cdot \left(\frac{t}{257,14+t}\right)} \text{ [kPa]} \quad (4.9)$$

kde t [$^{\circ}\text{C}$] je teplota vody.

Dynamická viskozita vody μ byla určena ze vztahu dle Vogela:

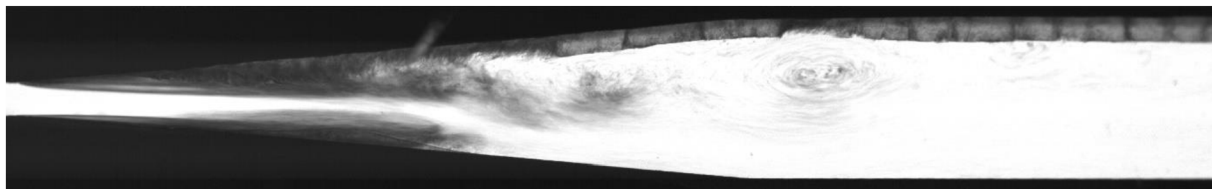
$$\mu = 10^{-3} \cdot e^{-3,7188 + \frac{578,919}{t+135,604}} \text{ [Pa} \cdot \text{s]} \quad (4.10)$$

kde t [$^{\circ}\text{C}$] je teplota vody.

Teplota vody 21°C byla změřena rtuťovým teploměrem a dále byla uvažována jako konstantní pro všechny měřené body. Pro tuto teplotu byly stanoveny hodnoty hustoty vody ρ , tlaku syté páry vody p_v a dynamické viskozity vody μ .

4.4. Výsledky prvního měření

Při první sadě měření se vyskytlo hned několik problémů. Čip byl několikrát rozebrán kvůli nevhodné poloze těsnění. Těsnění nejprve přesahovalo za hranu vnitřní části plechu a bránilo vizualizaci uvnitř kanálku, *obr. 4.5*. Jindy naopak bylo těsnění vzdáleno od hrany příliš, což zejména v oblasti hrdla zřejmě způsobovalo průtok vody skrze tenký prostor mezi plechem a plexisklem. Jako nepraktická se ukázala volba hrdla tvořeného pouze zlomem mezi konfuzorovou a difuzorovou částí. Nepřesná výroba měla za následek, že zlomy tvořící hrdlo dýzy nebyly umístěny proti sobě a hrdlo bylo tedy značně nesymetrické. Byl pozorován odklon paprsku vody, což bylo přisuzováno právě nesymetrii z výroby. Navíc se ukázalo, že tloušťka těsnění nemůže být zanedbána a její hodnota $0,05 \text{ mm}$, musí být brána v potaz. Tloušťka kanálku se tímto zvedla z $0,5 \text{ mm}$ na $0,6 \text{ mm}$.

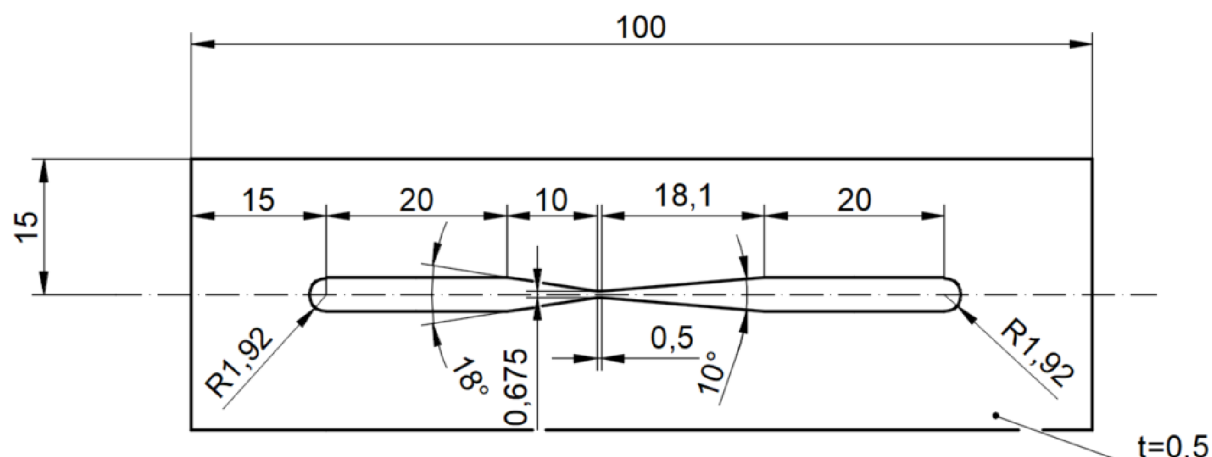


Obr. 4.5 – Snímek z vizualizace

Vzhledem k přetrvávajícím problémům při vizualizaci a nepřesnostem z výroby, bylo přistoupeno k výrobě nového plechu pro sestavení čipu.

4.5. Výroba nového čipu

Pro výrobu nového plechu bylo přistoupeno k designu Venturiho dýzy s krátkým 0,5 mm dlouhým krčkem, *obr. 4.6*. Přítomnost krčku měla usnadnit výrobu tvaru těsnění, aby při malé nepřesnosti nedocházelo k průtoku vody mimo hrdlo. Navíc měl krček zajistit lepší nasměrování paprsku vody za hrdlem.



Obr. 4.6 – Geometrie pro výrobu

Plech z nerezové oceli 1.4301 byl opracován elektroerozivním drátovým řezáním v aplikačním centru společnosti *GF Machining Solutions s.r.o.* drátovou řezačkou *AgieCharmilles CUTE 350*. Výrobní program byl nastaven tak, aby stroj drátem vyřezal tvar dýzy v pěti cyklech, přičemž při prvním cyklu se vyřízl tvar dýzy nahrubo a v následujících cyklech již bylo drátem precizně odebráno menší množství materiálu. Při výrobě bylo spotřebováno 720 m mosazného drátu o průměru 0,25 mm. Výsledná geometrie byla vyrobena s přesností na mikrometry a povrch po řezu byl velmi hladký.



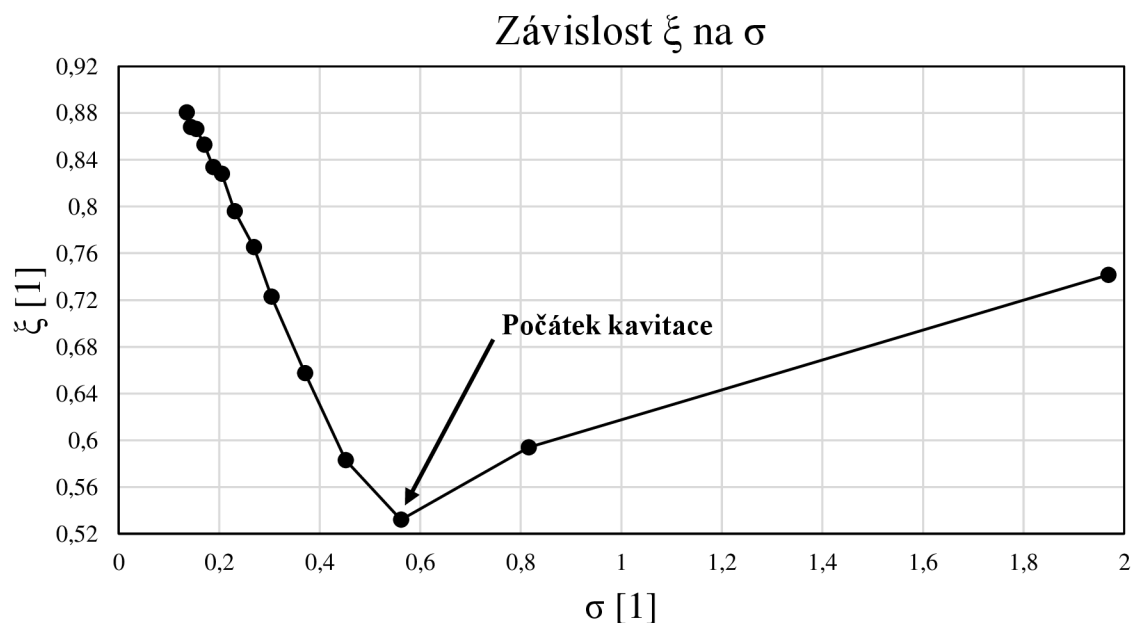
Obr. 4.7 – Výroba

Princip sestavy čipu byl naprosto stejný jako v předchozím případě. Plech byl opatřen dírami, aby mohl být vsazen mezi dvě plexisklové desky. Tentokrát byl kladen větší důraz na přesnost výroby a výsledný tvar plochého papírového těsnění, které se při předchozím experimentu ukázalo jako jeden z faktorů výrazně ovlivňující proudění v dýze. Bylo nutné, aby těsnění nezasahovalo do prostoru kanálku a nebránilo vizualizaci. Navíc nesmělo být těsnění příliš vzdáleno od hrany kanálu, aby nedocházelo k průtoku vody skrze tenkou spáru mezi plexisklem a plechem zejména v oblasti hrdla dýzy. Těsnění bylo přesně vyrobeno a celá sestava čipu mohla být opět smontována dohromady pro provedení dalších experimentů. Zbytek tratě zůstal naprosto stejný jako v předchozím experimentu.

4.6. Výsledky druhého měření

Při druhé sadě experimentů bylo naměřeno celkem 14 bodů pro vyhotovení charakteristiky minifluidické Venturiho dýzy. V každém bodě byl měřen tlak na vstupu i výstupu čipu a hmotnostní průtok. Při měření byla současně prováděna i vizualizace proudění uvnitř čipu pro každý měřený bod.

4.6.1. Charakteristika Venturiho dýzy

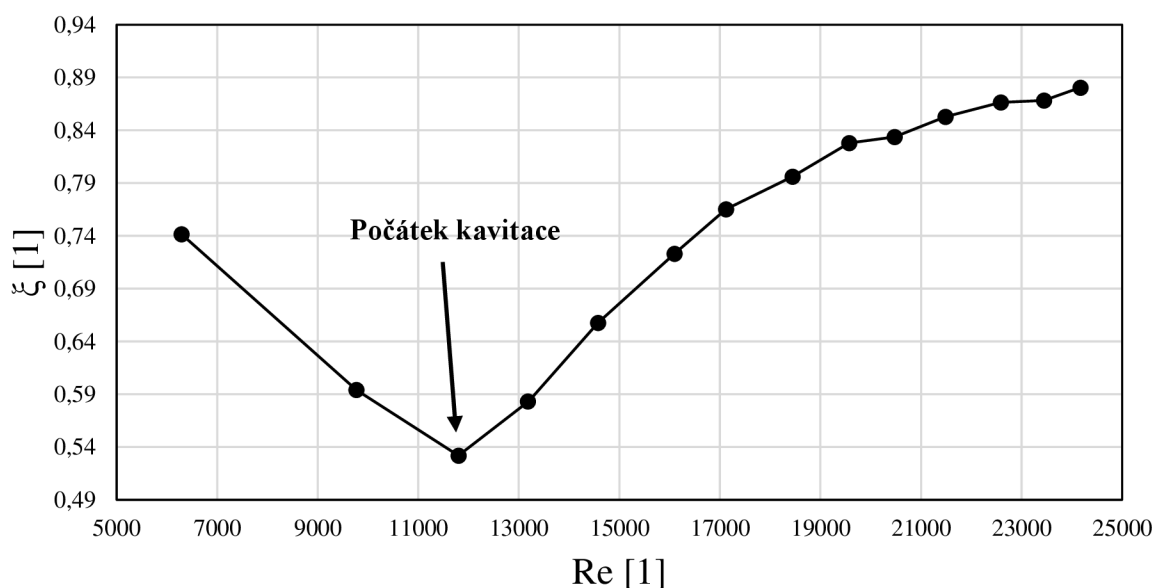


Obr. 4.8 – Charakteristika Venturiho dýzy

Charakteristika Venturiho dýzy na obr. 4.8 je závislostí ztrátového součinitele ξ na kavitačním čísle σ vypočtených dle vztahů v kapitole 4.3. Jako počátek kavitace byl uvažován třetí měřený bod. V tomto bodě byl nejmenší ztrátový součinitel a další snížení kavitačního čísla vedlo k růstu ztrátového součinitele. Skutečný počátek kavitace mohl být při o něco vyšším nebo nižším kavitačním čísle. Přesné určení počátku kavitace by vyžadovalo proměření většího množství bodů v této oblasti, což se ukázalo jako problematické vzhledem k regulaci tlaku v nádrži pomocí redukčního ventilu. Regulace tlaku v nádrži redukčním ventilem byl jediný způsob, jak docházelo při měření ke změně kavitačního čísla. Počátek kavitace byl tedy určen pouze přibližně a bylo předpokládáno, že se nacházel v blízkosti třetího měřeného bodu. Z grafu je dále zřetelný pokles ztrátového součinitele směrem od vyšších kavitačních čísel až do

počátku kavitace. Tato část grafu byla popsána pouze dvěma body. Pokles ztrátového součinitele před nástupem kavitace související s tvorbou prvních bublinek a snížením tření není nic neobvyklého a byl pozorován ve Venturiho dýzách již dříve [12]. Klesání ztrátového součinitele s poklesem kavitačního čísla by mohlo souviset s malými hodnotami Reynoldsových čísel v této oblasti, *obr. 4.9*. Mezi hodnotami Reynoldsova čísla 5 000 a 10 000 pro hydraulicky hladké potrubí hodnota délkových ztrát klesá dle Moodyho diagramu. Delší strana průtočného průřezu kanálku byla tvořena plexisklem, zatímco kratší strana do hladka obroběným plechem. Dá se tedy předpokládat, že kanálek byl dostatečně hydraulicky hladký, aby při navyšování rychlosti proudění docházelo k snižování výsledného ztrátového součinitele.

Závislost ξ na Re



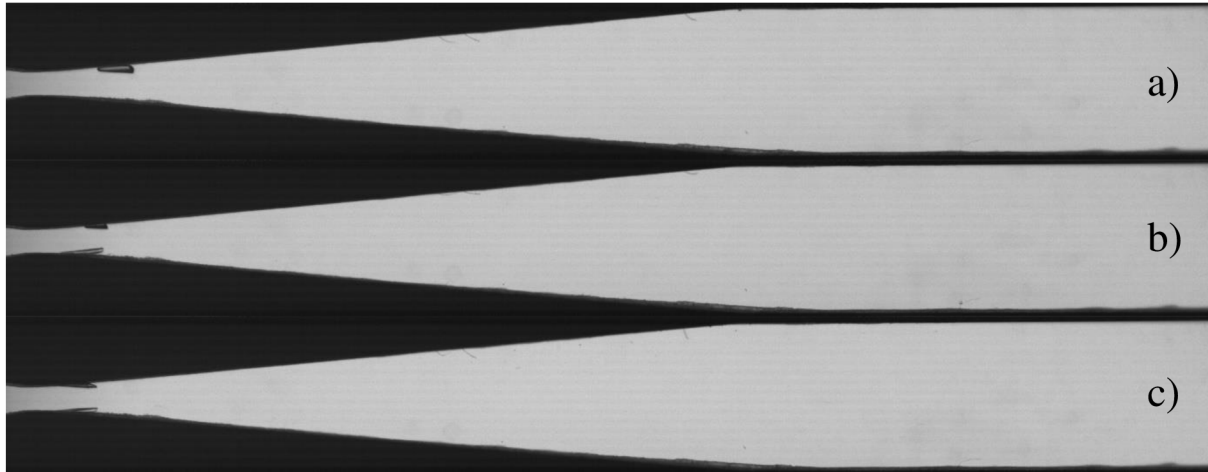
Obr. 4.9 – Závislost ztrátového součinitele na Reynoldsově čísle

Další snižování kavitačního vedlo k lineárnímu nárůstu ztrátového součinitele. Kavitace se v systému projevuje jako ztráta a ucpává difuzor dýzy. Postupným snižováním kavitačního čísla ztráta rostla, přičemž z grafu na *obr. 4.8* lze vidět postupné zvyšování hustoty bodů až k poslednímu měřenému bodu. Při měření byla snaha o měření bodů za počátkem kavitace zhruba po 0,5 bar. Při dalším zvyšování tlaku před dýzou by eventuelně mohlo dojít k tomu, že by další snižování kavitačního čísla již nebylo možné, protože by došlo k superkavitaci. Ztrátový součinitel by přitom déle stoupal vzhledem k zvětšujícímu se tlaku před dýzou. Rozsah měření byl limitován maximálním přetlakem přípustným pro tlakovou nádobu (6 bar). Během měření byl slyšitelný hluk související s kavitací. S klesajícím kavitačním číslem intenzita hluku narůstala.

4.6.2. Vizualizace proudění

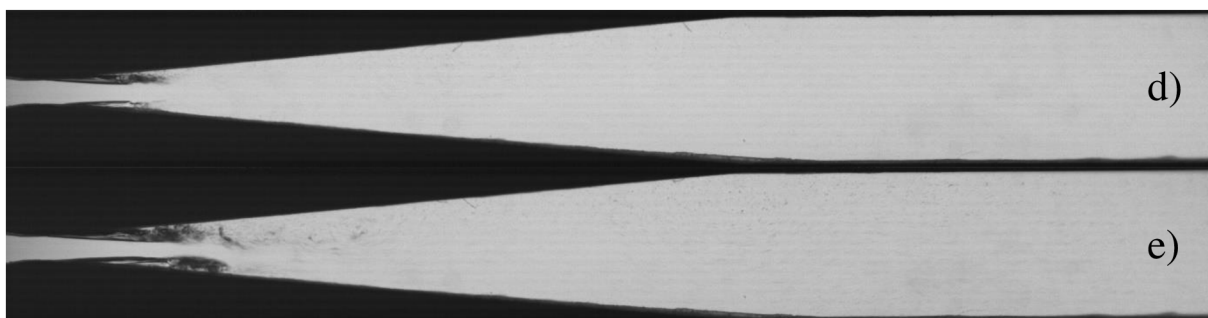
V každém ze 14 měřených bodů byla pořízena vizualizace kavitujícího proudění uvnitř čipu. Konkrétně se vždy jednalo o 6 000 snímků během 3 sekund (2000 fps). Nastavení kamery bylo vždy stejné, aby bylo možné jednotlivé body mezi sebou následně porovnávat. *Obr. 4.10* ukazuje snímky z prvních tří měřených bodů s nejvyššími kavitačními čísly. Jedná se o oblast měření před nástupem kavitace, kdy ztrátový součinitel plynule klesá se snižujícím se

kavitačním číslem. Ve všech třech snímcích (*a*, *b*, *c*) je přítomna jedna nebo dvě malé kavity, které nepatrně kmitají po délce kanálku za občasného uvolnění bublinek syté páry nebo jiného plynu. Kavity jsou poměrně stálé a udržují si po celou dobu vizualizace svou délku a pozici v dýze.



Obr. 4.10 – Vizualizace nástupu kavitace, a) $\sigma = 1,969$, b) $\sigma = 0,816$, c) $\sigma = 0,562$

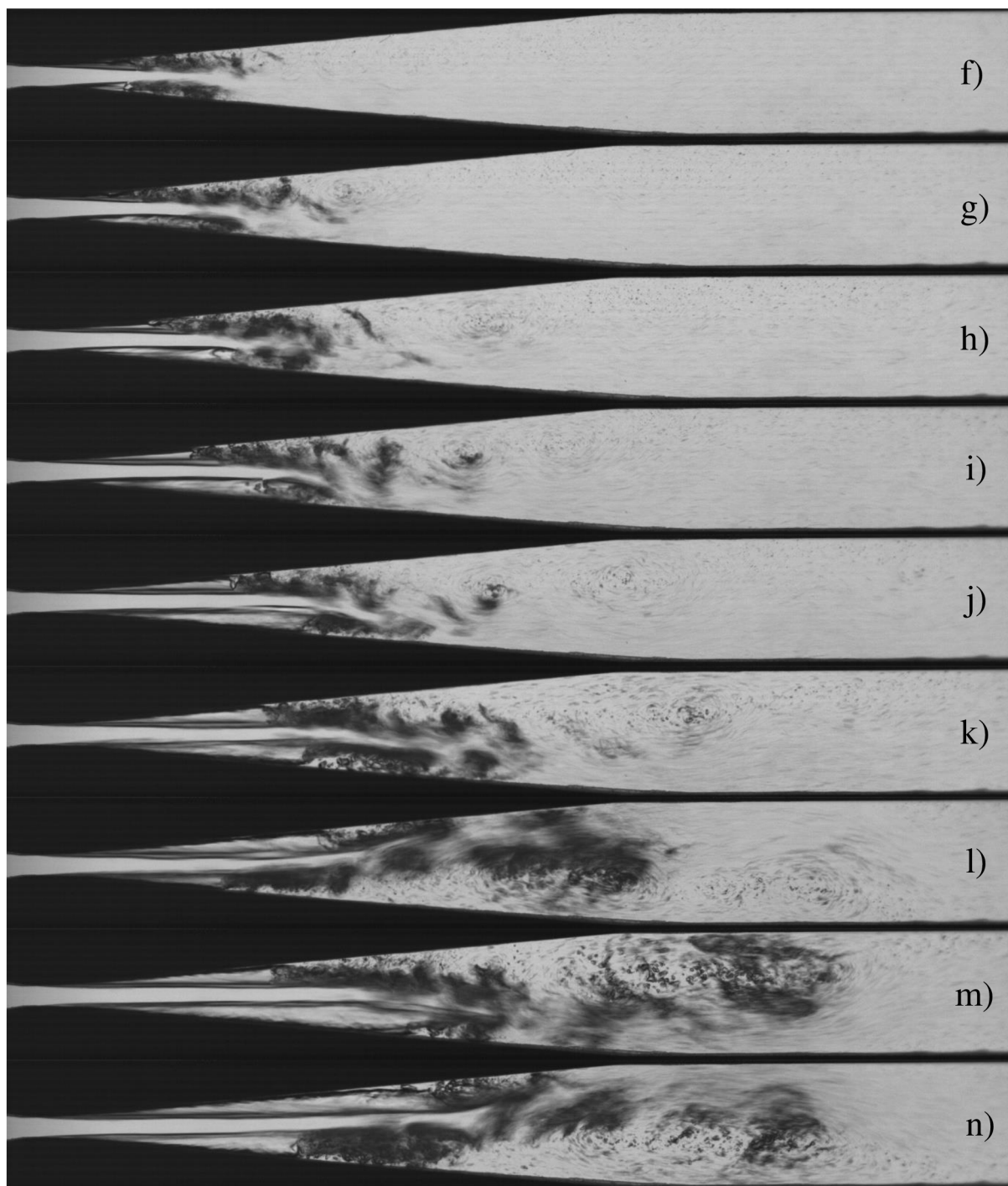
Dalším rozlišitelným režimem přítomným ve Venturiho dýze byla částečná kavitace. Tento režim by byl v tomto konkrétním případě viditelný na vizualizaci pro měřené body *d* a *e*, *obr. 4.11*. Jsou zde viditelné kavity vyplněné sytou vodní parou. Kavity jsou nestálé, kmitají po délce kanálku a v některé okamžiky se zcela vytráčí. Na snímcích je vyobrazen moment, kdy měly kavity největší délku. V momentě, kdy kavity dosáhly největší délky, bylo možné pozorovat oddělení mraku bublin, načež se kavity začaly smršťovat a celý děj se pak periodicky opakoval. V bodě *e* lze již pozorovat mírné zahnutí vodního paprsku mezi kavitami. Je nutno dodat, že děje doprovázející kavitaci jsou obecně velmi dynamické a pořízení 2 000 snímků za sekundu se zdálo jako nedostačující, obzvláště potom při nižších kavitačních číslech.



Obr. 4.11 – Vizualizace částečné kavitace, d) $\sigma = 0,452$, e) $\sigma = 0,371$

Snímky na *obr. 4.12* jsou již všechny považovány za plně vyvinutou kavitaci. Snímky byly stejně jako v předchozím případě vybrány tak, aby byly kavity vyobrazeny při jejich maximální délce. Kavity opět kmitaly po délce kanálku, přičemž se periodicky zkracovala a navyšovala jejich délka zhruba o polovinu. Nikdy nedošlo k úplnému smrštění kavity až k hrdlu dýzy jako tomu bylo v předchozím případě částečné kavitace. Lze si všimnout, že kavity měly rozdílnou délku a celé dění v dýze bylo značně nesymetrické. Vodní paprsek mezi kavitami byl vychylován od osy dýzy. Vychýlení paprsku se zprvu zdálo být dáno konstrukčními nepřesnostmi apod., nicméně snímky ukazují, že byl paprsek vychýlen v některých měřených bodech na jednu stranu, a jiných měřených bodech na stranu druhou. Navíc bylo během měření

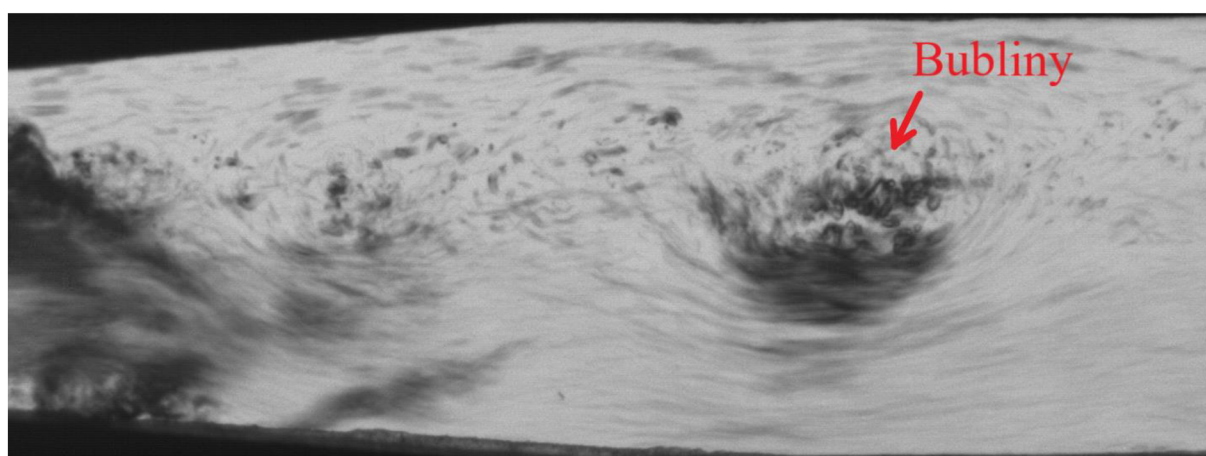
registrováno náhodné přeskakování paprsku od jedné stěny k druhé, což naznačuje, že by tento jev mohl souviset s jinými ději vyskytujícími se při proudění v kanálku a nemusel by nutně souviset s nedokonalostmi geometrie kanálku např. v místě hrdla dýzy. V úplavu za difuzorem byly zřetelně viditelné poměrně velké víry tvořené směsí vody a bublin syté vodní páry, které byly periodicky odtrhávány z pulzujících kavit a unášeny proudem.



Obr. 4.12 – Vizualizace plně vyvinuté kavitace, f) $\sigma = 0,304$, g) $\sigma = 0,269$, h) $\sigma = 0,231$, i) $\sigma = 0,206$, j) $\sigma = 0,188$, k) $\sigma = 0,171$, l) $\sigma = 0,155$, m) $\sigma = 0,144$, n) $\sigma = 0,135$

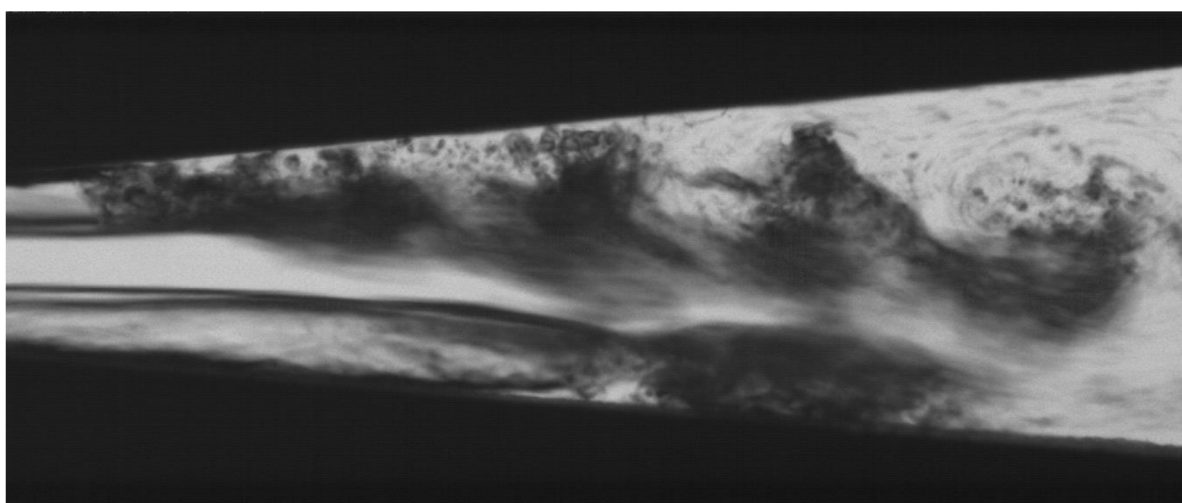
Proudění ve Venturiho dýze bylo při experimentech zřejmě významně ovlivněno přítomností Kelvin-Helmholtzovy nestability. Ke Kelvin-Helmholtzově nestabilitě obecně dochází na

rozhraní dvou tekutin o různých hustotách pohybujících se různými rychlostmi. Toto rozhraní by se nacházelo v případě kavitujícího proudění v minifluidické Venturiho dýze mezi vodním paprskem vycházejícím z hrdla dýzy a kavitou syté vodní páry. Všudypřítomné bubliny syté páry nebo jiných plynů v úplavu do určité míry napomohly odhadnout směry rychlostí proudění v dýze a lépe porozumět jevům nacházejícím se v proudovém poli, navzdory tomu, že časový interval mezi jednotlivými snímky (0,5 ms) se zdá být příliš dlouhý. Obzvláště pak při nižších kavitacních číslech byly mraky bublin na snímcích dobře viditelné, a proto byl další popis proudění vztážen k bodu m s kavitacním číslem $\sigma = 0,144$. Pokud byly bubliny v proudovém poli jasně viditelné, bylo možné usuzovat, že rychlosti proudění jsou v tomto místě nižší. Oproti tomu místa na snímcích, která byla vidět rozmazaně nebylo možné kamerou kvalitně vizualizovat kvůli velkým rychlostem proudění. Nejvyšší rychlosti byly pochopitelně pozorovány ve vodním paprsku, naopak nejnižší rychlosti se nacházely v jádrech vírů, kde jsou jasně zřetelné bubliny syté páry vody, *obr. 4.13*.



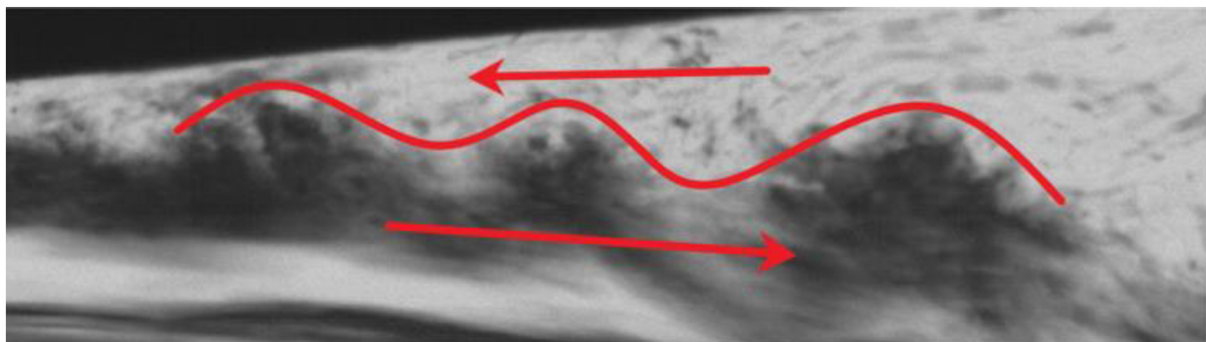
Obr. 4.13 – Detail víru, $\sigma = 0,144$

V minifluidické Venturiho dýze byla hned dvě rozhraní mezi vodním paprskem a kavítami syté páry. Přítomnost smykových rychlostí rozkmitala vodní paprsek, který následně přilehl k jedné ze stěn dýzy, kde pokračoval v kmitavém pohybu napříč kanálkem. Zajímavou oblastí byla část difuzoru s kratší kavítou, *obr. 4.14*. S velkou pravděpodobností tady docházelo ke zpětnému proudění kolem stěny kanálku. Zpětné proudění je při kavitaci označováno jako „re-entrant jet“.



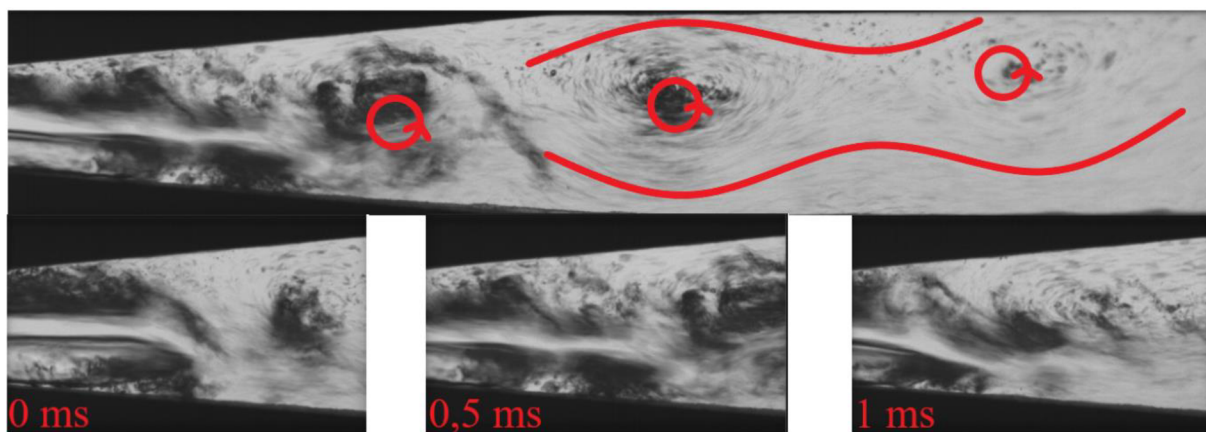
Obr. 4.14 – Detail úplavu menší kavity, $\sigma = 0,144$

Tento zpětný proud se oddělí z hlavního proudu obtékajícího kavitu a začne vnikat mezi kavitu a stěnu kanálku. Kavita je „nadzvednuta“ od stěny kanálku a eventuálně dojde k odtržení její koncové části. Kavita poté znovu doroste do předchozí délky a celý proces se periodicky opakuje. Re-entrant jet zamezoval růstu kavit nad určitou délkou a periodicky odebíral její koncové části, které se rozpadly na mrak bublin a byly dále unášeny vodním paprskem. Re-entrant jet tvořený převážně vodou se setkává s mraky bublin odtrženými z kratší kavit. Rozdílné hustoty a rychlosti byly dalším místem pro vznik Kelvin-Helmholtzovy nestability, obr. 4.15.



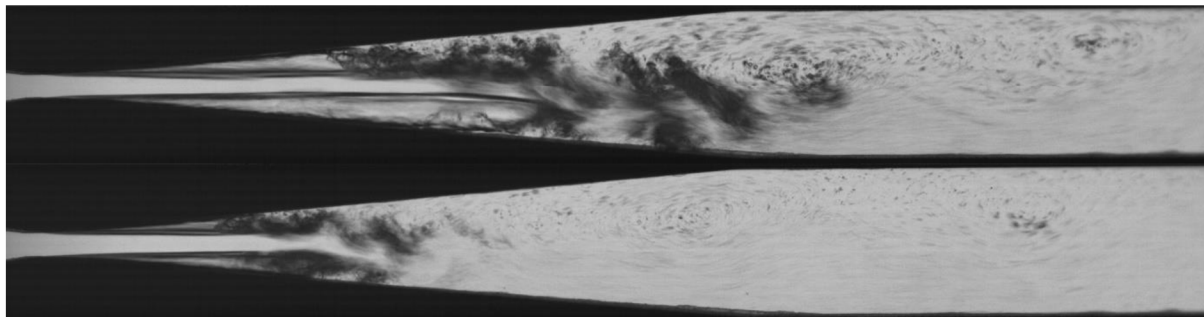
Obr. 4.15 – Vznik Kelvin-Helmholtzovy nestability, $\sigma = 0,144$

Na některých snímcích z vizualizace bylo možno pozorovat vlnění na rozhraní vodního paprsku a mraku bublin. Směs vody a bublin vodní páry se dále sbalila do víru a odplula pryč mimo záběr vysokorychlostní kamery. Množství bublin ve víru se postupně po proudu snižovalo, když bubliny kolabovaly v místech s vyšším tlakem. Na obr. 4.16 lze vidět hned několik vírů v úplavu za difuzorem dýzy a postupný úbytek bublin v jádru víru. Ve spodní části obrázku je vyobrazen konec delší kavit. I zde docházelo k odtrhávání konce kavit působením re-entrant jetu. Tři časové okamžiky ukazují postupné nadzvednutí kavit od stěny, odtržení koncové části kavit a následný kolaps odtržené části dále po proudu.



Obr. 4.16 – Kolaps bublin a re-entrant jet, $\sigma = 0,144$

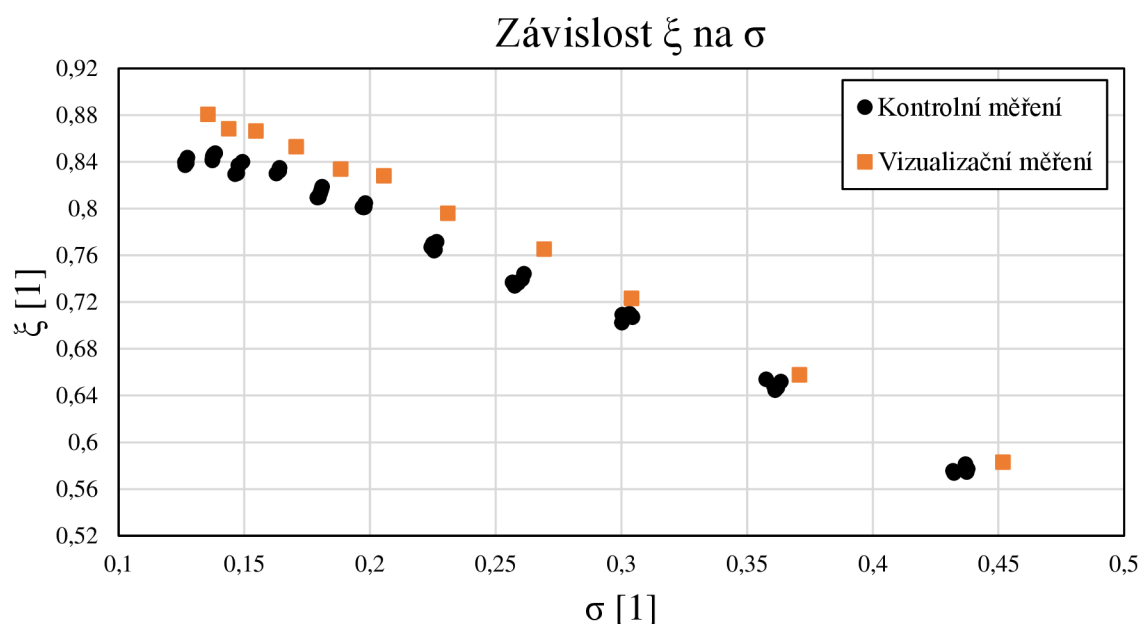
Dalším jevem, který bylo možné ve vizualizaci pozorovat, bylo zkracování a prodlužování kavit. Kromě periodického úbytku koncových částí kavit, bylo zřetelné poměrně významné zkracování a prodlužování délky kavit podél stěn difuzoru. Na obr. 4.17 je vyobrazen snímek z vizualizace v jiném časovém okamžiku pro stejné kavitační číslo. Je zde patrné smrštění kavit o více než polovinu. Děj se zdál být nahodilý bez periodického opakování.



Obr. 4.17 – Rozdíl v délce kavit pro stejné kavitační číslo, $\sigma = 0,144$

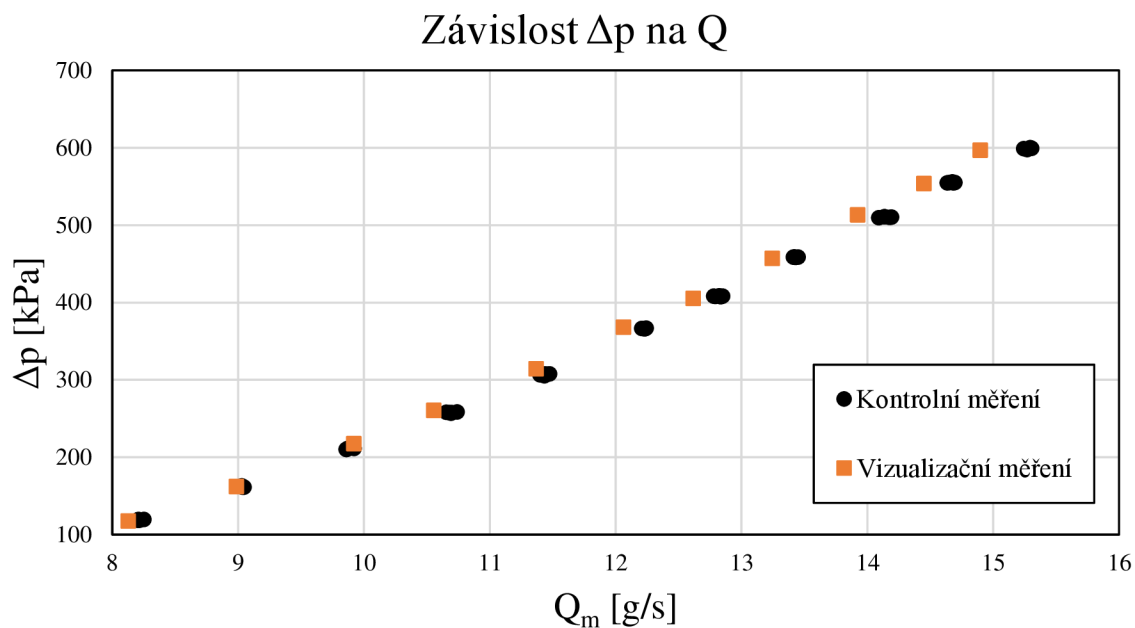
4.7. Nejistoty měření

Aby bylo možné vyjádřit s jakou přesností měření charakteristiky minifluidické Venturiho dýzy probíhalo, bylo provedeno ještě jedno kontrolní měření, kdy bylo změřeno 11 bodů charakteristiky. Měření každého bodu probíhalo 5krát, aby mohly být určeny nejistoty typu A. Měřené body nebyly totožné s body z předchozího vizualizačního měření vzhledem k problematickému nastavení stejných parametrů pomocí redukčního ventilu. Měření byly body pouze v kavitační oblasti v rozsahu od 3 bar do 6 bar. Pro zvětšení přesnosti měření hmotnostního průtoku, byl průtok měřen 40 s místo předchozích 20 s. Graf na obr. 4.18 ukazuje charakteristiku Venturiho dýzy pro kontrolní a vizualizační měření. Byl pozorován mírný pokles ztrátového součinitele při zachování lineárního trendu.



Obr. 4.18 – Srovnání dat z měření, ξ a σ

Odchylka byla přisuzována především chybě v objemovém měření, kdy charakter měření měl tendenci k naměření vždy menšího průtoku. Při manipulaci s hadicí při počátku měření a konci měření byla s velkou pravděpodobností přítomna hmotnostní ztráta, která by vysvětlovala výsledný pokles ztrátového součinitele. Z hmotnostního průtoku byly počítány obě proměnné v charakteristice Venturiho dýzy, tj. ztrátový součinitel ξ a kavitační číslo σ . Vyšší hodnoty průtoku znamenaly i vyšší hmotnostní ztráty, což je dobře patrné ze závislosti tlakového rozdílu Δp na hmotnostním průtoku Q_m , graf obr. 4.19. Při vizualizačním měření byl hmotnostní průtok průměrován z doby plnění kádinky 20 s. Při předpokladu stejné doby reakce na přesun hadice při začátku a konci měření je výsledná hmotnostní ztráta vyšší při vyšších průtocích hadicí. Vyšší doba měření hmotnostního průtoku u kontrolního měření (40 s) měla za následek přesnější určení hmotnostního průtoku oproti vizualizačnímu měření. Doba měření hmotnostního průtoku při vizualizačním měření musela být kratší, aby nedošlo k vyprázdnění tlakové nádoby před uplynutím daného měřicího času.



Obr. 4.19 – Srovnání dat z měření, Δp a Q_m

4.7.1. Nejistota typu A

Nejistoty typu A byly určeny pro kontrolní měření, kdy byl každý bod měřen 5krát. Byly určeny nejistoty měření pro kavitační číslo σ a ztrátový součinitel ξ .

Z naměřených dat byla určena střední hodnota \bar{x} pro každý měřený bod dle vztahu:

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (4.11)$$

kde x_i je hodnota veličiny pro i -té měření, m je počet měření.

Dále byla určena směrodatná odchylka u_A dle vztahu:

$$u_A = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \quad (4.12)$$

kde x_i je hodnota veličiny pro i -té měření, N je počet měření, \bar{x} je střední hodnota veličiny v daném bodě.

4.7.2. Nejistota typu B

Nejistota typu B byla vypočtena z nepřesnosti měřící techniky, tj. tlakových snímačů a váhy.

Nejprve bylo nutné určit nejistoty typu B pro měřící techniku, tj. nejistota typu B pro tlakový snímač před dýzou u_{Bp_1} , nejistota typu B pro tlakový snímač za dýzou u_{Bp_2} a nejistota typu B pro měření hmotnosti na váze u_{Bm} :

$$u_{Bp_1} = 2\,500 \text{ [Pa]}$$

$$u_{Bp_2} = 625 \text{ [Pa]}$$

$$u_{Bm} = 0,01 \text{ [g]}$$

Nejistota typu B pro kavitační číslo σ je dána vztahem:

$$u_{B\sigma} = \sqrt{\left(\frac{\partial\sigma}{\partial p_2} \cdot u_{Bp_2}\right)^2 + \left(\frac{\partial\sigma}{\partial m} \cdot u_{Bm}\right)^2} \quad (4.13)$$

$$u_{B\sigma} = \sqrt{\left(\frac{2 \cdot S^2 \cdot \rho \cdot \Delta t^2}{m^2} \cdot u_{Bp_2}\right)^2 + \left(-\frac{4 \cdot (p_2 - p_v) \cdot S^2 \cdot \rho \cdot \Delta t^2}{m^3} \cdot u_{Bm}\right)^2}$$

Nejistota typu B pro ztrátový součinitel ξ je dána vztahem:

$$u_{B\xi} = \sqrt{\left(\frac{\partial\xi}{\partial p_1} \cdot u_{Bp_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial\xi}{\partial p_2} \cdot u_{Bp_2}\right)^2 + \left(\frac{\partial\xi}{\partial m} \cdot u_{Bm}\right)^2} \quad (4.14)$$

$$u_{B\xi} = \sqrt{\left(\frac{2 \cdot S^2 \cdot \rho \cdot \Delta t^2}{m^2} \cdot u_{Bp_1}\right)^2 + \left(-\frac{2 \cdot S^2 \cdot \rho \cdot \Delta t^2}{m^2} \cdot u_{Bp_2}\right)^2 + \left(-\frac{4 \cdot (p_1 - p_2) \cdot S^2 \cdot \rho \cdot \Delta t^2}{m^3} \cdot u_{Bm}\right)^2}$$

4.7.3. Výsledná nejistota měření

Výsledná nejistota měření u_C je dána vztahem:

$$u_C = \sqrt{u_A^2 + u_B^2} \quad (4.15)$$

Při uvažování pouze nahodilých a systematických nejistot (A a B), kdy je celková nejistota dána pouze statistickým zpracováním pěti naměřených bodů a třídou přesnosti použitých měřících přístrojů, byla při kontrolním měření naměřena největší nejistota v bodě s nejmenším kavitačním číslem. V tomto bodě bylo vypočteno z naměřených hodnot kavitační číslo a ztrátový součinitel:

$$\sigma = 0,435 \pm 0,003$$

$$\xi = 0,576 \pm 0,013$$

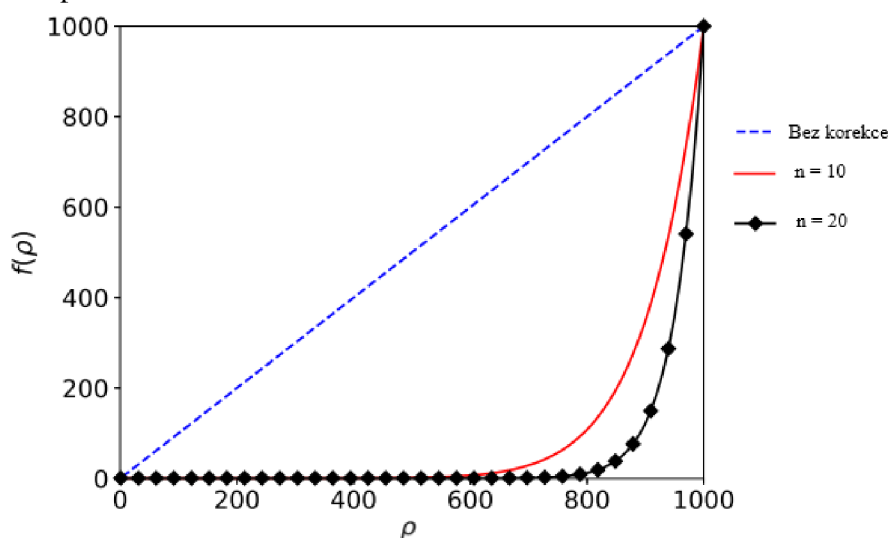
Při určení nejistoty měření byla zanedbána objemová ztráta při měření, která zřejmě se zvyšujícím se průtokem rostla, což mohlo zapříčinit odchylku od kontrolního měření. Přesnost měření průtoku byla silně ovlivněna délkou měření, kdy chyba měření postupně klesala s rostoucí délkou měření. Objem tlakové nádoby omezoval délku měření, a proto nebylo možné chybu více minimalizovat. Nejvyšší výsledná nejistota kontrolního měření byla pochopitelně v bodě s nejmenším průtokem, kde byla naměřena nejnížší hmotnost kapaliny za daný čas. V tomto bodě je pak chyba vážení vody nejvyšší a způsobí navýšení nejistoty typu B. Je nutno mít na paměti, že jisté chyby mohlo být dopuštěno při určení průměru hrdla dýzy. V takto malých rozměrech je výsledná hodnota kavitačního čísla i ztrátového součinitele velmi náchylná na sebemenší geometrické nepřesnosti. Hloubka kanálku byla dána tloušťkou plechu, nicméně k této hodnotě byly později přičteny hodnoty tloušťek těsnění. Tloušťka těsnění zvýšila hloubku kanálku o $0,1\text{ mm}$, což je vůči tloušťce plechu $0,5\text{ mm}$ navýšení o 20% . Pokud se čip při provozu i nepatrně deformoval, mohlo dojít k mírné změně vnitřní geometrie a navýšení chyby při určení hledaných veličin.

4.8. Srovnání s CFD

V následující kapitole byly výsledky experimentů srovnávány s výpočetním modelováním proudění v programu *Ansys Fluent*.

Kavitace je velmi dynamický a nestálý jev. Raynoldsovsky středované Navier-Stokesovy modely (RANS) jsou nejčastější volbou při výpočtovém modelování proudění vzhledem k jejich přesnosti a délce trvání výpočtu. Typickými zástupci těchto modelů jsou modely turbulence $k-\omega$, $k-\varepsilon$ a jejich další formy. Tyto modely při výpočetním modelování vícefázového proudění produkují nadbytek turbulentní viskozity v kavitační oblasti, a tím potlačují nestacionární jevy, jakým je např. „re-entrant jet“. Re-entrant jet je jeden z hlavních mechanismů rozpadu kavitujícího proudění a jeho potlačení při CFD vede k značným rozdílům od skutečnosti.

Delgosa a kol. (2003) [26] navrhli korekci, graf *obr. 4.20*, pro modely turbulence $k-\omega$ a $k-\varepsilon$ snižující turbulentní viskozitu v kavitační oblasti. Korekce snižuje turbulentní viskozitu v závislosti na parním zlomku ve směsi vody a vodní páry. Tato korekce byla použita i v této diplomové práci pro model turbulence $k-\omega$ SST.



Obr. 4.20 – Korekce turbulentní viskozity [27]

Korekce $f(\rho)$ [$kg \cdot m^{-3}$] je dána vztahem [26]:

$$f(\rho) = \rho_V + \alpha^n(\rho_L - \rho_V) [kg \cdot m^{-3}] \quad (4.16)$$

kde α^n [1] je objemový zlomek kapaliny ve směsi (hodnota 1 pro čistou kapalinu, 0 pro sytou páru kapaliny), ρ_V [$kg \cdot m^{-3}$] hustota parní fáze, ρ_L [$kg \cdot m^{-3}$] je hustota kapalně fáze, n [1] je koeficient ~ 10 .

Turbulentní viskozita pro model turbulence k- ω SST je definována jako:

$$\mu_T = \frac{\rho_S k}{\omega} \frac{1}{\max\left(\frac{1}{a^*}, \frac{SF_2}{a_1 \omega}\right)} [Pa \cdot s] \quad (4.17)$$

kde ρ_S je hustota [$kg \cdot m^{-3}$] směsi, k [$m^2 \cdot s^2$] je turbulentní kinetická energie, ω [s^{-1}] je turbulentní rychlost disipace, a^* [1] je koeficient redukce turbulentní viskozity pro nízké hodnoty Re, S [s^{-1}] je velikost rychlosti deformace, a_1 [1] je konstanta.

Hustotu ρ nahradí ve vzorci (4.17) korekce $f(\rho)$. Výsledná definice turbulentní viskozity se změnila na tvar:

$$\mu_T = \frac{f(\rho) \cdot k}{\omega} \frac{1}{\max\left(\frac{1}{a^*}, \frac{SF_2}{a_1 \omega}\right)} [Pa \cdot s] \quad (4.18)$$

Tato úprava turbulentní viskozity byla do programu *Ansys Fluent* implementována skrze uživatelsky definovanou funkci (UDF) pro použití s modelem turbulence k- ω SST.

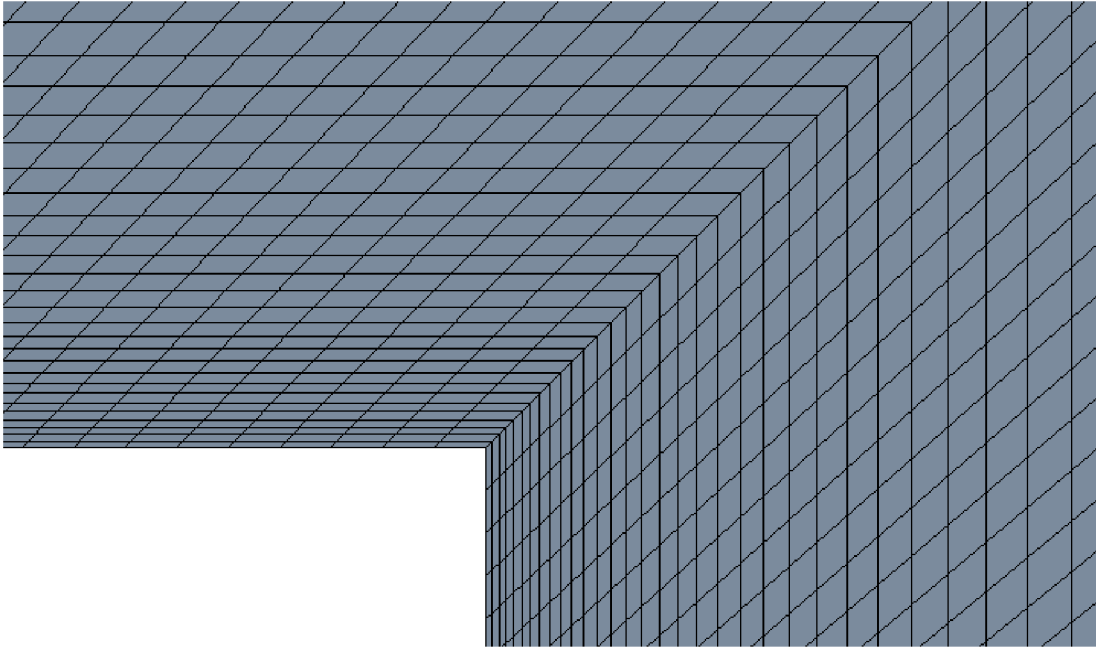
4.8.1. Tvorba geometrie a výpočetní sítě

Byla vytvořena 2D geometrie v programu *Ansys DesignModeler* a následně výpočetní síť v programu *Ansys Meshing*, obr. 4.21.



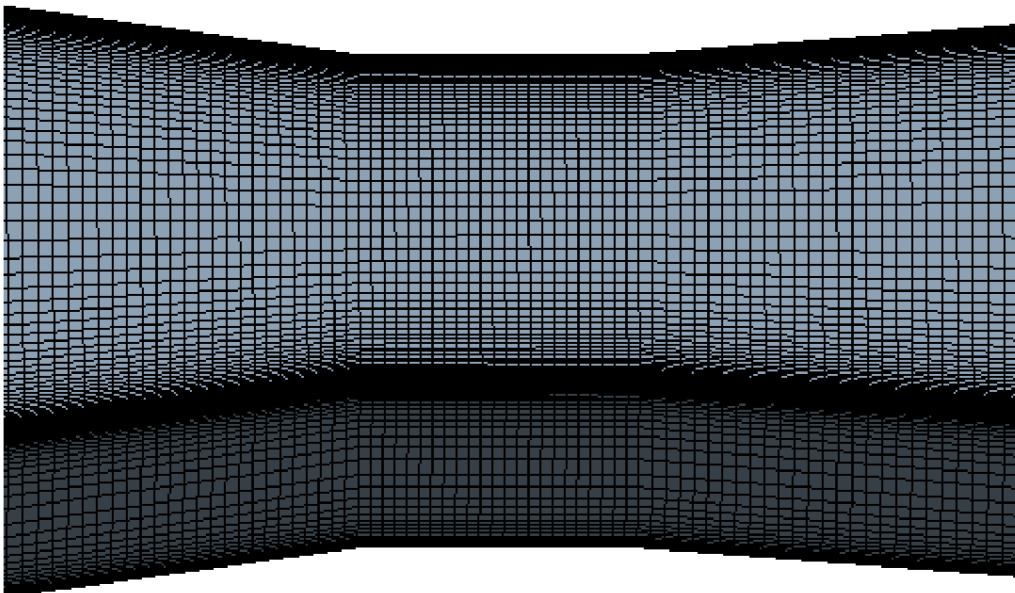
Obr. 4.21 – Výpočetní síť (2D)

Fluidní doménu tvořil tvar dýzy dle výrobního výkresu. Na konci domény byla přidána odbočka do pravého úhlu, na jejíž konci byl umístěn výtok z domény. Zahnutí proudu mělo potlačit intenzitu kavitace. Pokud byl výtok z domény umístěn za jakkoli dlouhým rovným úsekem, sahala vždy kavitace až na konec domény. Při použití odbočky se podařilo tento problém do určité míry eliminovat. Odsklon proudu byl fyzicky přítomný i u experimentu v podobě pravouhelného přechodu z obdélkového průřezu uvnitř čipu na kruhový průřez připojené hadice. Výsledná síť měla 78 240 čtvercových elementů.



Obr. 4.22 – Detail sítě v místě kolena (2D)

Aby mohla být z výsledků CFD vyhotovena celá charakteristika Venturiho dýzy pro srovnání s experimentem, byla vytvořena ještě 3D síť pro stacionární jednofázový výpočet tří bodů, které nebyly v kavitační oblasti, *obr. 4.23*. Tato síť se skládala z 2 164 400 hexahedrálních elementů a její součástí již nebyl odklon o 90° v odtokové části.



Obr. 4.23 – Detail sítě v místě krčku dýzy (3D)

4.8.2. Nastavení výpočtu

Z vizualizačního měření byly určeny okrajové podmínky pro vtok do domény. Konkrétně se jednalo o rychlostní okrajovou podmínku vypočtenou z hmotnostního průtoku pro daný bod dle vztahu:

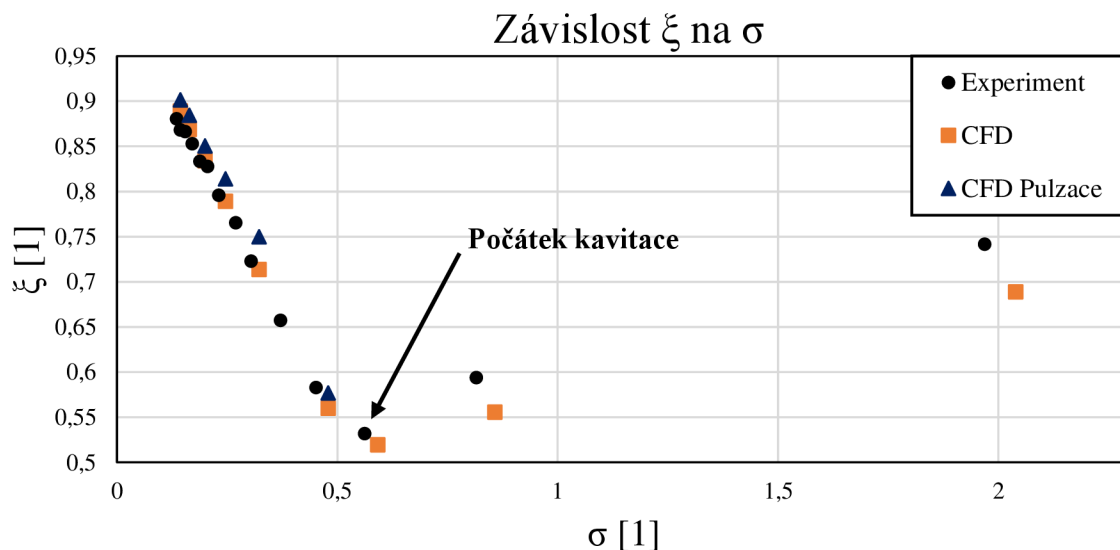
$$v = \frac{Q_m}{\rho S} \text{ [m} \cdot \text{s}^{-1}] \quad (4.19)$$

kde Q_m [$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$] hmotnostní průtok, ρ [$\text{kg} \cdot \text{m}^3$] hustota vody, S [m^2] průtočný průřez v místě vtoku.

Na vtok i výtok z domény byla předepsána hodnota turbulentní intenzity 5 % a příslušný hydraulický průměr. Na vtok byla nastavena rychlostní okrajová podmínka dle vztahu (4.19). Na výtoku z domény byl ponechán atmosférický tlak. Výpočet byl zahájen hybridní inicializací. Byl zvolen časový krok $1 \cdot 10^{-5}$ s 15 iteracemi na jeden časový krok. Opět byl použit SIMPLE algoritmus pro provázání tlaku a rychlosti. Konečná prostorová diskretizace byla u všech veličin vyjma objemového zlomku počítána skrze upwind druhého řádu. Pro objemový zlomek bylo nastaveno schéma QUICK. Tlak byl počítán skrze schéma PRESTO!. Během výpočtu byly monitorovány tlak před dýzou, tlak za dýzou a hodnota střední rychlosti v hrdle dýzy.

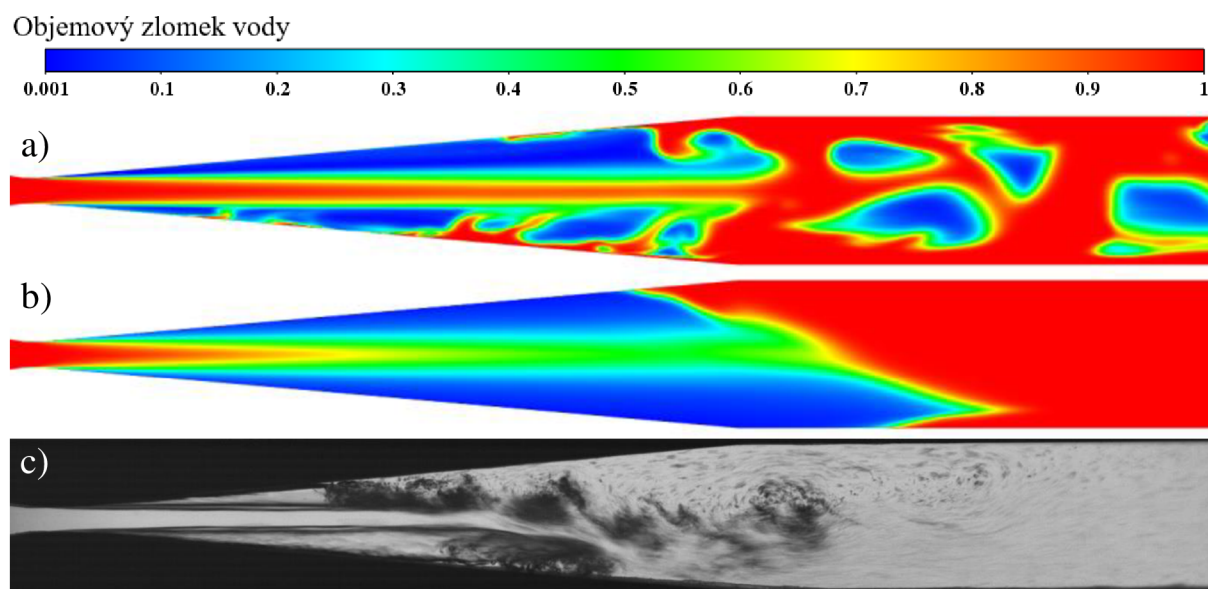
3D výpočet pro tři body s nejvyššími kavitačními čísly nacházejícími se v bezkavitační oblasti, byl jednofázový a stacionární. Prostorová diskretizace byla uskutečněna schématy QUICK pro všechny veličiny kromě tlaku, kde bylo použito schéma PRESTO!. Když hodnoty reziduí spadly pod hodnotu $1 \cdot 10^{-5}$ byl výpočet zastaven a považován za dokončený.

4.8.3. Výsledky CFD



Obr. 4.24 – Srovnání experimentu a CFD (2D)

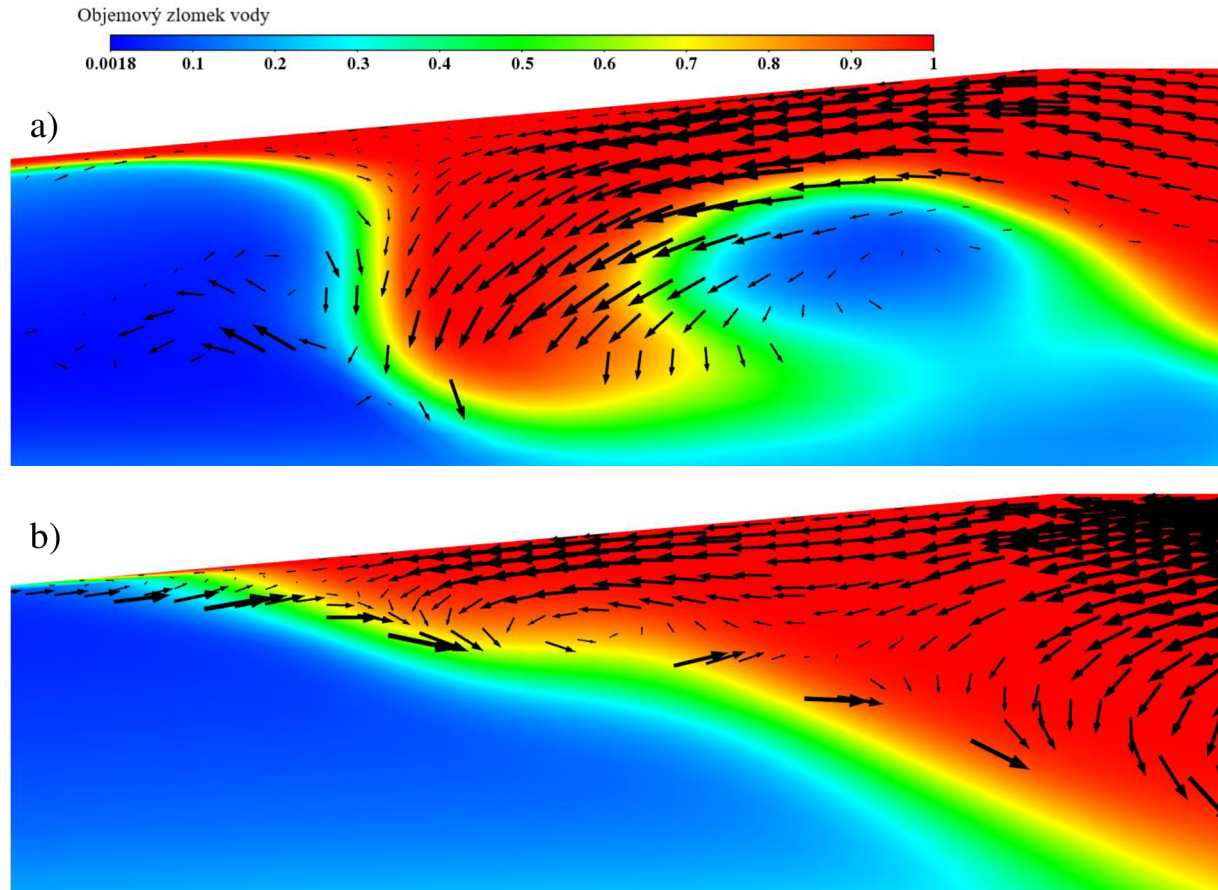
Po výpočtu nejméně 4 000 časových kroků byly 2D výpočty zastaveny. Monitorované hodnoty tlaku a střední rychlosti byly zprůměrovány a použity pro výpočet ztrátového součinitele a kavitačního čísla. Výsledky z 2D výpočtu doplněné o výsledky z 3D výpočtu jsou srovnány s experimentálními daty v grafu na *obr. 4.24*. Při 2D výpočtu byly pozorovány tlakové pulzy na vstoku do domény. Hodnoty amplitud tlakových pulzů byly několikanásobně vyšší, než byla hodnota tlaku mimo okamžik tlakového pulzu. Tyto vysoké nárazové zvýšení tlaku mírně zvýšily průměrnou hodnotu tlaku na vstupu a v grafu jsou vyobrazeny jako „CFD pulzace“. Pokud by tyto tlakové pulzy nebyly brány v potaz, přiblížily by se výsledné hodnoty ztrátového součinitele hodnotám experimentálním. Hodnoty ztrátového součinitele bez uvažování tlakových pulzací jsou v grafu označovány jako „CFD“. Je možné si všimnout, že data z 2D simulace poměrně dobře vystihují realitu, co se charakteristiky Venturiho dýzy týče, i v případě uvažování tlakových pulzací, které při experimentu u nižších kavitačních čísel pozorovány nebyly. Tři body počítané 3D výpočetní simulací jsou v grafu posazeny o trochu níže oproti výsledkům z experimentu, nicméně zachycují trend klesajícího ztrátového součinitele s klesajícím kavitačním číslem.



Obr. 4.25 – Srovnání kontur objemového zlomku s experimentem, $\sigma = 0,152$, a) s UDF, b) bez UDF, c) experiment

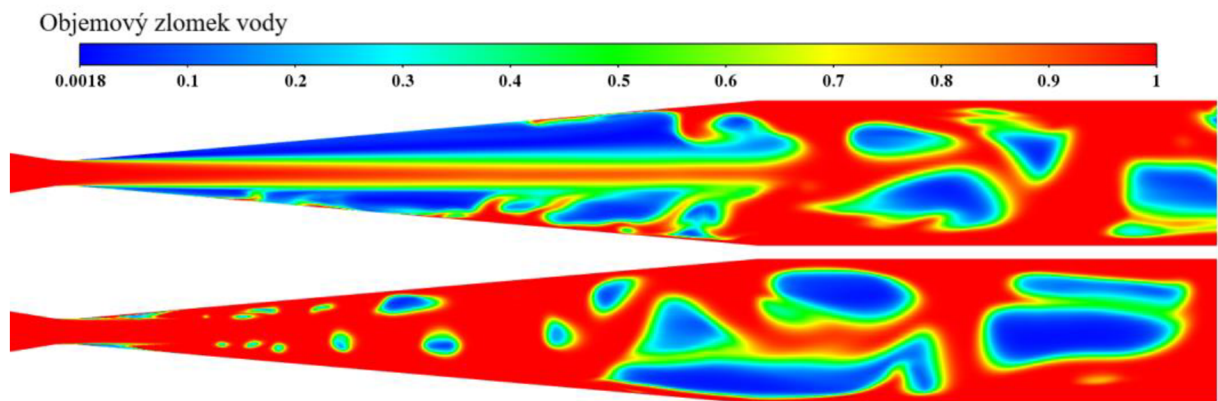
Dále byly srovnány výsledky CFD výpočtu se snímky z vizualizace. *Obr. 25* obsahuje srovnání kontur objemového zlomku vody 2D výpočtu a) s použitím UDF pro redukci turbulentní viskozity a b) bez použití UDF. Obě varianty výpočtu vedly ke stejné hodnotě výsledného ztrátového součinitele, ačkoli disponovaly velmi rozdílnými tvary proudových polí. Varianta a) lépe vystihuje nestacionární charakter kavitace, zatímco při variantě b) byly pozorovány minimální rozdíly ve změně proudového pole s pokračujícím výpočtem a docházelo k celkovému útlumu jakéhokoliv nestacionárního chování. Ve srovnání s experimentem obě varianty přepovídaly vyšší intenzitu kavitace a větší délku kavit. Varianta a) dobře zachytila rozpad kavit a odnos kavitačních struktur dále po proudě. Narozdíl od experimentu neměly tyto odtržené struktury tendenci kolabovat či zmenšovat svůj objem a udržovaly si svou velikost po delší dobu.

Detailní pohled na jednu z kavit na *obr. 4.26* ukazuje zpětné proudění vyskytující se za koncem kavity znázorněné pomocí vektorů rychlosti. Zpětné proudění není při použití modelu turbulence $k-\omega$ SST zcela potlačeno. Nedochází však k jeho pronikání mezi pevnou stěnu a kavitu samotnou, což zamezuje narušení stability konce kavity a předpovědi jeho odtržení.



Obr. 4.26 – Zpětné proudění (2D), $\sigma = 0,152$, a) s UDF, b) bez UDF

Přestože použití UDF pro redukci turbulentní viskozity napomohlo lépe vystihnout nestacionární charakter kavitace, objevovaly se během výpočtu tlakové pulzace, které nebyly v souladu s experimentem. Tlakové pulzy souvisely se zhroucením kavit do místa hrdla, *obr. 4.27*, případně s odtržením celé kavity v místě hrdla.

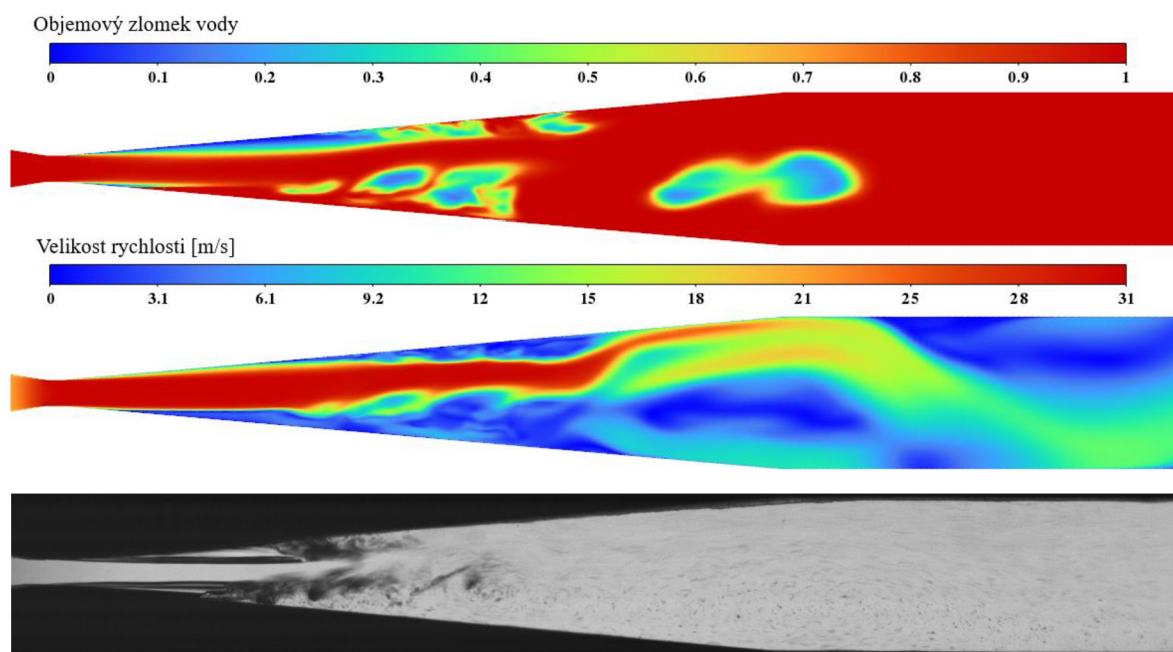


Obr. 4.27 – Délka kavit pro jiný časový krok (2D), $\sigma = 0,152$

4.8.4. 3D simulace

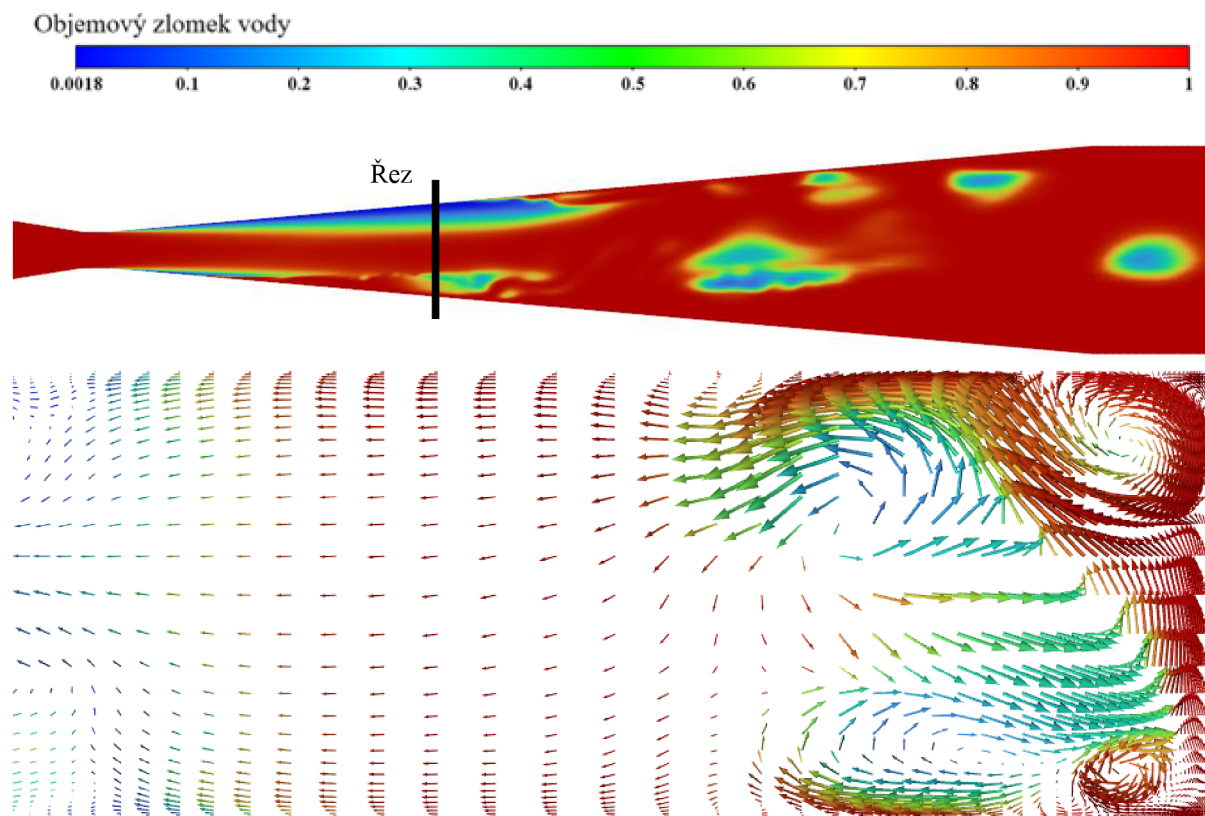
Byl proveden 3D vícefázový tranzientní výpočet pro jedny vybrané okrajové podmínky, aby mohly být zjištěny případné rozdíly mezi 2D a 3D simulacemi. Byla použita stejná síť jako v případě jednofázového stacionárního výpočtu bodů v bezkavitační oblasti. Nastavení výpočtu bylo totožné s 2D transientními vícefázovými výpočty. Jediný rozdíl byl proveden u prostorové diskretizace objemového zlomku, kde byl použit upwind prvního řádu namísto schéma QUICK.

Výsledná proudová pole jsou porovnána s experimentem na *obr. 4.28*. Výpočetní simulace předpovídá o něco vyšší hodnotu ztrátového součinitele ($\xi = 0,887$), než byla naměřena u experimentu ($\xi = 0,796$) pro stejné kavitační číslo. Stejně jako 2D simulace i 3D verze nadhodnotila množství parní fáze v proudovém poli. 3D výpočet špatně podchytil tvar kratší kavity. Navzdory těmto nedostatkům se zdá, že se výsledky 3D simulace více shodovaly s těmi experimentálními, co se charakteru proudění týče. Hlavním rozdílem oproti 2D simulacím byla absence tlakových pulzací, které se taktéž nevyskytovaly u experimentu. Dále simulace předpovídala přilehnutí vodního paprsku k jedné z bočních stěn a jeho kmitavý pohyb napříč kanálkem. Z delší byly odebírány malé kousky parní fáze, které byly dále unášeny proudem. V úplavu byly periodicky formovány víry obsahující podíl parní fáze, stejně jako tomu bylo u experimentu.



Obr. 4.28 – Srovnání kontur s experimentem (3D), $\sigma = 0,246$

Při detailním pohledu na oblast u konce kratší kavity, bylo možné pozorovat interakci zpětného proudění a vodního paprsku. *Obr. 4.29* ukazuje vektory rychlosti zbarvené dle kontury objemového zlomku v průřezném průřezu ve zvoleném místě. Je patrné, že 3D výpočet dokáže zachytit proudění i v rámci hloubky kanálku, které bylo při 2D výpočtu zanedbáno. Pomocí vizualizace bylo možné také sledovat pouze mísení napříč kanálkem. Nelze tedy s jistotou tvrdit, že byly výsledky 3D výpočtu v souladu s experimentem. Z výsledků simulace bylo patrné značné víření na rozhraní vodního paprsku a zpětného proudění podél stěny kanálku, a to nejen napříč kanálkem, ale i v rámci jeho hloubky.



Obr. 4.29 – Průtočný průřez (3D), $\sigma = 0,246$

4.9. Měření tlakových pulzací

Jako poslední část experimentů bylo provedeno měření tlakových pulzací za difuzorovou částí kanálku. Za tímto účelem byl do difuzorové části kanálku umístěn tlakový snímač značky *Kistler*. Tlakový senzor byl umístěn k čipu ze spodní části čipu do předvrtaného otvoru, který byl poté utěsněn silikonem. Průměr tlakového senzoru byl větší než šířka kanálu a jeho přítomnost při měření mohla ovlivnit výsledky měření, proto byla tato úprava ponechána až na závěr všech experimentů. Umístění senzoru ukazuje *obr. 4.30*.

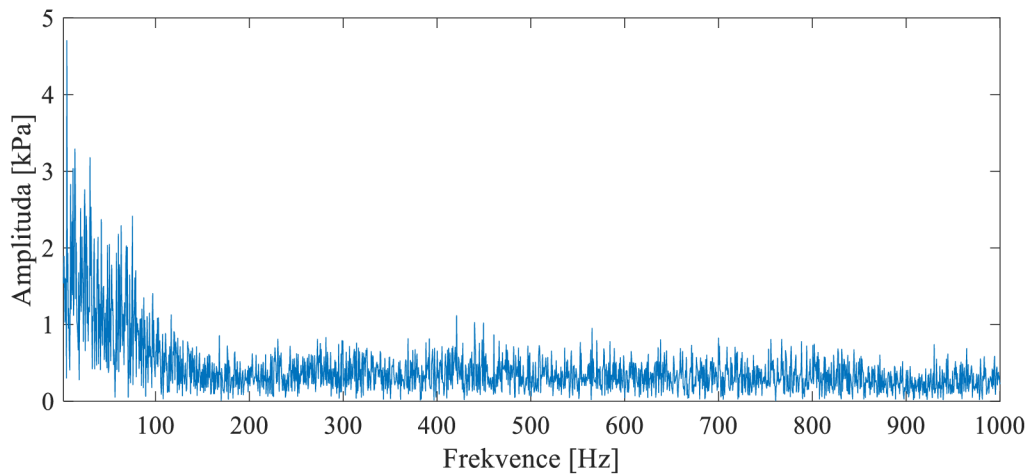


Obr. 4.30 – Umístění tlakové snímače Kistler

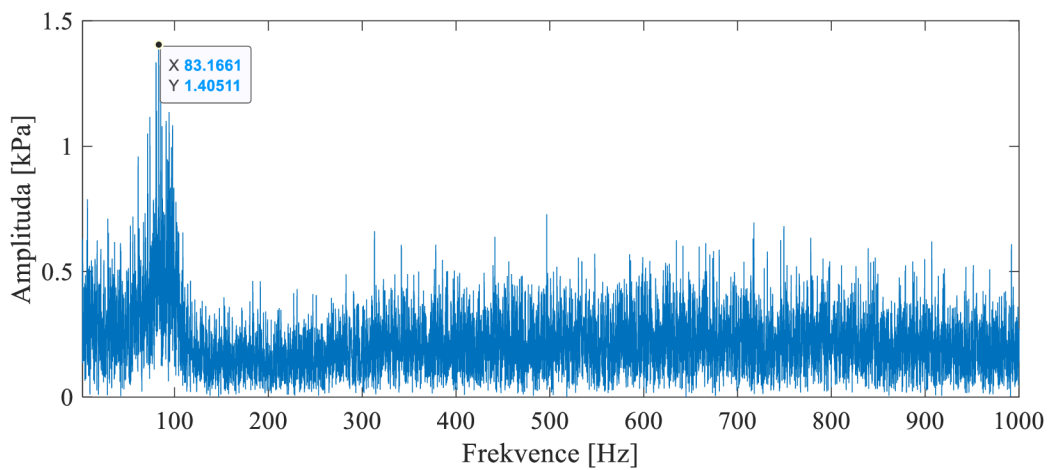
Tlakový snímač značky *Kistler*:

- Typ 211B6, rozsah do 3,5 bar relativní, přesnost $\pm 1\%$ z rozsahu

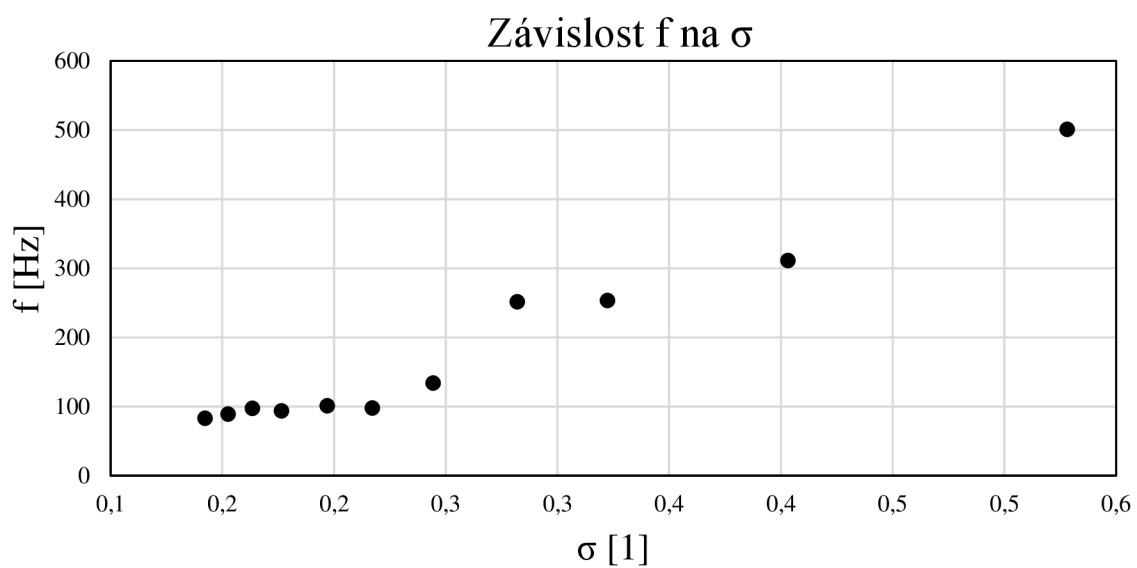
Během měření byl pozorován mírný průsak skrze silikonové těsnění v podobě malých kapiček vody. Bylo proměřeno 11 bodů v kavitační oblasti pro vyhotovení Fourierových transformací. Tlakový senzor zaznamenával hodnoty statického tlaku s vzorkovací frekvencí 20 000 po dobu 10 sekund. Navíc byly pozorovány náhodné změny v proudění, kdy docházelo k odklonu proudu přímo v místě hrdla dýzy, potlačení jedné z kavit a nárůstu kavity druhé. Přítomnost obou kavit při měření vedla na výrazně odlišné výsledky Fourierovy transformace oproti měření pouze s jednou kavitou. Na *obr. 4.31* a *4.32* jsou tyto odlišnosti patrné z výsledků Fourierových transformací pro měření při stejném kavitačním čísle. Měření při přítomnosti jedné kavity ukázalo na jasný vrchol v určité frekvenci. Tato frekvence nejspíš souvisela s kmitavým pohybem kavity po délce kanálku a periodickým odtrháváním její koncové části. Pokud byly v difuzoru přítomny obě kavit, nebylo ze signálu možné s jistotou vyčíst dominantní frekvence.



Obr. 4.31 – FFT pro měření se dvěma kavitami, $\sigma = 0,142$



Obr. 4.32 – FFT pro měření s jednou kavitou, $\sigma = 0,142$



Obr. 4.33 – Závislost frekvence kmitání kavity na kavitačním čísle

Kavity zřejmě ovlivňovaly jedna druhou a kmitaly na různých frekvencích. Z toho důvodu bylo 11 bodů pro vyhotovení závislosti frekvence kmitání kavity, *obr. 4.33*, měřeno při výskytu pouze jedné kavity. Fourierovy transformace použité pro vyhotovení tohoto grafu byly umístěny do přílohy. Bylo zjištěno snižování frekvence kmitání se snižujícím se kavitačním číslem, což bylo způsobeno zvyšováním poddajnosti směsi při vyšším podílu parní fáze. Při výskytu více než jedné dominantní frekvence ve Fourierově transformaci, byla vybrána frekvence, která lépe vystihovala naznačený trend. K výskytu více frekvencí docházelo při vyhodnocení signálu z kavitačních čísel ze střední části grafu, kde se nacházela pomyslná přechodová zóna mezi nízkými a vysokými kavitačními čísly, u kterých byla frekvence jasně zřetelná. Byla pořízena vizualizace proudění pro stejné kavitační číslo při rozdílném počtu kavit, aby byl zřejmý rozdíl mezi oběma stavy, *obr. 4.34*.



Obr. 4.34 – Vizualizace proudění při stejném kavitačním čísle

5. Závěr

V rámci této diplomové práce byl navržen a vyroben čip s minifluidickou Venturiho dýzou. S čipem bylo provedeno měření pro sestavení charakteristiky dýzy, při kterém byla pořízena vizualizace kavitujícího proudění. Výsledky experimentu byly poté srovnány s CFD výpočty. Na závěr bylo dodatečně provedeno měření tlakových pulzací v difuzorové části dýzy.

Charakteristika dýzy vykazovala mírné snížení ztrátového součinitele před nástupem kavitace. Po nástupu kavitace začal ztrátový součinitel lineárně stoupat. Rozsah měření byl omezen maximálním povoleným tlakem pro provoz tlakové nádoby. Z grafické závislosti bylo možné vyvodit, že další zvyšování tlaku by již vedlo na stále menší pokles kavitačního čísla a eventuelně by mohlo být dosaženo minima, zatímco hodnota ztrátového součinitele by dále rostla, vzhledem k rostoucímu tlaku před dýzou. Hmotnostní měření průtoku nebylo vhodné pro tento typ měření a zřejmě bylo zdrojem největší chyby měření. Pro eliminaci této chyby by při budoucích experimentech bylo vhodné použití průtokoměru.

Vizualizace měření proběhla ve 14 měřených bodech. V každém měřeném bodě byl pořízen 3sekundový záznam kavitujícího proudění skládající se vždy z 6 000 snímků. Z vizualizace byl zřetelný výskyt dvou kavit vyplněných sytou vodní párou. S klesajícím kavitačním číslem se intenzita kavitace zvyšovala, kavity narostly po délce kanálku a proudění se stalo více chaotickým. Proudění bylo zřejmě ovlivněno výskytem Kelvin-Helmholtzovy nestability na rozhraní parní a kapalně fáze o různých rychlostech. Tato nestabilita způsobila značnou nesymetrii proudění v symetrické dýze.

Výpočtové modelování proudění kavitace s korekcí turbulentní viskozity ukázalo vcelku dobré výsledky při 2D simulaci, co se předpovědi tlakových ztrát týče. Byla pozorována značná nadprodukce parní fáze a tlakové pulzy, které nebyly v souladu s experimentem. 3D výpočet lépe vystihl charakter proudění v dýze při předpovědi větších tlakových ztrát. Vliv stěn při proudění v malém měřítku by tedy neměl být zanedbán vzhledem k většímu poměru povrchu kanálku ku objemu proudící tekutiny.

Přítomnost tlakového snímače přímo v kanálku změnila charakter proudění, které se stalo nestabilním a nahodile se měnil počet kavit syté páry z jedné na dvě, a naopak. Pouze při přítomnosti jedné kavity se podařilo z naměřeného signálu určit frekvence zřejmě související s kmitavým pohybem kavity podél kanálku. Všechna měření byla doprovázena zvukovými projevy kavitace v podobě šumu, který postupně narůstal na síle se snižujícím se kavitačním číslem.

Další výzkum související s kavitací v malém měřítku by se mohl zabývat konstrukcí zařízení s ještě menšími hydraulickými průměry a hledat potenciální využití těchto zařízení pro vývoj technologií větších rozměrů. Výpočtové modelování proudění by mohlo pomoci s návrhem takovýchto zařízení, a proto by měla být věnována pozornost i správnému a efektivnímu nastavení těchto simulací, aby mohlo být dosaženo, možná co nejlepších výsledků odpovídajících realitě. Sestava čipu použitá v rámci této diplomové práce měla tu výhodu, že byla snadno rozebíratelná a nebylo třeba počítat s případným ucpáním hrdla dýzy. Navíc byla možnost rozebrání několikrát využita, ať už se jednalo o výměnu těsnění, nebo celé hlavní části tvořené plechem. Ploché papírové těsnění se ukázalo jako problematické a při případném budoucím použití podobné konstrukce by bylo vhodnější vyzkoušet jiné druhy těsnění např. tenkou vrstvou silikonu nebo gumové těsnění. Při dalším snižování rozměrů dýzy, či clony bude

třeba dbát zvýšené opatrnosti při provozu takovýchto zařízení, aby nedošlo k jejich ucpání. Práce v čistém prostředí a s kapalinami bez částic, které by mohly způsobit ucpání, bude v takovémto případě nutností.

6. Seznam použitých zdrojů

- [1] FRANC, Jean-Pierre a Jean-Marie MICHEL. Fundamentals of cavitation. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2010, xxii, 300 stran : ilustrace. ISBN 978-90-481-6618-3.
- [2] NOSKIEVIČ, Jaromír. Kavitace v hydraulických strojích a zařízeních. Praha: SNTL - Nakladatelství technické literatury, 1990, 333 s. : il., tabulky. ISBN 80-03-00206-0.
- [3] MOERCH, Ka. Cavitation inception from bubble nuclei. *Interface focus* [online]. England: The Royal Society, 2015, **5**(5), 1-13 [cit. 2022-05-11]. ISSN 2042-8898. Dostupné z: doi:10.1098/rsfs.2015.0006
- [4] SINGH, Raghuvir, S. K TIWARI a Suman K MISHRA. Cavitation Erosion in Hydraulic Turbine Components and Mitigation by Coatings: Current Status and Future Needs. *Journal of materials engineering and performance* [online]. Boston: Springer US, 2011, **21**(7), 1539-1551 [cit. 2022-05-11]. ISSN 1059-9495. Dostupné z: doi:10.1007/s11665-011-0051-9
- [5] *File:Cavitation Propeller Damage.JPG* [online], poslední aktualizace 23. května 2007 22:46 [cit. 2022-05-11], Wikipedie. Dostupné z WWW: <https://en.wikipedia.org/wiki/File:Cavitation_Propeller_Damage.JPG>
- [6] CARPENTER, Jitendra, Suja GEORGE a Virendra Kumar SAHARAN. Low pressure hydrodynamic cavitating device for producing highly stable oil in water emulsion: Effect of geometry and cavitation number. *Chemical engineering and processing* [online]. LAUSANNE: Elsevier B.V, 2017, **116**, 97-104 [cit. 2022-05-11]. ISSN 0255-2701. Dostupné z: doi:10.1016/j.cep.2017.02.013
- [7] STEBELEVA, Olesya P a Andrey V MINAKOV. Application of Cavitation in Oil Processing: An Overview of Mechanisms and Results of Treatment. *ACS omega* [online]. American Chemical Society, 2021, **6**(47), 31411-31420 [cit. 2022-05-11]. ISSN 2470-1343. Dostupné z: doi:10.1021/acsomega.1c05858
- [8] KUIMOV, Denis a Maxim MINKIN. Cavitation as a method of improving the energy efficiency of oil industry enterprises. *E3S Web of Conferences* [online]. Les Ulis: EDP Sciences, 2021, **279**, 1015 [cit. 2022-05-11]. ISSN 2267-1242. Dostupné z: doi:10.1051/e3sconf/202127901015
- [9] DULAR, Matevž, Tjaša GRIESSLER-BULC, Ion GUTIERREZ-AGUIRRE, et al. Use of hydrodynamic cavitation in (waste)water treatment. *Ultrasonics sonochemistry* [online]. AMSTERDAM: Elsevier B.V, 2016, **29**, 577-588 [cit. 2022-05-11]. ISSN 1350-4177. Dostupné z: doi:10.1016/j.ultsonch.2015.10.010
- [10] ČECH, Jan, Pavel ŠTAHEL, Jozef RÁHEL, Lubomír PROKEŠ, Pavel RUDOLF, Eliška MARŠÁLKOVÁ a Blahoslav MARŠÁLEK. Mass production of plasma activated water: Case studies of its biocidal effect on algae and cyanobacteria. *Water (Basel)* [online]. Basel: MDPI, 2020, **12**(11), 1-18 [cit. 2022-05-11]. Dostupné z: doi:10.3390/w12113167

- [11] ŠOB, František. *Hydromechanika*. Brno: Akademické nakladatelství CERM s.r.o, 2002, 238 s. : il. ISBN 80-214-2037-5.
- [12] RUDOLF, Pavel, Martin HUDEC, Milan GRÍGER a David ŠTEFAN. Characterization of the cavitating flow in converging-diverging nozzle based on experimental investigations. *EPJ Web of Conferences* [online]. EDP Sciences, 2014, **67**, 2101 [cit. 2022-05-11]. ISBN 9788026053750. ISSN 2101-6275. Dostupné z: doi:10.1051/epjconf/20146702101
- [13] *Mixing Serpentine Chip - Luer* [online], [cit. 2022-05-11], Dostupné z WWW: <<https://darwin-microfluidics.com/collections/micromixers-chips/products/mixing-chip-with-luer-connectors>>
- [14] KARNIADAKIS, George, Ali BEŞKÖK, Narayana Rao ALURU a Chih-Ming HO. *Microflows and nanoflows: fundamentals and simulation*. New York: Springer, 2005, xxi, 817 s. : il. ISBN 0-387-22197-2.
- [15] CONLISK, A. Terrence. *Essentials of micro- and nanofluidics: with applications to the biological and chemical sciences*. New York: Cambridge University Press, 2013, xix, 537 stran : ilustrace, tabulky, portréty. ISBN 978-0-521-88168-5.
- [16] MISHRA, Chandan a Yoav PELES. Cavitation in flow through a micro-orifice inside a silicon microchannel. *Physics of fluids (1994)* [online]. MELVILLE: American Institute of Physics, 2005, **17**(1), 013601-013601-15 [cit. 2022-05-11]. ISSN 1070-6631. Dostupné z: doi:10.1063/1.1827602
- [17] MISHRA, Chandan a Yoav PELES. Flow visualization of cavitating flows through a rectangular slot micro-orifice ingrained in a microchannel. *Physics of fluids (1994)* [online]. MELVILLE: AMER INST PHYSICS, 2005, **17**(11), 1-14 [cit. 2022-05-11]. ISSN 1070-6631. Dostupné z: doi:10.1063/1.2132289
- [18] MISHRA, Chandan a Yoav PELES. An experimental investigation of hydrodynamic cavitation in micro-Venturis. *Physics of fluids (1994)* [online]. MELVILLE: American Institute of Physics, 2006, **18**(10), 103603-103603-5 [cit. 2022-05-11]. ISSN 1070-6631. Dostupné z: doi:10.1063/1.2360996
- [19] GHORBANI, Morteza, Gokberk DEPREM, Ece OZDEMIR, Ahmad Reza MOTEZAKKER, L. Guillermo VILLANUEVA a Ali KOSAR. On "Cavitation on Chip" in Microfluidic Devices With Surface and Sidewall Roughness Elements. *Journal of microelectromechanical systems* [online]. PISCATAWAY: IEEE, 2019, **28**(5), 890-899 [cit. 2022-05-12]. ISSN 1057-7157. Dostupné z: doi:10.1109/JMEMS.2019.2925541
- [20] GHORBANI, Morteza, Abdolali K SADAGHIANI, L Guillermo VILLANUEVA a Ali KO AR. Hydrodynamic cavitation in microfluidic devices with roughened surfaces. *Journal of micromechanics and microengineering* [online]. BRISTOL: IOP Publishing, 2018, **28**(7), 75016 [cit. 2022-05-12]. ISSN 0960-1317. Dostupné z: doi:10.1088/1361-6439/aab9d0

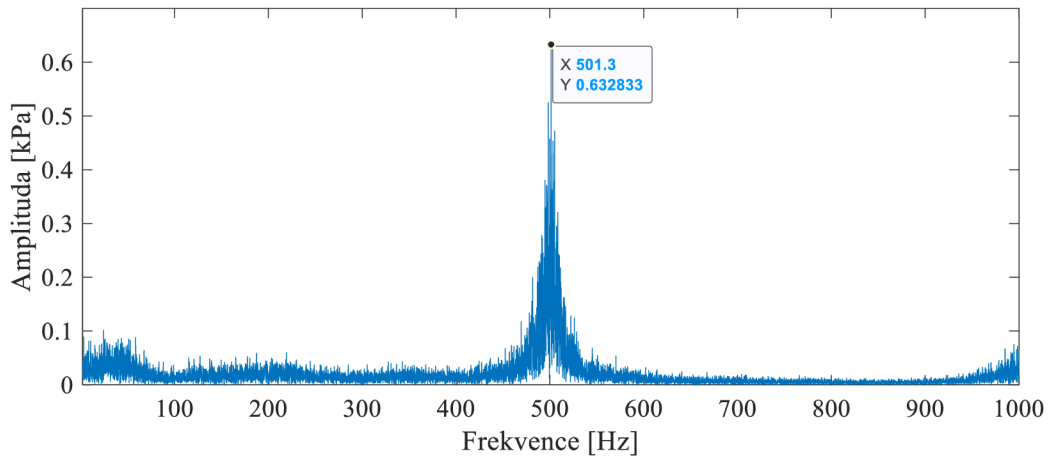
- [21] SINGH, Randip a Yoav PELES. The effects of fluid properties on cavitation in a micro domain. *Journal of micromechanics and microengineering* [online]. BRISTOL: IOP Publishing, 2009, **19**(2), 025009-025009 (8) [cit. 2022-05-12]. ISSN 0960-1317. Dostupné z: doi:10.1088/0960-1317/19/2/025009
- [22] SURDO, Salvatore, Alberto DIASPRO a Martí DUOCASTELLA. Micromixing with spark-generated cavitation bubbles. *Microfluidics and nanofluidics* [online]. Berlin/Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2017, **21**(5), 1 [cit. 2022-05-12]. ISSN 1613-4982. Dostupné z: doi:10.1007/s10404-017-1917-4
- [23] DULAR, Matevž, Tomáš POŽAR, Jure ZEVNIK a Rok PETKOVŠEK. High speed observation of damage created by a collapse of a single cavitation bubble. *Wear* [online]. LAUSANNE: Elsevier B.V, 2019, **418-419**, 13-23 [cit. 2022-05-12]. ISSN 0043-1648. Dostupné z: doi:10.1016/j.wear.2018.11.004
- [24] PODBEVŠEK, Darjan, Martin PETKOVŠEK, Claus Dieter OHL a Matevž DULAR. Kelvin-Helmholtz instability governs the cavitation cloud shedding in Venturi microchannel. *International journal of multiphase flow* [online]. Elsevier, 2021, **142**, 103700 [cit. 2022-05-12]. ISSN 0301-9322. Dostupné z: doi:10.1016/j.ijmultiphaseflow.2021.103700
- [25] BOHUNSKÝ, Tomáš. Kavítace na mikrofluidické clonce [online]. Brno, 2021 [cit. 2021-05-06]. Dostupné z: <https://www.vutbr.cz/studenti/zav-prace/detail/132742>. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Energetický ústav. Vedoucí práce Pavel Rudolf.
- [26] COUTIER-DELGOSHA, O, R FORTES-PATELLA a J. L REBOUD. Evaluation of the Turbulence Model Influence on the Numerical Simulations of Unsteady Cavitation. *Journal of fluids engineering* [online]. NEW YORK: ASME, 2003, **125**(1), 38-45 [cit. 2022-05-18]. ISSN 0098-2202. Dostupné z: doi:10.1115/1.1524584
- [27] ZHANG, Xin-lei, Ming-ming GE, Guang-jian ZHANG a Olivier COUTIER-DELGOSHA. Compressible effects modeling for turbulent cavitating flow in a small venturi channel: An empirical turbulent eddy viscosity correction. *Physics of fluids (1994)* [online]. Melville: American Institute of Physics, 2021, **33**(3), 35148 [cit. 2022-05-19]. ISSN 1070-6631. Dostupné z: doi:10.1063/5.0041463

7. Seznam použitých symbolů

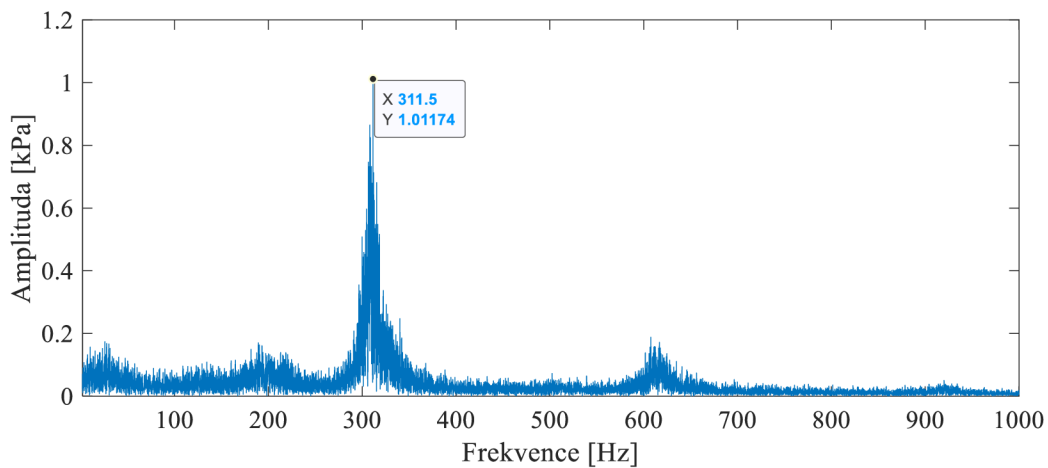
α	objemový zlomek	[–]
κ	Poissonova konstanta	[1]
μ	dynamická viskozita	[Pa·s]
μ_T	turbulentní viskozita	[Pa·s]
ξ	ztrátový součinitel	[1]
ρ	hustota	[kg·m ⁻³]
ρ_V	hustota parní fáze	[kg·m ⁻³]
ρ_L	hustota kapalné fáze	[kg·m ⁻³]
ρ_S	hustota směsi	[kg·m ⁻³]
σ	kavitační číslo	[1]
σ_p	povrchové napětí	[N·m ⁻¹]
ω	turbulentní rychlost disipace	[s ⁻¹]
a	šířka hrdla dýzy	[m]
a_1	konstanta	[1]
a^*	koeficient pro nízké hodnoty Re	[1]
b	výška hrdla dýzy	[m]
D_{hrdlo}	hydraulický průměr hrdla	[m]
$f(\rho)$	korekce turbulentní viskozity	[kg·m ⁻³]
g	gravitační zrychlení	[m·s ⁻²]
h	výška	[m]
k	turbulentní kinetická energie	[m ² ·s ²]
m	hmotnost	[kg]
n	koeficient	[1]
N	počet měření	[1]
p	statický tlak	[Pa]
p_1	statický tlak před dýzou	[Pa]
p_2	statický tlak za dýzou	[Pa]
p_V	tlak syté páry	[Pa]
p_∞	tlak daleko od bubliny	[Pa]
p_0	počáteční hodnota tlaku	[Pa]
Q	objemový průtok	[m ³ ·s ⁻¹]
Q_m	hmotnostní průtok	[kg·s ⁻¹]
R_0	počáteční poloměr bubliny	[m]
R	poloměr bubliny	[m]
Re	Reynoldsovo číslo	[1]
S_p	plocha průtočného průřezu	[m ²]
S	velikost rychlosti deformace	[s ⁻¹]
t	teplota vody	[°C]
Δt	čas měření průtoku	[s]
u_A	směrodatná odchylka	–
u_{Bp_1}	třída přesnosti tlakové snímače před dýzou	[Pa]
u_{Bp_2}	třída přesnosti tlakové snímače za dýzou	[Pa]

u_{Bm}	třída přesnosti váhy	[g]
$u_{B\sigma}$	nejistota typu B pro kavitační číslo	[1]
$u_{B\xi}$	nejistota typu B pro ztrátový součinitel	[1]
u_C	celková nejistota měření	–
v	střední rychlost proudění	[m. s ⁻¹]
v_{hrdlo}	střední rychlost proudění v hrdle	[m. s ⁻¹]
\bar{x}	střední hodnota veličiny	–
x_i	hodnota veličiny pro i-té měření	–

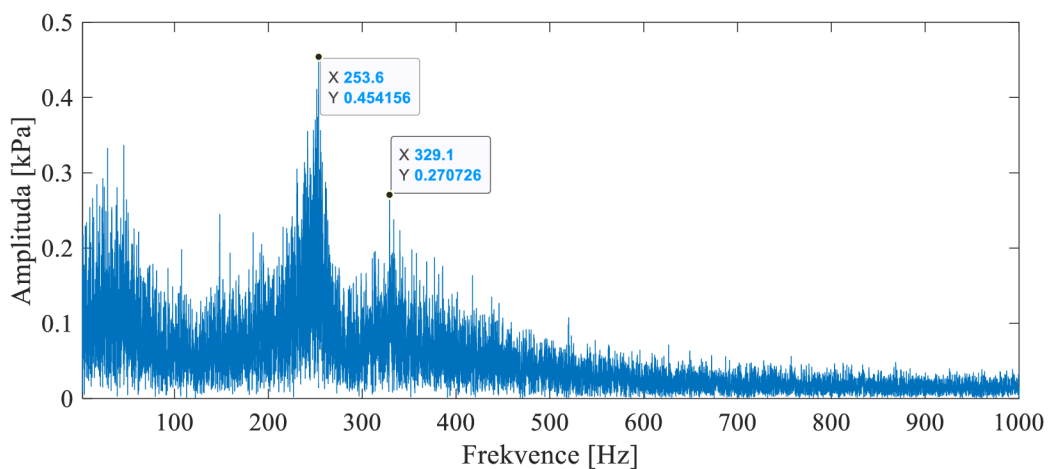
8. Přílohy



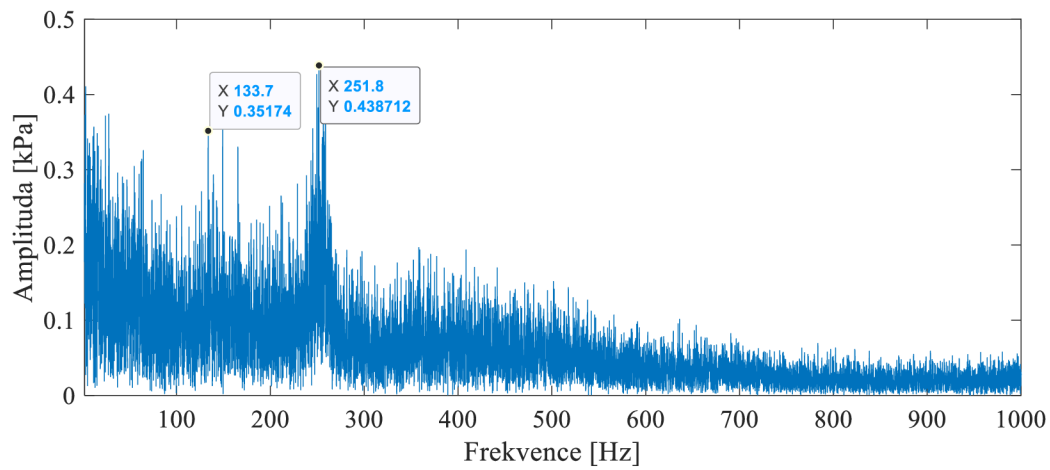
Obr. 8.1 – FFT, $\sigma = 0,528$



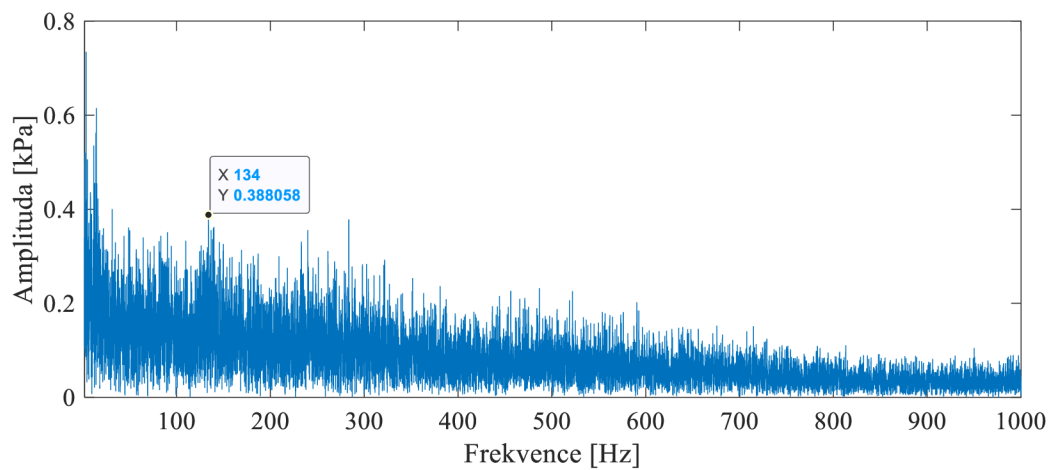
Obr. 8.2 – FFT, $\sigma = 0,403$



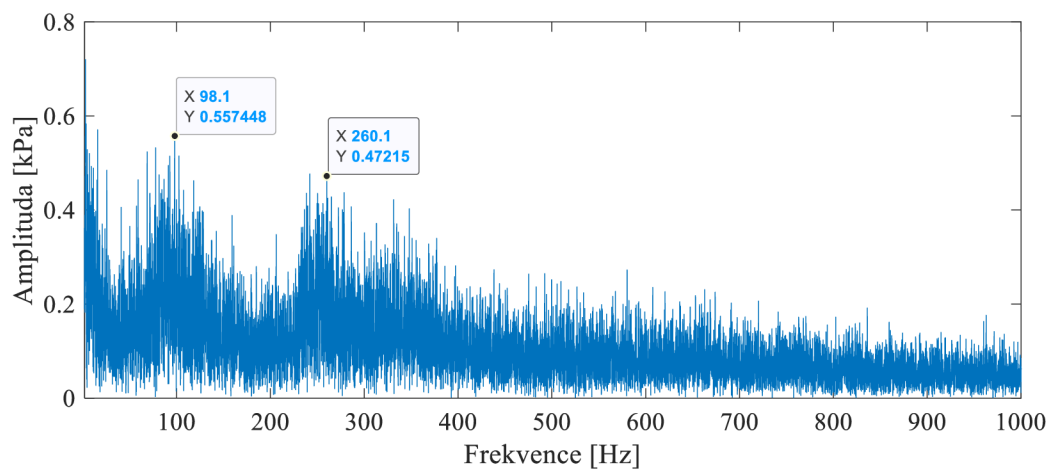
Obr. 8.3 – FFT, $\sigma = 0,322$



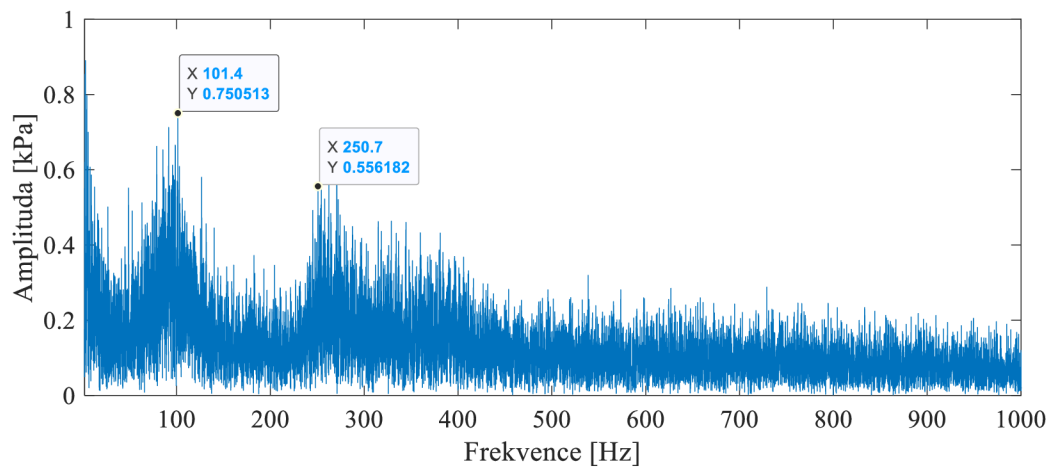
Obr. 8.4 – FFT, $\sigma = 0,282$



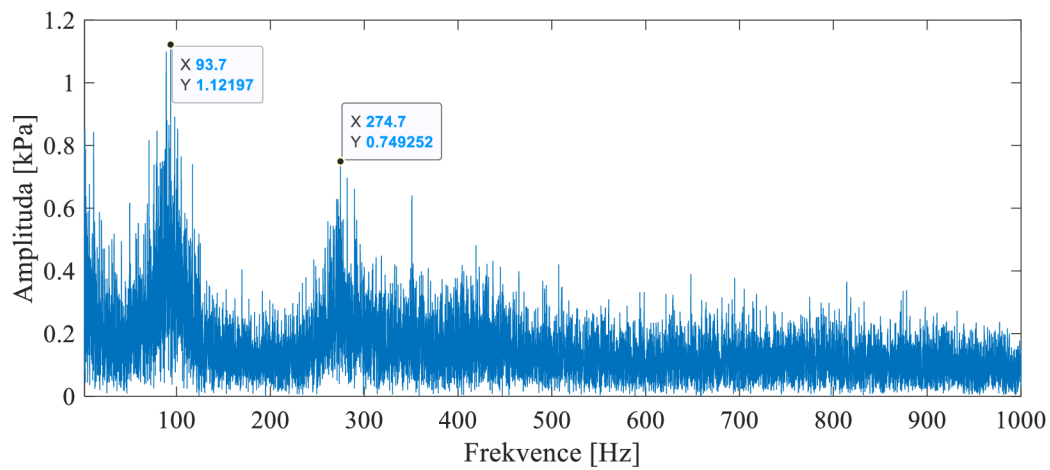
Obr. 8.5 – FFT, $\sigma = 0,244$



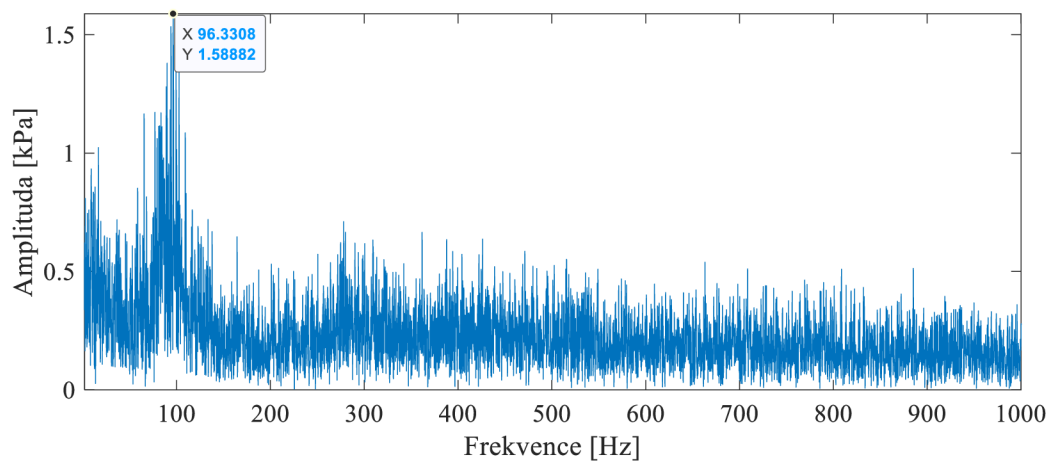
Obr. 8.6 – FFT, $\sigma = 0,217$



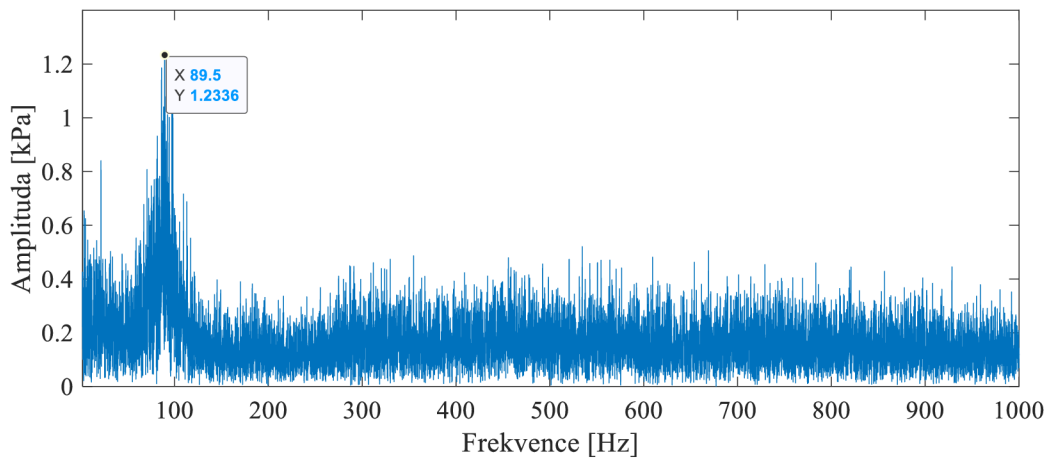
Obr. 8.7 – FFT, $\sigma = 0,197$



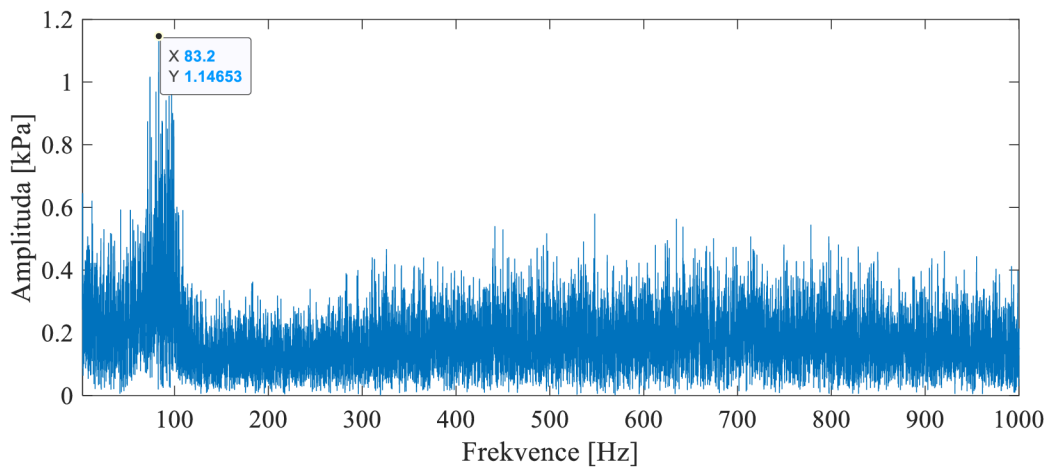
Obr. 8.8 – FFT, $\sigma = 0,176$



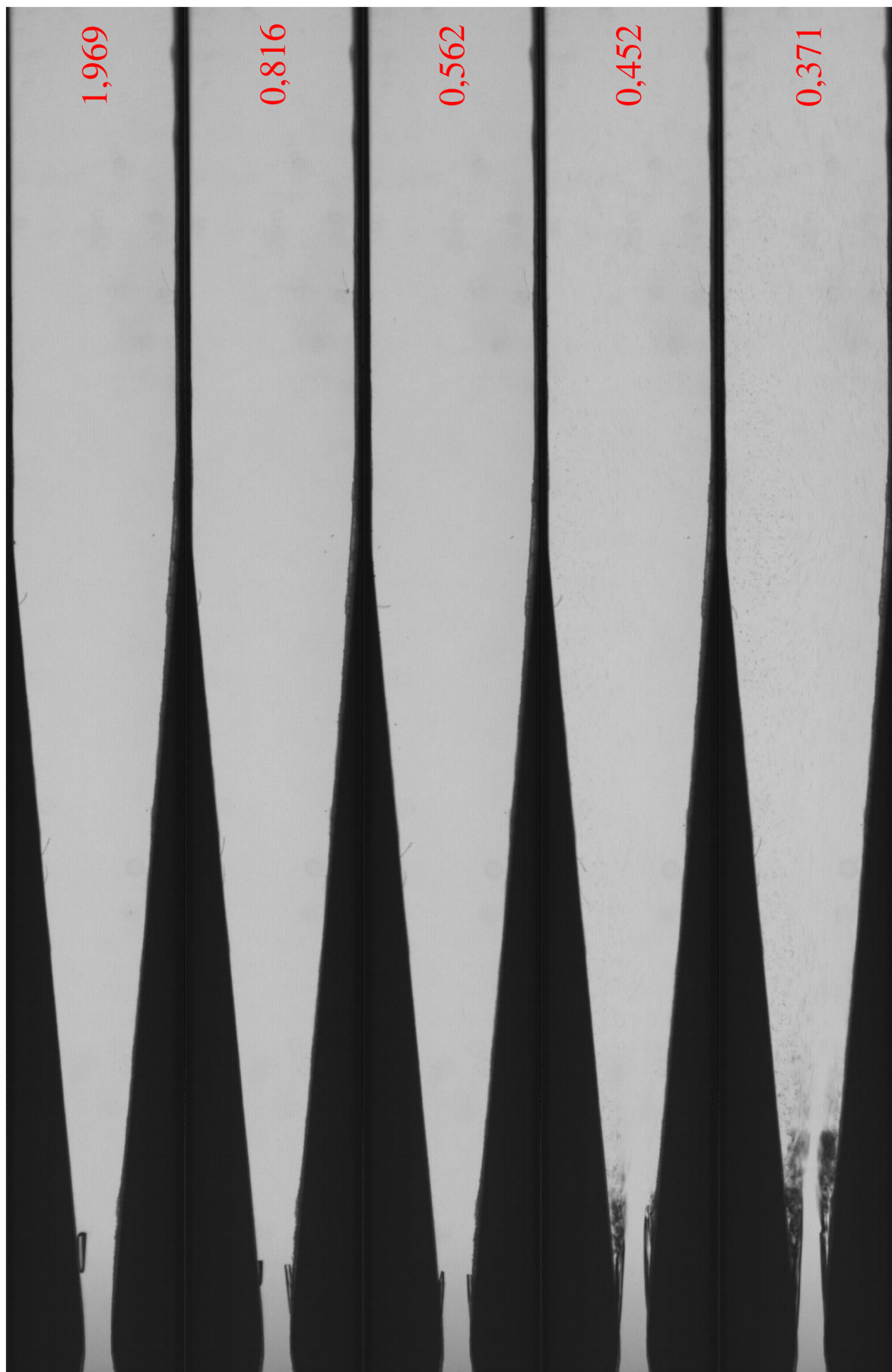
Obr. 8.9 – FFT, $\sigma = 0,163$

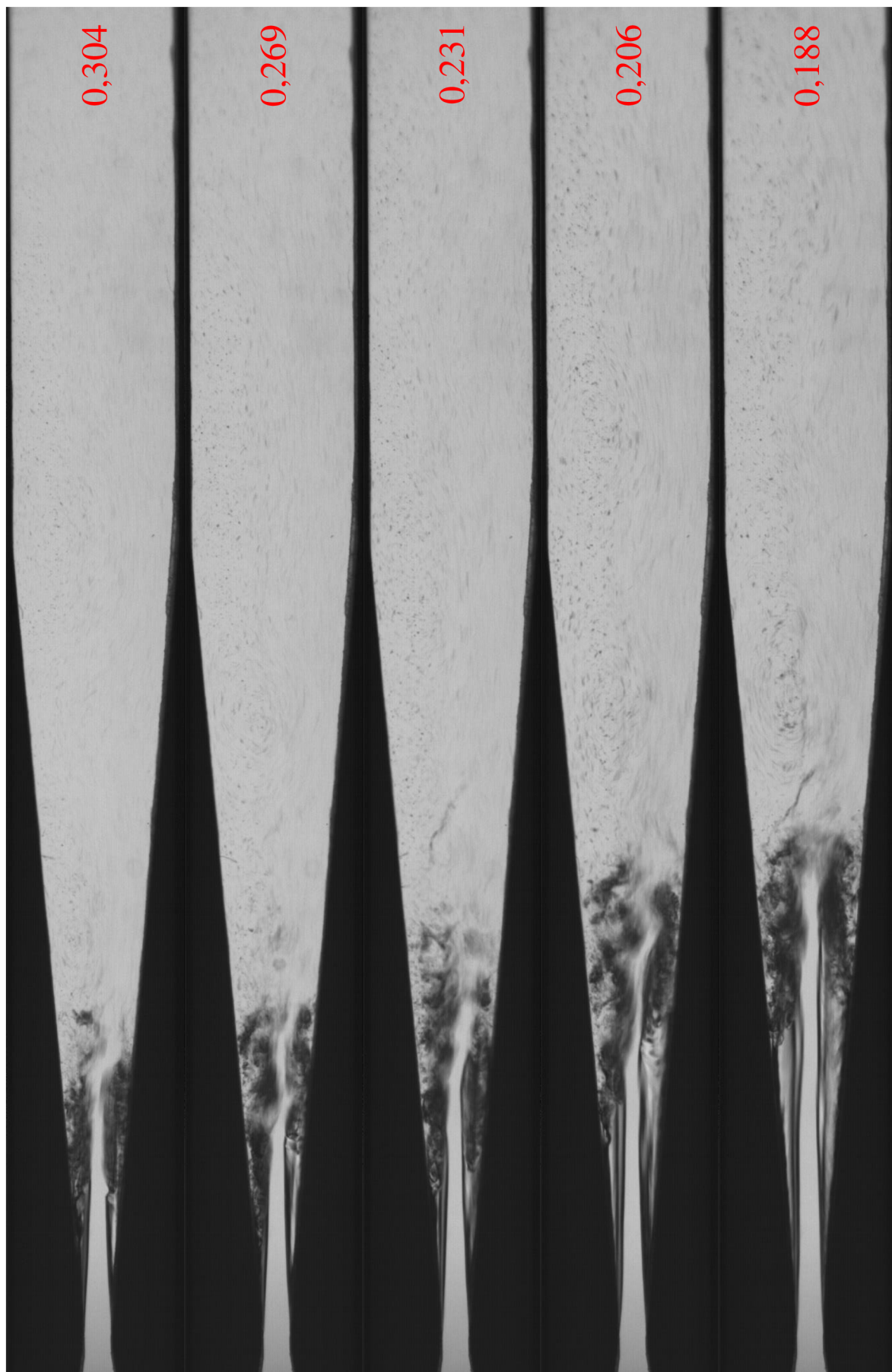


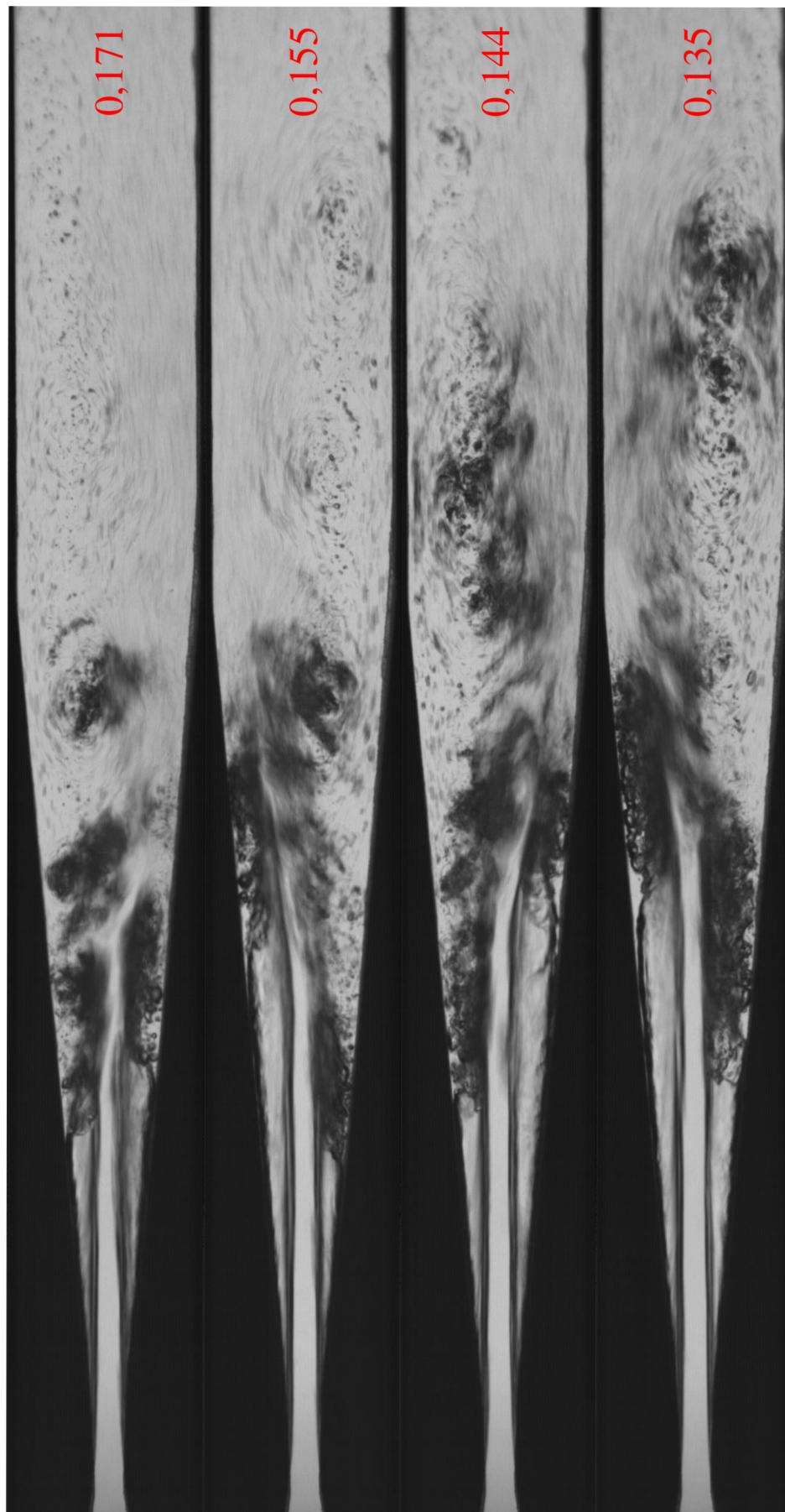
Obr. 8.10 – FFT, $\sigma = 0,152$



Obr. 8.11 – FFT, $\sigma = 0,142$







Obr. 8.12 – Vizualizace pro všechna kavitační čísla