



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ENERGETICKÝ ÚSTAV

ENERGY INSTITUTE

KAVITACE NA MIKROFLUIDICKÉ CLONCE

CAVITATION IN MICROFLUIDIC ORIFICE

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Tomáš Bohunský

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

doc. Ing. Pavel Rudolf, Ph.D.

BRNO 2021

Zadaní diplomové práce

Ústav: Energetický ústav
Student: **Bc. Tomáš Bohunský**
Studijní program: Strojní inženýrství
Studijní obor: Fluidní inženýrství
Vedoucí práce: **doc. Ing. Pavel Rudolf, Ph.D.**
Akademický rok: 2020/21

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:

Kavitace na mikrofluidické clonce

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Mikrofluidika, tj. mechanika tekutin v mikroměřítcích, nabízí nové možnosti v oblastech zdravotnictví, biotechnologií nebo energetiky. Hydrodynamickou kavitaci na mikroměřítcích lze použít pro narušení buněčných membrán, katalýzu chemických reakcí nebo urychlení směšování.

Cíle diplomové práce:

Cílem diplomové práce je návrh clonky pro experimentální výzkum kavitace v mikroměřítcích, příprava její výroby a provedení vlastních zkoušek zařízení a vizualizace kavitujícího proudění.

Seznam doporučené literatury:

MISHRA, C. a Y. PELES Size scale effects on cavitating flows through microorifices entrenched in rectangular microchannels. *Microelectromechanical Systems, Journal of* [online]. USA: IEEE, 2005, 14(5), 987-999 [cit. 2020-10-23].

ROOZE, Joost, Matthieu ANDRÉ, Gert-Jan GULIK, David FERNÁNDEZ-RIVAS, Johannes GARDENIERS, Evgeny REBROV, Jaap SCHOUTEN a Jos KEURENTJES. Hydrodynamic cavitation in micro channels with channel sizes of 100 and 750 micrometers. *Microfluidics and Nanofluidics* [online]. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag, 2012, 12(1), 499-508 [cit. 2020-10-23].

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2020/21 .

V Brně, dne

L. S.

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

.....
doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D.
děkan fakulty

Abstrakt

Tato diplomová práce se zabývá kavitujícím prouděním v mikroměřítku, což je oblast, ve které je tento jev stále nedostatečně popsán. Mikrofluidika je zároveň obor zažívající dramatický vzestup v řadě biochemických aplikací, což podtrhuje relevantnost výzkumů tohoto typu.

V teoretické části práce byla kavitace podrobně charakterizována. V praktické části bylo navrženo a vyrobeno vlastní mikrofluidické zařízení s kavitační clonkou. Pro tento návrh bylo využito programu ANSYS. Na navrženém mikročipu byl proveden experiment, jehož cílem bylo pozorovat na clonce kavitující proudění. Toto měření proběhlo v mikrofluidické laboratoři na Odboru fluidního inženýrství Viktora Kaplana. Vzhledem k neúspěchu experimentu byl sestaven *CFD* model dvoufázového kavitujícího proudění. Závěry práce byly sestaveny z poznatků při měření a z výsledků modelace.

Klíčová slova

Mikrofluidika, Kavitace, Kavitační jádro, Mikrofluidický obvod

Abstract

This diploma thesis deals with cavitation flow in the microscale, which remains an area with a lack of sufficient description of this phenomenon. At the same time, microfluidics is a field experiencing a dramatic rise in numerous biochemical applications, which underlines the relevance of researches of this type.

In theoretical part of the thesis, cavitation was described in detail. In the practical part, a microfluidic device with a cavitation orifice was designed and manufactured. The ANSYS program was used for this design. An experiment was performed with the designed microchip, the aim of which was to observe a cavitating flow on the orifice. This measurement took place at the microfluidic laboratory at Victor Kaplan Department of Fluid Engineering. Due to the failure of the experiment, a *CFD* model of two-phase cavitation flow was built. The conclusions of the thesis were compiled from the findings of measurement and the results of modeling.

Key words

Microfluidics, Cavitation, Cavitation nuclei, Microfluidic circuit

Bibliografická citace

BOHUNSKÝ, Tomáš. *Kavitace 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.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně pod vedením doc. Ing. Pavla Rudolfa, Ph.D. a za využití odborné literatury uvedené v seznamu na konci práce. Uvedené informace jsou pravdivé, platné k datu jejich citování a zpracované s mým nejlepším vědomím.

Tomáš Bohunský

Poděkování

Mé poděkování patří doc. Ing. Pavlovi Rudolfovi, Ph.D. za jeho odbornost, Ing. Romanovi Dolečkovi, Ph.D. za jeho schopnosti, Ing. Martinovi Hudcovi za jeho věnovaný čas, Bc. Radkovi Zemanovi za jeho trpělivost a Bc. Ivovi Krajcarovi za jeho ochotu.

Obsah

1. Seznam použitých symbolů a zkratek.....	- 15 -
2. Úvod	- 18 -
3. Mikrofluidika	- 19 -
3.1. Materiály a technologie používané při výrobě	- 20 -
3.1.1. Výčet využívaných materiálů [18, 19, 20]	- 20 -
3.1.2. Výčet výrobních technologií	- 21 -
3.2. Chování tekutin v mikroměřítku	- 24 -
3.3. Budoucnost mikrofluidiky	- 25 -
4. Kavitace.....	- 26 -
4.1. Vznik kavitace a kavitační jádra [74]	- 28 -
4.2. Fyzikální podstata dynamiky bublin	- 31 -
4.3. Děje spojené se zánikem bublin [88]	- 36 -
5. Kavitace v mikrofluidice	- 39 -
6. Návrh mikrofluidického čipu	- 44 -
6.1. ANSYS	- 45 -
6.1.1. Tvorba geometrie	- 45 -
6.1.2. Tvorba sítě	- 46 -
6.1.3. ANSYS Fluent	- 48 -
7. Realizace čipu	- 49 -
7.1. Výroba čipu	- 49 -
7.2. Kompletace čipu	- 50 -
8. Experiment.....	- 53 -
8.1. Vodní okruh	- 53 -
8.2. Příprava experimentu	- 54 -
8.3. Průběh a výsledky experimentu	- 55 -
8.4. Úprava mikrofluidického obvodu	- 56 -
9. Zodnocení experimentu a diskuze	- 57 -
10. CFD model dvoufázového proudění	- 59 -
11. Závěr.....	- 62 -
12. Seznam použitých zdrojů	- 63 -

1. Seznam použitých symbolů a zkratk

Symboly		
Symbol	Popis	Jednotka
a	zrychlení	$[m/s^2]$
	rychlost zvuku	$[m/s]$
C	koeficient vypuštění	$[-]$
C_{pmin}	kritický tlakový součinitel	$[-]$
c_p	měrná tepelná kapacita při stálém tlaku	$\left[\frac{J}{kg \cdot K}\right]$
c_v	měrná tepelná kapacita při stálém objemu	$\left[\frac{J}{kg \cdot K}\right]$
D	hydraulický průměr	$[m]$
	průměr	$[m]$
g	gravitační zrychlení	$[m/s^2]$
H	spádová (dopravní) výška	$[m]$
ΔH	změna spádová (dopravní) výšky	$[m]$
K	kavitační číslo	$[-]$
K_i	počáteční kavitační číslo	$[-]$
K_{ch}	superkavitační číslo	$[-]$
l	vzdálenost	$[m]$
	délka	$[m]$
	měrné latentní (skupenské) teplo	$[J/kg]$
m	hmotnost	$[kg]$
\dot{m}	hmotnostní tok	$[kg/s]$
n	polytropický koeficient	$[-]$
p	tlak	$[Pa]$
Δp	rozdíl tlaku	$[Pa]$
p_b	tlak v bublině	$[Pa]$
p_g	tlak plynu	$[Pa]$
p_k	tlak kapaliny ve velké vzdálenosti od bubliny	$[Pa]$
p_s	statický tlak	$[Pa]$
p_v	tlak sytých par	$[Pa]$
Q	objemový průtok	$[m^3/s]$
r	polohový vektor	$[m]$
r_b	poloměr bubliny	$[m]$
Re	Reynoldsovo číslo	$[-]$
S	průřez	$[m^2]$
S_{mk}	průřez mikrokanálku	$[m^2]$
t	čas	$[s]$
	tloušťka	$[m]$

	teplota	[°C]
t_{sp}	teplota skelného přechodu	[°C]
u	radiální složka rychlosti	[m/s]
v	rychlost	[m/s]
\bar{v}	průřezová rychlost kapaliny	[m/s]
w	šířka	[m]
x, y, z	kartézské souřadnice	[m]
Y_z	měrná ztrátová energie	[Pa]

Symboly řecké abecedy

Symbol	Popis	Jednotka
α	Coriolisovo číslo	[–]
γ	bezrozměrný parameter bubliny	[–]
ε	sytost	[–]
η	dynamická viskozita	[Pa · s]
κ	Poissonova konstanta	[–]
λ	koeficient tření	[–]
ν	kinematická viskozita	[m ² /s]
ρ	hustota kapaliny	[kg/m ³]
σ	povrchové napětí	[N/m]
$\sigma_{r_b r_b}$	normálové napětí na pomezí kapaliny a plynu	[Pa]
τ	tečné napětí	[Pa]
	Rayleigho čas	[s]

Zkratky

Zkratka	Popis
μ -TAS	Micro Total Analysis System
LOC	Lab-on-a-Chip
MEMS	Microelectro-Mechanical Systems
SEM	Scanning Electron Microscopy (rastrovací elektronová mikroskopie)
PDMS	Polydimethylsiloxan
PC	Polykarbonát
PU	Polyurethan
RIE	Reactive Ion Etching
DRIE	Deep Reactive Ion Etching
OOC	Organ-on-a-Chip
HOC	Human-on-a-Chip
HC	Hydrodynamic Cavitation
RPR	Rayleigh-Plessetova rovnice



CFD	Computational Fluid Dynamics (výpočtové modelování proudění)
ESI	Elveflow Software Interface
CRUD	Chalk River Unidentified Deposit
DOC	Dissolved Oxygen Concentration
SST	Shear Stress Transport
PMMA	Polymethylmethakrylát
SPDT	Single Point Diamond Turning
CPE	Co-polyester

Dolní indexy

Index	Popis
0	počáteční hodnota
1, 2, 3	početní indexy
<i>c</i>	clona
<i>i, j</i>	obecné směrové indexy
<i>jet</i>	jet
<i>kr</i>	kritická hodnota
<i>max</i>	maximální hodnota
<i>min</i>	minimální hodnota
<i>r</i>	referenční hodnota
<i>t</i>	tání
<i>v</i>	var

Horní indexy

Index	Popis
.	časová derivace
..	druhá časová derivace

2. Úvod

Tématu mikrofluidických systémů je věnována pozornost již několik desetiletí (zkratka μ -TAS¹ byla poprvé použita v roce 1990 [1]). Tehdejší čipy měly za úkol nahradit kapiláry a byly pouze v provedení rovných kanálků. Tyto původně jednoduché konstrukce čipů doposud prodělaly intenzivní vývoj až k poměrně komplikovaným zařízením. Vrcholem tohoto vývoje je pak technologie *Lab-on-a-Chip*² (LOC) [3]. Dnešní systémy tak mají využití napříč širokým spektrem oborů a pojíse s nimi výhody jako například menší spotřeba pracovní látky, rychlejší analýza vzorků nebo kompaktní rozměry zařízení [4, 5].

Podobně byla hydrodynamická kavitace ve velké míře studována kvůli negativním vlivům na strojní součásti, do dnešní doby už ale byly prozkoumány i její možné pozitivní důsledky. V kontextu mikrofluidiky se jedná například zvýšení účinnosti mísících procesů v mikromísících, rozklad buněčných struktur nebo katalýzu chemických reakcí. Díky kavitujícím mikrofluidickým součástím existuje také možnost zkoumat kavitaci ve specifických tekutinách o malých vzorcích, jejichž dostupnost je zpravidla omezená [6, 7]. Tématem kavitace ve spojitosti s mikrofluidikou se nicméně doposud zabývalo jen pouze malé množství studií [6, 8, 9, 10] a další.

Tato práce propojuje tato dvě témata a jejím cílem je navrhnout mikrofluidické zařízení, ve kterém bude při jeho provozu docházet ke kavitaci. Práce tím navazuje na činnost *Radka Zemana* [11], který ve své práci sestavil a popsal použitý mikrofluidický obvod, a *Martina Holuba* [7], který byl jeden z prvních v České republice, kdo téma kavitace v mikrofluidice ve své práci zpracoval. Byl tedy navržen kavitační čip, který byl vsazen do zmíněného obvodu a na kterém byl proveden experiment.

Simulace výpočtu a návrh čipu byly provedeny v programu *ANSYS Student 2020 R2*.

¹ *Micro Total Analysis System* – obecně analyzátoř pracujících na bázi mikrofluidických čipů, možno přeložit jako systém mikro celkové analýzy.

² Zařizování, které spojuje několik laboratorních funkcí (od odběru vzorku po jeho vyhodnocení) v jednom integrovaném obvodu o velikosti milimetrů nebo několika centimetrů čtverečních, překládáno jako laboratoř na čipu [2].

3. Mikrofluidika

Mikrofluidické zařízení je všeobecně definováno jako součást, která při svém běhu využívá množství tekutiny v mikro nebo v nano měřítku. Jelikož se většina aplikací týká hlavně biomedicínských a chemických analýz, je mikrofluidika převážně využívána právě v těchto oborech [12]. Důvodů, proč vůbec pracovat s takto malými rozměry je celá řada. Malá zařízení jsou zpravidla levnější³, lze je přenášet a komponovat do pohybujících se objektů. V kontextu zmíněné biomedicíny a chemie je výhodou, pokud se při potřebě, např. odebrat vzorek z živé tkáně, odebere pouze malé množství. Pokud je nutné pracovat s nebezpečnými látkami, např. s výbušninami, snižuje se při použití pouze malého množství riziko zranění nebo nehody. Vzhledem k poměru povrchu vůči objemu tekutiny se také zvyšuje míra přestupu tepla, čehož je možné využít např. pro lepší řízení probíhajících reakcí [13].

Mikrofluidika byla formovaná jako podkategorie oboru známého jako MEMS (*Microelectro-Mechanical Systems* – mikroelektromechanické systémy), který vznikl od osmdesátých let minulého století v důsledku miniaturizace všech dostupných systémů – mechanických, fluidních, elektromechanických nebo tepelných. Příklad takového MEM systému je ukázán na obrázku 3.1, na kterém si skutečný mravenec prohlíží ozubené kolečko o velikosti v řádu stovek mikrometrů. Tato fotografie ve své době znázorňovala pouhý náhled do toho, jakým způsobem může zařízení zkonstruované člověkem zasáhnout do mikrosvěta. [16, 17].



Obr. 3.1: SEM fotografie mravence držícího mikrozařízení, pořízená v roce 1992 na Technologickém institutu v Karlsruhe v Německu, citace z [17]

³ Specializované pracovní postupy a nástroje pro výrobu mikrofluidických komponentů přirozeně zvyšovaly v minulosti jejich cenu oproti výrobkům konvenčních rozměrů, ale s vývojem nových technologií (leptání, specializované odlévání, 3D tisk atp.) a možností sériové výroby se tato cena postupně snižuje; taktéž dochází k úsporám materiálu [14, 15].

3.1. Materiály a technologie používané při výrobě

Schopnost vyrobit zařízení v mikro nebo v nano měřítku obnáší řadu výzev. V závislosti na požadované aplikaci musí být návrh kanálků upraven tak, aby bylo možno dosáhnout konkrétních požadovaných výsledků. Použité materiály a výrobní postupy by tedy měly být přiměřené tomuto požadavku a měly by vykazovat příslušné vlastnosti [12, 18].

3.1.1. Výčet využívaných materiálů [18, 19, 20]

Původní čipy byly vyráběny z křemíku, který byl ale v zápětí nahrazen sklem a později polymery. Na křemík padla první volba z důvodu odolnosti vůči organickým rozpouštědlům, vysoké tepelné vodivosti atp. Ovšem kvůli jeho tvrdosti nebylo snadné s křemíkem pracovat. Pro jeho výrobu bylo taktéž nutné využití nebezpečných chemikálií a po připočtení poměrně vysoké ceny není dnes křemík považován za vhodný materiál pro výrobu čipů. Sklo, které křemík nahradilo, přineslo výhodu v podobě optické transparentnosti, jenže vzhledem k podobným nevýhodám jako u samotného křemíku stále setrvaly omezení v použití. Tato omezení nicméně odstartovala vývoj alternativních levných čipových materiálů, které by bylo možné snadno vyrobit a byly by kompatibilní se širším spektrem biologických aplikací.

O několik let později byly zavedeny čipy na bázi polymerů, u kterých bylo vzhledem k jejich široké škále možné vybrat si příhodný materiál pro konkrétní aplikaci. Polymery jsou ve srovnání s anorganickými materiály snadno dostupné a levné, což z nich v současnosti dělá nejběžněji používané materiály. Jejich kompletní výčet a charakteristika by nicméně vydali na samostatnou práci, proto zde budou uvedeni jen jejich někteří zástupci.

Jednou z hojně využívaných skupin polymerů jsou elastomery. Skládají se z propletených polymerních řetězců, které je možné vlivem vnější síly natahovat nebo stlačovat. Po odeznění vnější síly se tyto řetězce navrací do původního tvaru. Těmito elastomerními vlastnostmi disponuje například PDMS (polydimethylsiloxan), což je nejčastěji používaný mikrofluidní materiál. Je snadné jej vyrobit při přiměřených nákladech, má dobrou optickou průhlednost a je snadno implementovatelný do systémů. Je ideální pro výrobu prototypů.

Daší z využívaných skupin polymerů jsou termoplasty. Ty lze po dosažení teploty skelného přechodu (t_{sp} – teplota, po jejímž překročení získá polymer kaučukovité vlastnosti, pod ní má vlastnosti sklovité [21]) opakovaně přetvářet. Jsou vysoce zesítněné, opticky čiré a vhodné pro mikroobrábění. Výroba těchto čipů je ale složitější než výroba čipů z elastomerů. Vyrábí se termickým litím za použití forem ze železa nebo křemíku. Z tohoto důvodu jsou vhodné pro komerční výrobu, kdy je možné vyrobit velké množství kusů vysokou rychlostí. Zástupcem této skupiny je např. polykarbonát (PC) nebo polyurethan (PU).

Oproti celé řadě dalších typů polymerů je možné použít pro výrobu mikrofluidických komponentů také keramiku [59], hydrogely [60] nebo také papír [61], díky své dostupnosti,

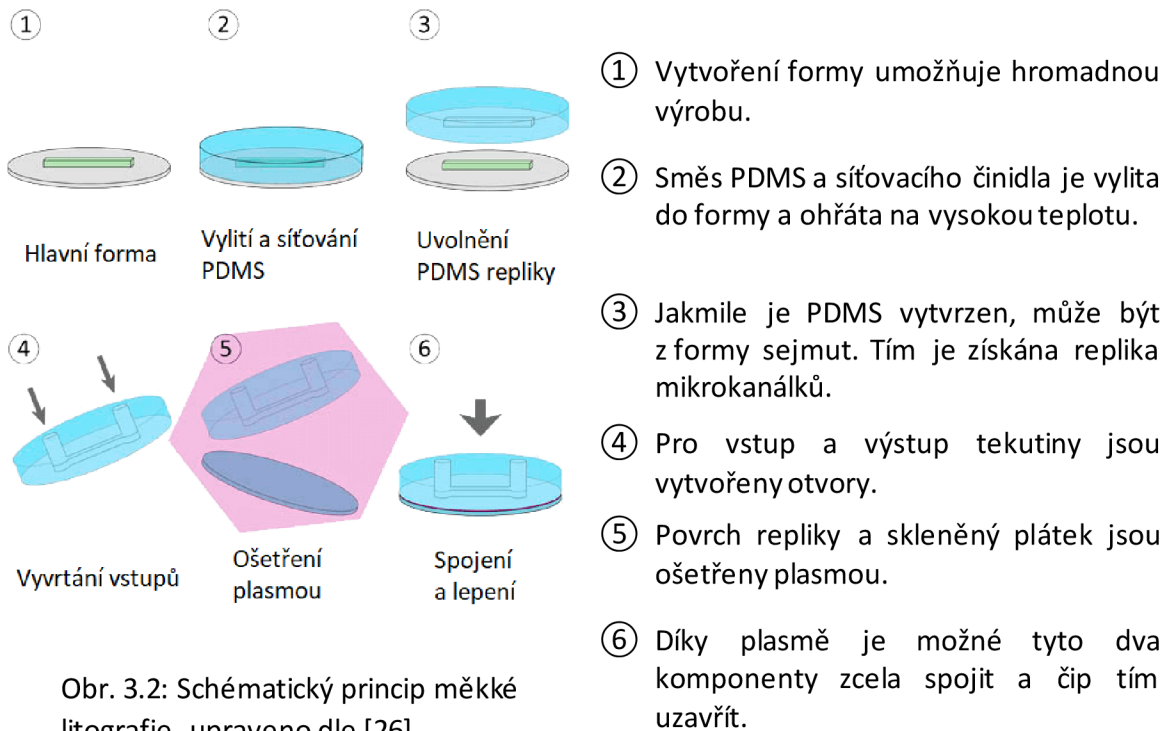
biokompatibilitě nebo snadné likvidaci. Každý z těchto materiálů má své výhody i nevýhody. Nadále také pokračuje vývoj nových materiálů, z nichž řada přináší zajímavé vlastnosti. V tabulce 3.1 je porovnán základní výčet vlastností zmíněných materiálů.

vlastnost	křemík/sklo	elastomery	termoplasty	hydrogely	papír
Youngův modul pružnosti [<i>GPa</i>]	130-180/50-90	0,0005	1,4-4,1	nízký	0,0003-0,0025
nejmenší rozměr kanáلكů	< 100 <i>nm</i>	< 1 μm	~100 <i>nm</i>	~10 μm	~200 μm
optická transparentnost	žádná/vysoká	vysoká	střední-vysoká	nízká-střední	nízká
termostabilita	velmi vysoká	střední	střední-vysoká	nízká	střední
hydrofobicita	hydrofilní	hydrofobní	hydrofobní	hydrofilní	amfifilní

Tab. 3.1: Vlastnosti používaných materiálů, upraveno dle [18]

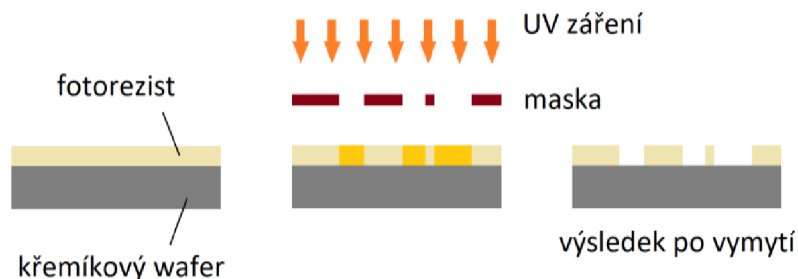
3.1.2. Výčet výrobních technologií

Velká část výroby v mikrofluidice byla realizována pomocí tzv. měkké litografie, kterou představili v roce 1998 *Xia a Whitesides* [22]. Nejedná se o jedinečnou techniku výroby, nýbrž o soubor výrobních metod, které ale stojí na podobném principu, který popisuje obrázek 3.2. Tyto metody jsou vhodné zejména pro zmíněný materiál PDMS a byly již kvalitně popsány [23, 24, 25]. Měkká litografie je v podstatě odlévání polymerů za pomoci vzorkovací formy.



Obr. 3.2: Schématický princip měkké litografie, upraveno dle [26]

Vychází z konvenční fotolitografie, což je složitý výrobní proces vyžadující čisté prostory a vysoce kvalifikovanou obsluhu. Metoda spočívá v odstraňování materiálu pomocí světelného záření. Paprsek světla prochází skrz masku s požadovaným vzorem a narušuje materiál (fotorezist) v místech, na které dopadá⁴. Následným vymytím těchto oblastí a po další úpravě je získán čip požadovaných tvarů a rozměrů, jak ukazuje zjednodušeně obrázek 3.3. Tímto způsobem je možné vyrobit vzorkovací formu, která je pro měkkou litografii potřebná. Vzhledem k tomu, že se měkká litografie používá pro výrobu čipů z elastomerů, jakožto nejčastějších materiálů v mikrofluidice, je její zastoupení časté a nenahraditelné [15, 27, 28].



Obr. 3.3.: Princip narušování světelným paprskem, upraveno dle [27]

Pro odlévání termoplastů existují dvě ekvivalentní metody, a to vstřikování (*Injection Molding*) a vtláčování za tepla (*Hot Embossing*). Spolu s měkkou litografií jsou tyto tři výrobní postupy tedy všechny založené na principu odlévání, zároveň se ale každá z nich liší a v komerční mikrofluidice má své specifické místo [14].

Proces vstřikování je možné rozdělit do čtyř kroků. Termoplast je uvnitř tlakové nádoby nejprve zcela roztaven do kapalného stavu. Následně jsou dvě poloviny jedné odlévací formy přitlačeny k sobě, čímž v nich vzniká dutina. Do této dutiny je dále vstříknut roztavený termoplast, který ji zcela vyplní. Po tom, co je forma ochlazená, je odlitek vyjmut, a po případných dokončovacích úpravách je získána finální podoba čipu. Proces vstřikování je znázorněn na obrázku 3.4 [14].

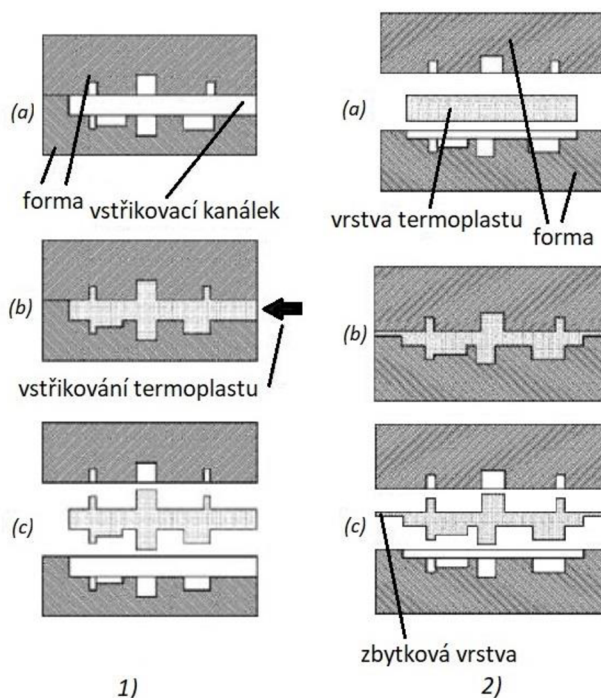
V procesu vtláčování za tepla je vrstva termoplastu umístěna mezi dvě formy. Z tohoto prostoru je odčerpán vzduch a formy jsou následně zahřáty a přitlačeny k sobě. Po ochlazení je získán odlitek, jak ukazuje obrázek 3.4. Ten je, podobně jako u procesu vstřikování, zpravidla nutné ještě podrobit dokončovacím operacím. Díky snadné automatizaci, cenové efektivitě a přesnosti je vtláčování za tepla často využíváno v sériových výrobcích pro komerční systémy. Oproti vstřikování má vtláčování za tepla několik výhod. Materiál protéká

⁴ V tomto případě se jedná o tzv. pozitivní fotorezist. Existuje ale také varianta negativního fotorezistu, kdy je princip obrácen, tedy UV záření materiál nenarušuje, nýbrž vytvrzuje. U negativního fotorezistu nicméně existuje riziko smrštění materiálu, proto je pozitivní fotorezist požadován za lepší volbu [27].

menší vzdáleností, což významně snižuje vnitřní pnutí odlitku. Navíc nedochází k takovému smrštění jako u vstřikování, což je výhodou v případě výroby čipů s velice jemnými vzory [29]. Technologie je ale použitelná pouze pro termoplasty a zároveň se mohou vyskytovat obtíže při výrobě komplexních trojrozměrných struktur [14, 30].

Obr. 3.4: Schématické znázornění principu vtláčování za tepla a vstřikování, upraveno dle [31]

- 1) vstřikování
- 2) vtláčování za tepla



Další skupina výrobních postupů je založena na leptání, a to suchém nebo mokrém. Leptání spočívá v ochraně jedné části materiálu a v napadení druhé za účelem jeho odstranění do požadované hloubky. U možnosti mokrého leptání je materiál odstraňován pomocí kapalných chemikálií nebo leptadel. V jeho prvním kroku adsorbuje leptaný materiál chemikálie. Následně proběhne chemická reakce, zpravidla oxidačně redukční. Materiál tedy koroduje, a vzápětí je rozpuštěn. V posledním kroku probíhá difuze vedlejších produktů z reakce. Výhodami mokrého leptání jsou vysoká spolehlivost nebo možnost automatizace. Úroveň rozlišení je ale omezená a s používanými chemikáliemi se pojí vysoké pořizovací náklady a nároky na bezpečnost [15, 32].

V případě suchého leptání je materiál odstraněn paprskem plasmy nebo leptávkami plyny. Na rozdíl od mokrého leptání tedy nedochází k reakci s leptadlem v kapalném stavu. Suché leptání může být dále děleno na fyzické, kdy jsou atomy materiálu vyraženy paprskem iontů [33], elektronů [34] nebo fotonů [35] o vysoké kinetické energii a nedochází tedy k žádné chemické reakci. Dále na chemické, kdy materiál reaguje s chemikálií v plynném stavu, a v poslední řadě na reaktivní iontové leptání (*Reactive Ion Etching* – RIE, případně *Deep Reactive Ion Etching* - DRIE). Tato poslední metoda kombinuje fyzické a chemické leptání dohromady. Tato technika je nejvíce rozmanitá, nepoužívanější a rychlejší než jiné druhy

suchého leptání. Leptání všeobecně se běžně používá pro čipy z křemíku nebo ze skla. Je jím možné vytvořit samotné čipy, ale i formy pro odlévání [15, 32].

Vyjma výše jmenovaných existuje celá řada dalších výrobních technologií. Mikrofluidické čipy je možné vytvářet mikroobráběním, laserem [36], 3D tiskem [37], nanotechnologiemi [38] a dalšími. Nově vznikající techniky a postupy tak postupně rozšiřují možnosti uplatnění mikrofluidických komponentů ve vědecké sféře, v průmyslu nebo mezi veřejností [14].

3.2. Chování tekutin v mikroměřítku

Oproti konvenčním rozměrům u makrofluidiky se chování tekutin v mikroměřítku liší, přestože zpravidla dodržuje platné zákony mechaniky proudění. Při soustavném zmenšování průřezů, kterým tekutina proudí, dochází ke změně poměru mezi setrvačnými a viskózními silami, přičemž se viskózní síly stávají dominantními. Tento silový poměr je možné charakterizovat Reynoldsovým číslem:

$$Re = \frac{\bar{v} \cdot D}{\nu}, \quad (3.1)$$

kde \bar{v} je průřezová rychlost tekutiny [m/s], D je hydraulický průměr (v případě potrubí s kruhovým průřezem se jedná o jeho průměr) [m] a ν je kinematická viskozita⁵ [m^2/s] [11, 27].

Hodnota Reynoldsova čísla určuje charakter proudění. Po překročení jeho kritické hodnoty ~ 2320 nastává změna z laminárního proudění na turbulentní (obrázek 3.5). Při uvažování modelové situace, kdy průměr potrubí $D = 100 \cdot 10^{-6} m$ a kinematická viskozita $\nu = 1 \cdot 10^{-6} m^2/s$, je možné odvodit⁶ průřezovou rychlost potřebnou pro to, aby bylo v mikroměřítku kritické hodnoty Reynoldsova čísla dosaženo. Taková průřezová rychlost tekutiny by musela dosahovat hodnoty $\bar{v} = 23,2 m/s$. Tato hodnota je při reálných aplikacích složitě dosažitelná, jelikož se rychlosti v mikrofluidice pohybují spíše v řádu jednotek

⁵ Kinematická viskozita je dána vztahem:

$$\nu = \frac{\eta}{\rho}, \quad (3.2)$$

kde η je dynamická viskozita [$Pa \cdot s$] a ρ je hustota tekutiny [kg/m^3]. Hustota ani dynamická viskozita nejsou konstantní, nýbrž jsou funkcí teploty (dynamická viskozita se dále liší pro každou tekutinu). Kinematická viskozita je tudíž také funkcí teploty. Pro teplotu vody $20^\circ C$ je její hodnota $1,010 \cdot 10^{-6} m^2/s$ [62, 66].

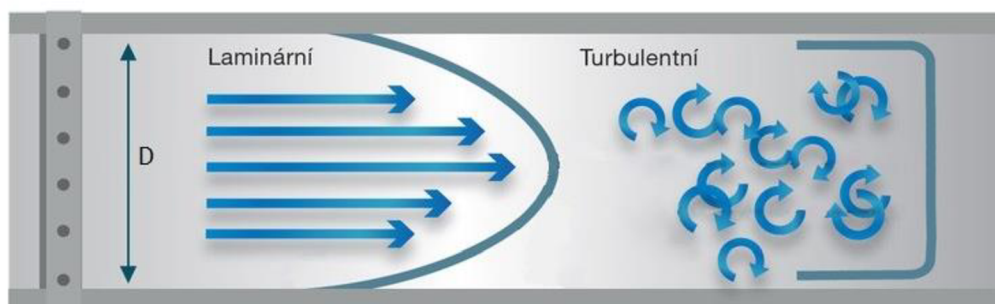
⁶ Odvození vychází z rovnice (3.1):

$$Re_{kr} = \frac{\bar{v} \cdot D}{\nu} \quad (3.3)$$

$$\bar{v} = \frac{Re_{kr} \cdot \nu}{D} = \frac{2320 \cdot 1 \cdot 10^{-6}}{100 \cdot 10^{-6}} = \frac{2320}{100} = 23,2 m/s \quad (3.4)$$

milimetrů za sekundu a Reynoldsova čísla tudíž ani v maximálních případech nepřesahují hodnotu několik set [39].

Je tedy uvažováno pouze laminární proudění, ve kterém se částice pohybují ve vrstvách a nepřemísťují se napříč průřezem. Molekuly tekutiny v kanálku se tudíž pohybují poměrně předvídatelným způsobem, což může být ale problémem v případě, že je nutné promíchat dvě odlišné tekutiny [27]. Na mísení se totiž nemohou podílet turbulentní víry, ale pouze molekulární difuzivita, proudění a přestup tepla. Ztoho důvodu jsou mikromísniče navrhovány tak, aby se maximálně zvýšila kontaktní plocha mezi tekutinou a stěnou kanálku, jak ve své práci ukázal například *Martin Abrahám* [40].



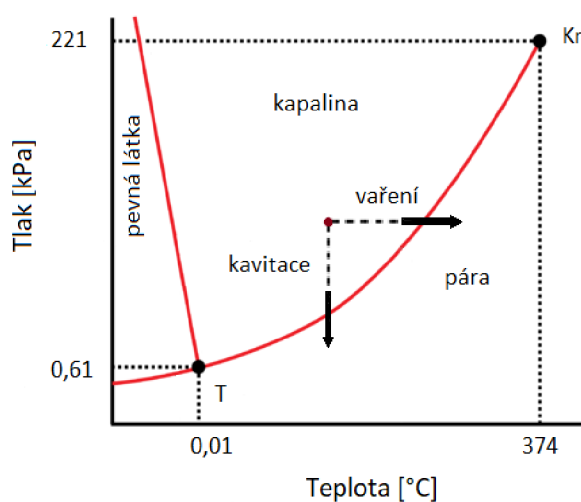
Obr. 3.5: Schéma rychlostních profilů laminárního a turbulentního proudění, upraveno dle [41]

3.3. Budoucnost mikrofluidiky

Pole působnosti mikrofluidiky se stále rozšiřuje a jejich využití tak dnes nacházíme u zmíněných laboratořích na čipu [42], dále diagnostických zařízeních [43], nejrůznějších typů senzorů [30] nebo DNA čipů [44], až po tzv. orgány na čipu (*Organ-on-a-Chip* – OOC). Orgán na čipu je mikrofluidní buněčný čip, který by mohl simulovat aktivity, mechaniku a fyziologickou reakci celého orgánu, tkáně nebo systému orgánů včetně průběžného monitorování. Je to tedy umělý orgán v mikroměřítku [45, 46]. Některé z orgánů na čipu byly již vytvořeny: střeva [47, 48], plíce [49, 50], ledviny [51], játra [52], lymfatický systém [53], hematoencefalická bariéra [54], srdce [55] a kůže [56]. Byly vytvořeny i čipy obsahující několik orgánů [57, 58]. Tato snaha by měla ústít ve vytvoření tzv. člověka na čipu (*Human-on-a-Chip* – HOC), tedy multiorgánový systém, díky kterému by bylo například možné monitorovat průběh infekcí nebo vliv nejrůznějších látek na orgány nebo zkoumat vedlejší účinky nově vyvíjených farmaceutik. Jejich vývoj by tak bylo možné zrychlit, zlevnit a zároveň by nebylo nutné provádět testy na zvířatech [27].

4. Kavítace

Kavitace je obecně definována jako jev vzniku, růstu a kolapsu bublinek páry v oblasti, kde hodnota statického tlaku kapaliny klesá pod hodnotu tlaku sytých par této kapaliny [6]. Při dosažení tlaku sytých par nastává změna z kapalného skupenství na plynné a v systému se začínají objevovat bubliny plynu [63]. Tlak sytých par se běžně značí jako p_v a pro vodu o teplotě 20 °C je jeho hodnota 2339 Pa [64]. Tyto bubliny vzápětí kolabují v momentě, kdy se dostanou do oblastí s vyšším tlakem, což je doprovázeno vznikem rázové vlny nebo destruktivními účinky na obtékaný materiál. Kavítace tak způsobuje hluk, snižuje účinnost strojů a může způsobit i jejich mechanické poškození [63].



Obr. 4.1: Fázový diagram vody, T je trojný bod vody a Kr je kritický bod, upraveno dle [65]

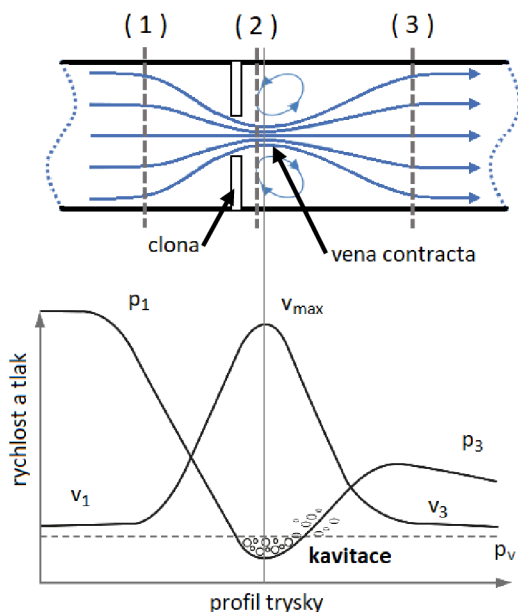
Odpařování kapaliny postupným snižováním tlaku je ekvivalentem k odpařování zvyšováním teploty, přičemž jsou tyto dva jevy provázány. Podle fázového diagramu vody obrázku 4.1 je možné tvrdit, že tlak sytých par je funkcí teploty [65, 66]. Například pro vodu o teplotě 30 °C je tlak sytých par 4247 Pa, pro vodu o teplotě 40 °C je to již 7384 Pa [64]. Kapalina má tedy s rostoucí teplotou vyšší tendenci kavitovat, jelikož se zvyšuje tlak sytých par a jelikož klesá její povrchové napětí. Stejně tak dosáhne voda při nižším tlaku varu při nižší teplotě. Odpařování nastává při překročení křivky na pomezí kapaliny a páry [65, 67].

Kavitaci lze rozdělit na několik typů. V případě jejího vzniku v pohybující se kapalině je označována jako hydrodynamická kavítace (*Hydrodynamic Cavitation* – HC). Tento typ je v praxi nejběžnější a v případě nekvalitního návrhu hydrodynamických součástí pro danou situaci se může indukovat na lopatkách čerpadel, turbín, lodních šroubů atp. [65]. Právě hydrodynamickou kavítací se tato práce zabývá.

Geometrie jako clony nebo Venturiho dýzy mají možnost generovat při pohybu tekutiny velké tlakové spády [7]. V jejich zúžení dochází podle rovnice kontinuity pro ustálené proudění nestlačitelné kapaliny (4.1) k nejvyšším rychlostem a podle Bernoulliho rovnice (4.2) jsou tyto oblasti zároveň i oblastmi s největšími poklesy tlaků [66]. Tyto souvislosti znázorňuje obrázek 4.2. Bernoulliho rovnice (4.2) je uvedena ve zjednodušené podobě a tudíž neobsahuje Coriolisovo číslo α , které vyjadřuje poměr skutečné kinetické energie k energii vyjádřené ze střední průřezové rychlosti \bar{v} [68]. Neobsahuje ani ztrátový člen. V reálné

aplikaci ale k tlakové ztrátě dochází, což na obrázku 4.2 znázorňuje odchylka tlaků p_1 a p_3 po průchodu clonou. Indexy 1, 2 a 3 zároveň ustanovují značení veličin pro následující výpočty. Pojem *vena contracta*⁷ označuje oblast v proudu tekutiny, kde je průměr proudu nejmenší a rychlost tekutiny je na svém maximum. V tomto místě je také největší riziko, že tlak kapaliny klesne pod tlak sytých par a nastane kavitace [70, 99].

Obr. 4.2: Vývoj rychlosti a tlaku po průchodu clonou, kde p_1 , p_3 jsou tlaky, v_1 , v_3 jsou rychlosti a v_{max} je maximální hodnota rychlosti, upraveno dle [71, 66, 67]



Rovnice kontinuity pro ustálené proudění nestlačitelné kapaliny je dána [66]:

$$Q = \bar{v}_1 \cdot S_1 = \bar{v}_2 \cdot S_2 = konst., \quad (4.1)$$

kde Q je objemový průtok [m^3/s], \bar{v}_1 , \bar{v}_2 je průřezová rychlost [m/s] a S_1 , S_2 je průřez potrubím [m^2].

Bernoulliho rovnice pro ideální kapalinu [66] je dána:

$$\frac{p_1}{\rho} + \frac{v_1^2}{2} + g \cdot H_1 = \frac{p_2}{\rho} + \frac{v_2^2}{2} + g \cdot H_2 = konst., \quad (4.2)$$

kde ρ je hustota kapaliny [kg/m^3], p_1 , p_2 je tlak [Pa], v_1 , v_2 je rychlost [m/s], H_1 , H_2 je spádová výška [m] a g je gravitační zrychlení [m/s^2].

Po úpravě za předpokladu, že nedochází ke změně spádové výšky, tj. $H_1 = H_2$, platí:

$$p_1 - p_2 = \frac{\rho}{2}(v_2^2 - v_1^2). \quad (4.3)$$

Podle rovnice (4.3) doplněné o graf na obrázku 4.2 tedy platí, že tlak a rychlost jsou při proudění v nepřímé úměře. Při návrhu kavitáční mikroclonky v praktické části práce bylo tedy záměrem vyvolat dostatečný tlakový spád tím, že nastane změna rychlostí mezi dvěma konkrétními místy mikrofluidického kanálku. To podle rovnice (4.1) znamená náhlou změnu jeho průřezu.

⁷ v překladu *stažená žíla* [69]

Přestože jsou zdůrazňovány hlavně negativní účinky kavitace, je možné ji v některých průmyslových procesech využít ke koncentraci velkého množství energie na malou plochu. Toho je možné využít pro řadu pozitivních aplikací, jako například:

- k čištění povrchů ultrazvukem nebo kavitačními tryskami,
- k disperzi částic v kapalném médiu,
- k výrobě emulzí,
- k výrobě nanoprášků [72],
- k elektrolytické depozici (iontové vrstvy, které pokrývají elektrody, jsou rozloženy pomocí kavitace, čímž je proces depozice urychlen),
- k terapeutické masáži a k ničení bakterií v oblasti lékařského inženýrství [65]

Existuje bezrozměrný parametr známý jako kavitační číslo K (v anglické literatuře bývá uváděno jako σ), kterým je možné kavitaci kvantifikovat. Kavitační číslo lze také definovat jako poměr sil majících tendenci potlačit kavitaci a sil majících tendenci kavitaci vyvolat. [67, 73] Je dáno vztahem:

$$K = \frac{p_3 - p_v}{\frac{1}{2} \rho \bar{v}_r^2}, \quad (4.4)$$

kde p_3 je tlak [Pa], p_v je tlak sytých par [Pa], ρ je hustota kapaliny [kg/m^3] a \bar{v}_r je referenční průřezová rychlost kapaliny (zpravidla průřezová rychlost uvnitř clonky) [m/s] [65].

Každému toku, ať už kavitujiícímu nebo ne, odpovídá konkrétní hodnota kavitačního čísla. Pokud je K výrazně velké, nastává pouze jednofázové proudění [67]. Od určité hodnoty kavitačního čísla se nicméně začínají objevovat první bubliny plynu. Tuto hodnotu je možné označit jako počáteční kavitační číslo K_i , což je záporně vzatá hodnota kritického tlakového součinitele Cp_{min} . Ten je vyjádřen vztahem:

$$Cp_{min} = \frac{p_{min} - p_3}{\frac{1}{2} \rho \bar{v}_r^2}, \quad (4.5)$$

kde p_{min} je tlak na obtékané stěně ($p_{min} = p_v$) [Pa], p_3 je tlak [Pa], ρ je hustota kapaliny [kg/m^3] a \bar{v}_r je referenční průřezová rychlost kapaliny [m/s] [65, 67, 73].

Kavitace tedy nastává v případě že $K \leq K_i$. Čím více bude hodnota kavitačního čísla pod hodnotou počátečního kavitačního čísla, tím více bublin bude v toku vznikat [73].

4.1. Vznik kavitace a kavitační jádra [74]

Pro správné pochopení mechanismu vzniku kavitace je nejprve nutná znalost procesů odehrávajících se při vzniku samotných bublin. Ty se objevují v místě porušení soudržnosti kapaliny, tedy v místě, ve kterých jsou překonány její kohezní síly (přitažlivé síly mezi navzájem stejnými molekulami). To znamená, že do úvahy vstupuje pevnost kapaliny, která

je ovlivněná její čistotou. Pro případ absolutně čisté vody může její pevnost dosahovat až 1013 MPa. Taková kapalina je zbavená všech nečistot, příměsí apod., což jsou v reálných aplikacích prakticky nedosažitelné podmínky. Kavitační v takovéto kapalině je označována jako homogenní. Skutečná kapalina obsahuje řadu příměsí, a tím její pevnost klesá, jak ukázal např. Keller [75]. Experimentálně zjištěná pevnost se v závislosti na vícero podmínkách pohybuje ve výši 10^4 až 10^6 Pa, tedy do 1 MPa. Je tedy značně nižší než pevnost čisté kapaliny⁸. Kavitační odehrávající se v takovéto kapalině je označována jako heterogenní [7, 77].

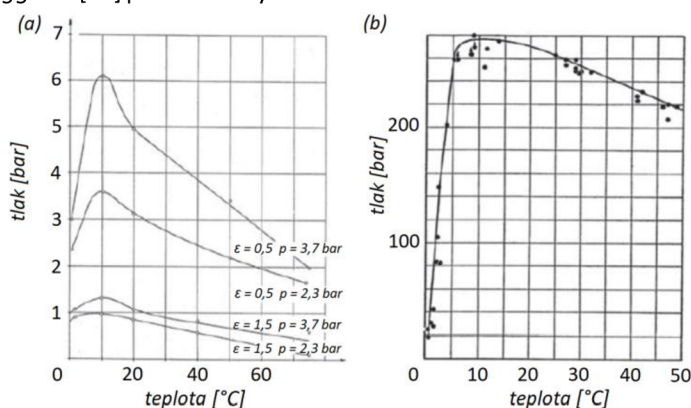
Spíše než příměsí nebo jiné mechanické částičky mají nicméně vliv na snížení pevnosti kapaliny volné nerozpuštěné plyny, které tvoří tzv. kavitační jádra⁹. Ty se nachází v mikroskopických trhlinách, ve štěrbinách na povrchu obtékaných stěn nebo na mikroskopických částech obsažených v kapalině. Problematice kavitačních jader se ve svých pracích blíže věnuje například Mørch [77, 78]. Kavitační bubliny pak vznikají právě z těchto kavitačních jader. Za určitých podmínek kapaliny dosáhne kavitační jádro kritické velikosti, po které začne růst, až se stává viditelné lidským okem jako kavitační bublina.

Při předpokladu, že kavitační jádro má tvar kulové plochy, platí pro tlak v bublině p_b při využití Daltonova zákona¹⁰ podmínka rovnováhy:

$$p_b = p_g + p_v = p_k + \frac{2\sigma}{r_b}, \quad (4.6)$$

kde p_g je tlak plynu [Pa], p_v je tlak sytých par [Pa], p_k je tlak okolní kapaliny ve velké vzdálenosti od bubliny [Pa], σ je povrchové napětí [N/m] a r_b je poloměr bubliny [m].

⁸ Pevnost kapaliny závisí mimo čistoty také na teplotě. Zajímavostí je, že její maximální hodnota nastává při teplotě 10 °C a při dalším snižování teploty až k 0 °C prudce klesá, jak ukazuje graf na obrázku 3.3, kdy (a) je závislost sestavená Kellerem [75] pro různé tlaky kohoutkové vody o různých stupních její sytosti ε a (b) je závislost sestavená Briggsem [76] pro vodu o vysoké čistotě. Tato anomálie stále není zcela vysvětlená [77].



Obr. 3.3: Grafy závislosti pevnosti vody na teplotě, upraveno dle [77]

⁹ Zaměnitelným pojmem pro kavitační jádro je v této práci počáteční poloměr bubliny.

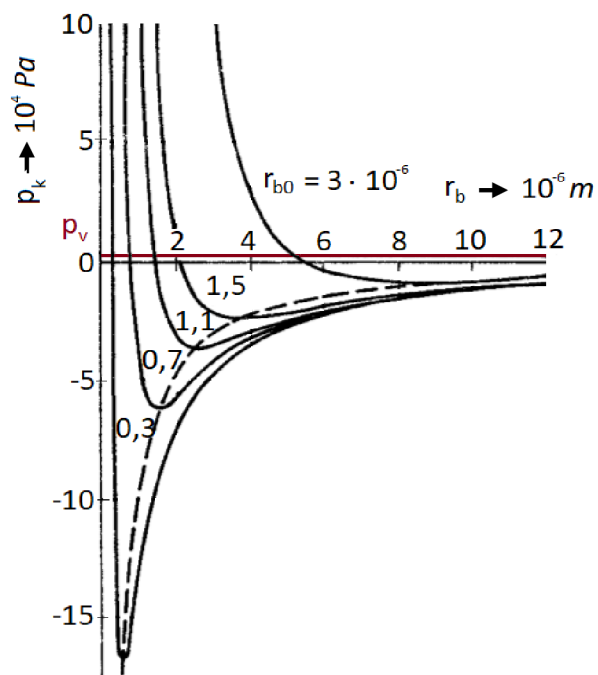
¹⁰ Daltonův zákon parciálních tlaků: tlak směsi plynů je roven součtu jejich parciálních tlaků [79].

Tlak v bublině je tedy oproti obklopující kapalině vyšší o hodnotu $2\sigma/r_b$. Za předpokladu, že při změně poloměru bubliny se hmotnost plynu nemění (tj. nedochází k difuzi plynu z okolní kapaliny) a plyn v bublině se mění za konstantní teploty, platí pro tlak kapaliny obklopující bublinu vztah:

$$p_k = p_v + \left(p_{k0} - p_v + \frac{2\sigma}{r_{b0}} \right) \left(\frac{r_{b0}}{r_b} \right)^3 - \frac{2\sigma}{r_b}, \quad (4.7)$$

kde index 0 označuje hodnoty v původním stavu.

Závislost vztahu (4.7) je znázorněna na obrázku 4.4, přičemž původní poloměr r_{b0} je parametrem. Spojnice minim jednotlivých konstantních hodnot původních poloměrů rozdělují plochu diagramu na oblast stabilní a nestabilní rovnováhy (na obrázku je vyznačena čárkovanou křivkou). Hodnoty poloměrů a tlaků bublin příslušného minima jsou označeny jako kritické (r_{kr} , p_{kr}). Podle obrázku 4.4 lze tvrdit, že pokud dojde ke zvětšení poloměru r_b v oblasti $r_b < r_{kr}$ při konstantním tlaku p_k , bude tento tlak větší než tlak uvnitř bubliny, což povede k jejímu opětovnému zmenšení na původní rovnovážnou velikost. Pokud ale tato změna poloměru r_b nastane v oblasti $r_b > r_{kr}$, bude tlak p_k nižší než tlak uvnitř bubliny a bublina se bude trvale zvětšovat – nastane nestabilní rovnováha. Při snižování tlaku v kapalině p_k v oblasti $r_b < r_{kr}$ se poloměr bubliny r_b zvětšuje jen mírně a teprve až při překročení kritického poloměru r_{kr} nastává prudké zvětšení. Lze také pozorovat, že k tomuto prudkému zvětšení dochází při nižším tlaku, než je tlak sytých par p_v . Ten je uvažován v celém průběhu změny konstantní. Obrázku 4.4 bude věnována další pozornost v následující kapitole, která se růstem bublin blíže zabývá.



Obr. 4.4: Závislost rovnovážného tlaku v kapalině na poloměru bubliny pro její různé počáteční velikosti, upraveno dle [74]

Kritický poloměr bubliny r_{kr} , při kterém začíná expanzivně růst, je určen ze vztahu (4.7) při podmínce $\partial p_k / \partial r_{b0} = 0$ ve tvaru:

$$r_{kr} = r_{b0} \left(\frac{3r_{b0}}{2\sigma} p_{g0} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4.8)$$

kde r_{b0} je poloměr bubliny v původní hodnotě [m], σ je povrchové napětí [N/m] a p_{g0} je tlak plynu v původní hodnotě [Pa], přičemž:

$$p_{g0} = p_{k0} - p_v + \frac{2\sigma}{r_{b0}}, \quad (4.9)$$

kde p_{k0} je tlak kapaliny v původní hodnotě ve velké vzdálenosti od bubliny [Pa], p_v je tlak sytých par [Pa], σ je povrchové napětí [N/m] a r_{b0} je poloměr bubliny v původní hodnotě [m].

Výraz pro r_{kr} je možné dosadit do vztahu (4.7) a provést úpravu na následující tvar:

$$p_{kr} = p_v - \frac{2}{3} \frac{2\sigma}{r_{b0}} \left(\frac{2\sigma}{3r_{b0} p_{g0}} \right)^{\frac{1}{2}} = p_v - \frac{2}{3} \frac{2\sigma}{r_{kr}}, \quad (4.10)$$

a dále získat:

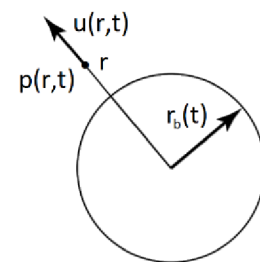
$$r_{kr} = \frac{4\sigma}{3(p_v - p_{kr})}. \quad (4.11)$$

V souladu s obrázkem 4.4 je ze vztahu (4.10) zřejmé, že kritický tlak p_{kr} je tím menší, čím menší je počáteční poloměr r_{b0} . Ze vztahu (4.8) naopak vyplývá, že kritický poloměr r_{kr} je přímo úměrný počátečnímu poloměru bubliny r_{b0} . Pokud se kavitací bublina přemístí do oblasti vyššího tlaku $p_k > p_{kr} > p_v$, páry v ní obsažené prudce kondenzují a bublina se začne prudce smršťovat – implodovat. O této fázi pojednává dále kapitola 4.3.

4.2. Fyzikální podstata dynamiky bublin

Po představení fáze vzniku jednotlivých bublin bude následně věnována pozornost dynamice jejich růstu, resp. její fyzikální podstatě. Jak již bylo ukázáno, růst bubliny je řízen podle obrázku 4.4, který znázorňuje závislost vztahu (4.7). Tento vztah byl nicméně uveden bez širšího kontextu, což bude v této části napraveno. Podobně jako v předchozí kapitole, bude i tentokrát v rámci zjednodušení uvažována bublina ve tvaru kulové plochy, k tomu budou upřesněny ale i následující podmínky:

- kapalina je nestlačitelná a Newtonská¹¹ nebo neviskózní¹²,
- gravitace je zanedbána,



Obr. 4.5: Parametry bubliny, upraveno dle [65]

¹¹ Pro tečné napětí τ [Pa] platí v rovinném proudění dle Newtonova zákona: $\tau = \eta(\partial v / \partial y)$, kde η je dynamická viskozita kapaliny [Pa · s] a $(\partial v / \partial y)$ je rychlostní spád, resp. tzv. smyková rychlost [1/s] [66].

¹² Platí $\text{div } \vec{v} = 0$ [66].

- obsah vzduchu v bublině je konstantní, její setrvačnost a přenos tepla s okolím jsou zanedbány, tj. jedná se o adiabatický děj,
- bublina je nasycena parou, jejíž parciální tlak je roven tlaku nasycených par při dané teplotě okolní vody.

Funkce, které mají být v doméně $r \geq r_b(t)$ určeny, jsou radiální rychlost $u(r, t)$ a tlak $p(r, t)$ vyvolané změnou ve vývoji bubliny (obrázek 4.5).

Normálové napětí na pomezí kapaliny a plynu je dáno vztahem:

$$\sigma_{r_b r_b}(r_b, t) = -p(r_b, t) + 2\eta \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=r_b}. \quad (4.12)$$

Rovnováha normálových sil je dána vztahem:

$$-\sigma_{r_b r_b}(r_b, t) = p_v + p_g(t) - \frac{2\sigma}{r_b}. \quad (4.13)$$

Při předpokladu adiabatické změny¹³ plynu souvisí jeho okamžitý stav s tlakem plynu s hodnotou v původním stavu podle vztahu:

$$p_g(t) = p_{g0} \left[\frac{r_{b0}}{r_b(t)} \right]^{3\kappa}, \quad (4.14)$$

kde κ je Poissonova konstanta dána poměrem měrných tepelných kapacit při stálém tlaku a stálém objemu c_p a c_v .

Tlak na rozhraní bubliny je tím pádem při kombinaci těchto tří vztahů dán vztahem:

$$p(r_b, t) = p_v + p_{g0} \left(\frac{r_{b0}}{r_b} \right)^{3\kappa} - \frac{2\sigma}{r_b} + 2\eta \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=r_b}. \quad (4.15)$$

Ve velké vzdálenosti od bubliny je kapalina předpokládána v klidovém stavu, takže se rychlost u blíží k nule, přičemž hodnota tlaku $p_k(t)$ je zadána. Platí předpoklad, že pro počáteční hodnoty (index 0) je bublina v rovnováze, a tím pádem je $\dot{r}_b = 0$. Z toho plyne vztah:

$$p_{k0} = p_{g0} + p_v - \frac{2\sigma}{r_b}, \quad (4.16)$$

což je stejný výsledek, který plyne z rovnice (4.9) z předchozí kapitoly.

¹³ Explozivní růst bubliny a hlavně kolaps bubliny jsou procesy s předpokladem adiabatického děje. Obecně lze tvrdit, že vztah (4.14) má vlastnosti polytropického děje s polytropickým koeficientem n . Pokud by děje růstu bubliny měly izotermický charakter, platila by rovnost $n = 1$, což je předpoklad platný např. u vztahu (4.7) [80]. Nicméně vzhledem k tomu, že na začátku kapitoly byla stanovena podmínka adiabatického děje, bude v dalších výpočtech uvažováno pouze $n = \kappa$.

Vzhledem ke kulové symetrii je možné uvažovat proud typu zdroj (propad)¹⁴, a tím pádem potenciální¹⁵ rovinné proudění. Ze zákona zachování hmotnosti pro nestlačitelnou kapalinu $\text{div } \vec{v} = 0$ plyne:

$$u(r, t) = \dot{r}_b \frac{r_b^2}{r^2}. \quad (4.17)$$

V tomto speciálním případě je viskózní člen Navier-Stokesovy rovnice¹⁶ roven nule. Tím pádem platí pro viskózní i neviskózní kapalinu Eulerova rovnice hydrodynamiky:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (4.19)$$

ze které je možné po dosazení vztahu (4.17) získat:

$$\ddot{r}_b \frac{r_b^2}{r^2} + 2\dot{r}_b^2 \left[\frac{r_b}{r^2} - \frac{r_b^4}{r^5} \right] = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (4.20)$$

Integrací podle poloměru r po zvážení podmínek ve velké vzdálenosti od bubliny platí:

$$\frac{p(r, t) - p_k(t)}{\rho} = \dot{r}_b \frac{r_b^2}{r} + 2\dot{r}_b^2 \left[\frac{r_b}{r} - \frac{r_b^4}{4r^4} \right]. \quad (4.21)$$

Tento vztah je ekvivalentní k Bernoulliho rovnici pro neustálené proudění neviskózní kapaliny. Na pomezí $r = r_b$ platí pro vztah (4.21):

$$\frac{p(r_b, t) - p_k(t)}{\rho} = r_b \ddot{r}_b + \frac{3}{2} \dot{r}_b^2, \quad (4.22)$$

přičemž po provedení úpravy vztahu (4.15) platí:

$$\left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=r_b} = -\frac{2\dot{r}_b}{r_b}. \quad (4.23)$$

¹⁴ Kapalina se z počátku souřadnicového systému radiálně roztéká do roviny a odtéká do nekonečna (nebo přitéká radiálně ze zdroje v nekonečnu a je pohlcena v propadu) [66].

¹⁵ Nevířivé, tj. $\text{rot } \vec{v} = 0$ [66].

¹⁶ Rovnice vyjadřující rovnováhu sil skutečné kapaliny:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + a_i, \quad (4.18)$$

Kde člen $\partial u_i / \partial t$ vyjadřuje lokální zrychlení od setrvačných sil, člen $u_j (\partial u_i / \partial x_j)$ představuje konvektivní složku zrychlení od setrvačných sil, člen $-(1/\rho)(\partial p / \partial x_i)$ představuje tlakové zrychlení od tlakových sil, člen $\nu(\partial^2 u_i) / (\partial x_j \partial x_j)$ představuje zrychlení od třecích sil a člen a_i představuje zrychlení od vnějších hmotnostních sil, přičemž indexy i, j značí směrové indexy [66].

Pro vztah (4.22) tím pádem platí:

$$\rho \left[r_b \ddot{r}_b + \frac{3}{2} \dot{r}_b^2 \right] = [p_v - p_k(t)] + p_{g0} \left(\frac{r_{b0}}{r_b} \right)^{3\kappa} - \frac{2\sigma}{r_b} - 4\eta \frac{\dot{r}_b}{r_b}, \quad (4.24)$$

kde ρ je hustota kapaliny [kg/m^3], r_b je poloměr bubliny [m], p_v je tlak sytých par [Pa], p_k je tlak kapaliny ve velké vzdálenosti od bubliny [Pa], p_g je tlak plynu uvnitř bubliny [Pa], κ je Poissonova konstanta [–], σ je povrchové napětí mezi vodou a směsí plynů [N/m], η je dynamická viskozita [$Pa \cdot s$], u je radiální složka rychlosti [m/s], r je radiální polohový vektor [m], t je čas [s], přičemž index 0 označuje hodnoty v původním stavu.

Kompletní odvození přejato z [65].

Tento vztah je známý jako Rayleigh-Plessetova rovnice (RPR). Je to diferenciální rovnice druhého řádu a umožňuje určit vývoj poloměru $r_b(t)$ při známém tlaku $p_b(t)$ a $p_k(t)$ [65]. Přestože je platná pouze za zmíněných zjednodušujících předpokladů, je považována za silný nástroj pro pochopení dynamiky kavitacních bublin [88]. Tato rovnice byla poprvé odvozena a použita *Noltingkem a Neppirasem* [81, 82] na počátku padesátých let minulého století. Tehdejší odvození neobsahovalo viskózní člen – tím se poprvé zabýval až *Poritsky* [83] o několik let později. Tito autoři nicméně vycházeli z práce *Rayleigha* [84] z roku 1917 a *Plesseta* [85] z roku 1949, podle kterých nese rovnice své jméno [67, 86, 87].

Pozn.: rovnice (4.24) je odvozena podle Franca a Michela [65], což je pro odvození Rayleigh-Plessetovy rovnice často citovaný zdroj. Ve výtisku z roku 2004, který byl pro tuto diplomovou práci využit, nicméně dochází k nesrovnalostem ohledně dosazení správného druhu viskozity (tj. kinematické nebo dynamické) do posledního členu rovnice. Odvození autorů je provedeno se symbolem η , který podle seznamu symbolů skutečně značí dynamickou viskozitu. V samotném odvození je avšak uváděn jako kinematická viskozita. Vzhledem k tomu, že Franc použil pro tuto rovnici v jiné ze svých prací [80] stejný symbol η – tentokrát s odpovídajícím pojmenováním dynamické viskozity, jedná se zjevně o chybu. Tuto premisu potvrzuje Brennen [67] jakožto další z často uváděných zdrojů odvození Rayleigh-Plessetovy rovnice. V jeho práci je nicméně použita kinematická viskozita. Celá rovnice (4.24) je totiž vydělena hustotou ρ z její levé strany, a její tvar je tak v souladu se vztahem (3.2).

Pravá strana rovnice je rozdělená do čtyř členů. První z nich $p_v - p_k(t)$ znázorňuje rozdíl mezi aplikovaným tlakem a tlakem sytých par. Je to nejzákladnější člen celé rovnice, protože na něm zcela závisí vývoj bubliny (její růst, kolaps, oscilace, atp.). Druhý člen znázorňuje tlakový přírůstek nezkondenzovaných plynů a jeho odvození se opírá o podmínky stanovené na začátku této kapitoly, primárně o podmínku konstatního množství vzduchu uvnitř bubliny. Třetí člen znázorňuje tlakový přírůstek od povrchového napětí σ . Vzhledem k tomu, že poloměr bubliny r_b figuruje v tomto členu ve jmenovateli, nabývá jeho hodnota na důležitosti hlavně při malých průměrech bublin. Poslední člen znázorňuje účinky dynamické viskozity η . Velikost tohoto členu je úměrná rychlosti deformace bubliny a nepřímo úměrná jejímu poloměru. Podobně jako u povrchového napětí, bude tak tento člen významný hlavně pro malé poloměry [80].

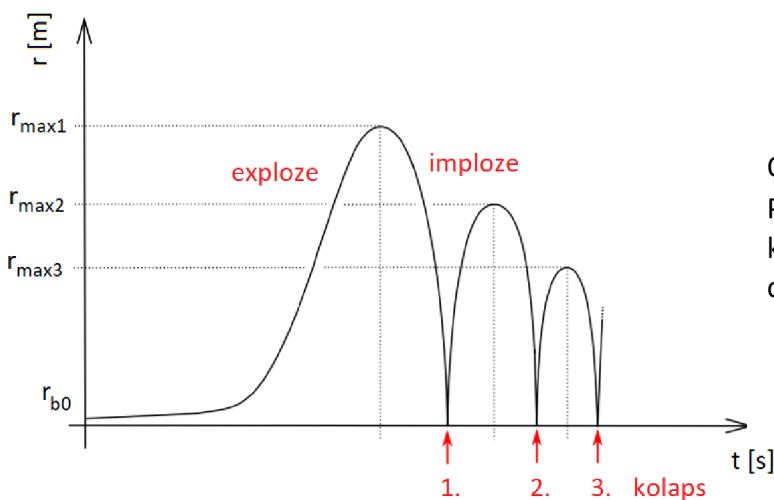
Pokud by byly všechny časové derivace v RPR položeny nule a platil by předpoklad konstantního tlaku p_k spolu s izotermickým dějem, byl by získán rovnovážný stav ve formě:

$$p_k = p_v + p_{g0} \left(\frac{r_{b0}}{r_b} \right)^3 - \frac{2\sigma}{r_b}, \quad (4.25)$$

což je stejný vztah jako (4.7) doplněný o (4.9). Pozornost je tak navrácena k obrázku 4.4 a k problematice kritického tlaku p_{kr} a kritického poloměru bubliny r_{kr} , jak bylo v závěru předchozí kapitoly avizováno.

Po překročení kritického tlaku nastává nestabilní rovnováha a bublina začíná neomezeně růst. Kritický tlak může být oproti tlaku sytých par výrazně nižší. Na obrázku 4.4 je tato skutečnost znázorněna různými křivkami pro odlišné počáteční poloměry bubliny r_{b0} . Je patrné, že čím menší počáteční poloměr bubliny je, tím nižší hodnoty kritického tlaku je třeba dosáhnout, aby se bublina stala zřetelně viditelnou. Rozdíl tlaků $p_v - p_{kr}$ je znám jako statické zpoždění jádra (*nucleus static delay*) [80].

V momentě, kdy se kavitační bublina přesune do oblasti nestabilní rovnováhy, dochází k jejímu explozivnímu růstu a po následném překročení tlaku sytých par k jejímu zániku (tzv. implozi) a kolapsu. Po překročení kritického tlaku p_{kr} dochází k růstu bubliny až na její mezní velikost danou maximálním poloměrem bubliny r_{max1} . Po jeho překročení se bublina začíná zmenšovat (implodovat) a po dosažení minimální velikosti kolabuje, čímž ztrácí část své energie. Její aktivita pak ale pokračuje obdobným způsobem, tj. opět dochází k růstu do maximální velikosti, implozi a kolapsu. Její druhý maximální poloměr r_{max2} je ale menší než první, a to právě v důsledku disipace energie. Tento děj se opakuje až do úplného uvolnění energie bubliny [88].



Obr. 4.6: Řešení Rayleigh-Plessetovy rovnice – aktivita kavitační bubliny, upraveno dle [88]

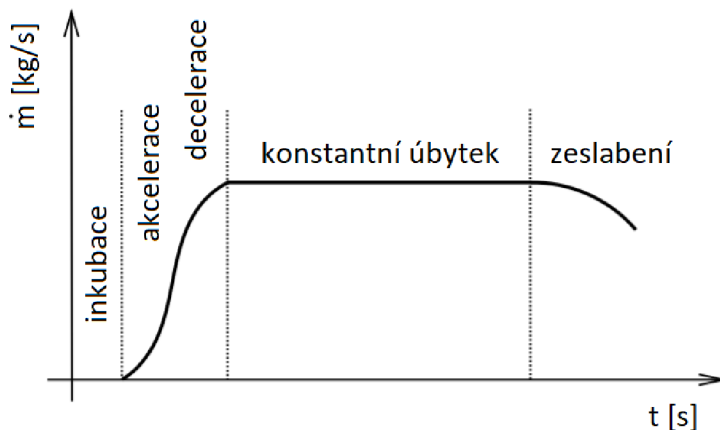
Tento proces znázorňuje graf na obrázku 4.6 představující aktivitu kavitační bubliny. Tato závislost je zároveň řešením Rayleigh-Plessetovy rovnice. V reálných případech je kavitační

oblast tvořena více koexistujícími bublinami, které spolu tvoří tzv. mrak kavitačních bublin. Ten během své existence prochází stejnými fázemi jako jednotlivé bubliny, jen může docházet k určitému ovlivnění v důsledku vzájemné interakce mezi jednotlivými bublinami [88].

4.3. Děje spojené se zánikem bublin [88]

Kolaps bubliny probíhá velmi rychle a prudce, proto ho provází různé fyzikální efekty, během kterých se disipuje energie, např. třaskavé zvuky a s tím spojená tlaková vlna, zvýšená teplota uvnitř bubliny (až v řádech desítek tisíců stupňů Kelvinů – *Noltingk a Neppiras* vypočítali v již zmíněné práci [81] teplotu pro vnitřek bubliny při jejím minimálním poloměru až $10\,300\text{ K}$), může také vznikat široké spektrum záření¹⁷ [107] nebo docházet k rozkladu molekul [89].

Některé z uvedených jevů, které kolaps kavitační bubliny provází, jsou považovány za původce tzv. kavitační eroze, a to zejména rázová vlna a mikroproud (jet efekt). Vyznačují se velmi krátkou dobou trvání (v řádech mikrosekund) a vysoce intenzivním působením na okolní tělesa (v řádech až stovek megapascalů). V důsledku takového extrémního charakteru koncentrovaného na velmi malé plochy dochází ke kavitačnímu poškození. Vysoký tlak způsobuje únavové namáhání materiálu a jeho plastickou deformaci. V důsledku toho následně dochází k odtržení těchto namáhaných částí od povrchu materiálu. Tento proces popisují erozivní křivky, což jsou závislosti úbytku materiálu m v čase t . Taková křivka je zobrazena na obrázku 4.7, na kterém je zřetelných pět fází kavitační eroze.



Obr. 4.7: Obecná erozivní křivka, upraveno dle [88]

V první fázi (inkubace) je povrch materiálu plasticky deformován – vznikají tzv. pity (důlky) – a zpevňován. Zároveň ale nedochází k úbytku materiálu. Tohoto principu využívá např. povrchová úprava materiálu zvaná kuličkování¹⁸. Druhou fází je akcelerace, ve které dochází k maximálnímu zpevnění a prvnímu porušení a odtrhávání materiálu na hranici zrn. Erovaná oblast se postupně zdrsnuje, což má za

následek snížení intenzity tlakových rázů a úbytek hmotnosti materiálu se sníží – fáze decelerace. Následuje fáze konstantního úbytku materiálu, kdy je dosaženo rovnováhy mezi

¹⁷ Tzv. sonoluminescence – světlo emitováno přímo z kolapsu kavitačních bublin [107].

¹⁸ Povrch materiálu je otryskán malými částicemi, což do něj vnáší zbytková tlaková napětí. Touto úpravou se výrazně zvyšuje únavová odolnost materiálu [90]. Dokonce se již objevily snahy o aplikaci této povrchové úpravy právě za použití kavitace [98, 112].

účinky na materiál a jeho reakcí na tyto účinky. U dlouhodobé kavitační eroze následuje fáze zeslabení, ve které klesá rychlost úbytku hmotnosti materiálu. Možné důsledky kavitační eroze jsou znázorněny na obrázku 4.8.

Zvláštní pozornost bude věnována kolapsu bublin v blízkosti pevných povrchů. Kavitační děj v těchto oblastech je totiž značně ovlivněn interakcí tlakového pole bubliny s okolními tělesy. V problematice mechanismu kolapsu kavitační bubliny v blízkosti pevné stěny je zaveden bezrozměrný parametr γ definovaný jako:

$$\gamma = \frac{l_0}{r_{max1}}, \quad (4.26)$$

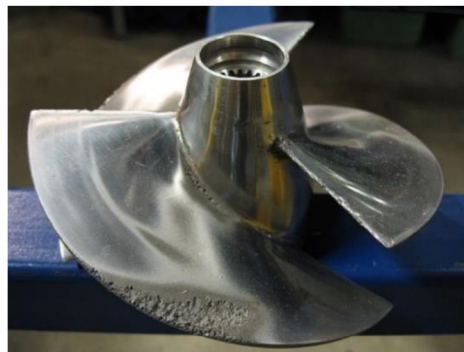
kde l_0 je počáteční vzdálenost středu bubliny od stěny a r_{max1} je první maximální poloměr bubliny.

Tento parametr určuje, zda bude docházet ke kavitačnímu poškození povrchu. Jak ukázal experiment provedený *Philippem a Lauterbornem* [92], pokud je hodnota $\gamma > 2$, je povrch tělesa ovlivněný zánikem bubliny pouze minimálně. V případě, že $\gamma < 2$, se už kavitační poškození objevuje. To platí hlavně kvůli projevu již zmíněného *jet-effectu* (zpravidla označováno přímo *jet* či *jet-effect*, někdy *microjet*), který se projevuje právě při kolapsu bublin v blízkosti pevné stěny. Jeho existence byla poprvé zpozorována *Benjaminem a Ellisem* [93]. Jet je tvořen mikroproudem tekutiny proudící z prostoru odlehlého od tělesa skrz střed kavitační bubliny ve směru kolmém ke stěně a jeho rychlost je v řádu desítek až stovek metrů za sekundu. Tlakový pulz, který na pevnou stěnu v důsledu impaktu působí, může být určen ze Zhukovského vztahu pro vodní ráz [94]:

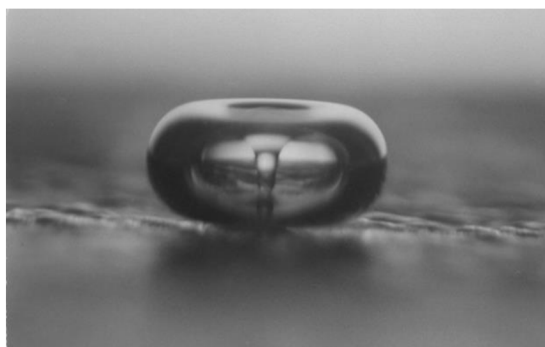
$$\Delta p = \rho \cdot a \cdot v_{jet}, \quad (4.27)$$

kde ρ je hustota kapaliny, a je rychlost zvuku v dané kapalině a v_{jet} je rychlost jetu.

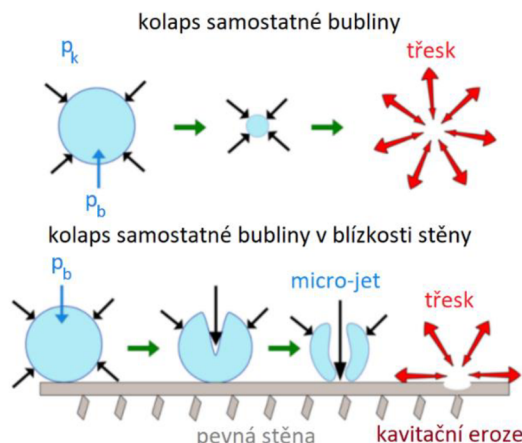
Pro rychlost jetu 100 m/s , ve vodě o teplotě 20 °C a hustotě 998 kg/m^3 a přibližné rychlosti zvuku 1481 m/s působí na stěnu lokální nárůst tlaku 148 MPa . Na obrázku 4.9 je jet znázorněn, na obrázku 4.10 je pak porovnán kolaps izolované bubliny a bubliny v blízkosti pevné stěny.



Obr. 4.8: Lodní šroub porušen kavitační erozí [91]



Kavitační bublina s výrazným jetem, autor Lawrence Crum, dostupné z [95]



Porovnání kolapsu samostatné bubliny (symetrický kolaps) a bubliny v blízkosti pevné stěny (asymetrický kolaps), upraveno dle [96]

Za předpokladu, že vlivy viskozity povrchového napětí a nekondenzovatelných plynů budou zanedbány, je možné z RPR (4.24) odvodit rychlost kolapsu bubliny ve tvaru:

$$v = \frac{dr_b}{dt} = -\sqrt{\frac{2p_k - p_v}{3\rho} \left[\left(\frac{r_{b0}}{r_b}\right)^3 - 1 \right]}, \quad (4.28)$$

kde je rychlost v vnímána jako záporná z důvodu znaménkové konvekce.

Ze vztahu (4.28) lze integrací určit tzv. Rayleigho čas, což je čas potřebný k tomu, aby se bublina dostala do stavu, kdy $r_b = 0$, neboli aby bublina zcela zanikla:

$$\tau = \sqrt{\frac{3\rho}{2p_k - p_v}} \int_0^{r_{b0}} \frac{dr_b}{\sqrt{\frac{r_{b0}^3}{r_b^3} - 1}} \cong 0,915 \cdot r_{b0} \sqrt{\frac{\rho}{p_k - p_v}}. \quad (4.29)$$

Pro představu lze uvést, že pokud v případě vody byla uvažována bublina, jejíž původní poloměr $r_{b0} = 1 \text{ cm}$ a tlak kapaliny $p_k = 1 \text{ bar}$, byl by čas kolapsu této bubliny asi jedna milisekunda [65, 80, 97].

Za těchto předpokladů je patrné, že rychlost kolapsu se během svého průběhu neustále zvyšuje až do nekonečně velké hodnoty ($r_b = 0$). Tento průběh samozřejmě není reálný, což poukazuje na skutečnost, že zanedbané fyzikální předpoklady (přítomnost nekondenzovatelných plynů, konečná rychlost kondenzace par atp.) v reálných případech ovlivňují chování bubliny. Tento model přesto vykazuje hlavní rysy kolapsu bubliny, zejména pak jeho krátké trvání spojené s vysokou rychlostí kolapsu [65, 80].

5. Kavitace v mikrofluidice

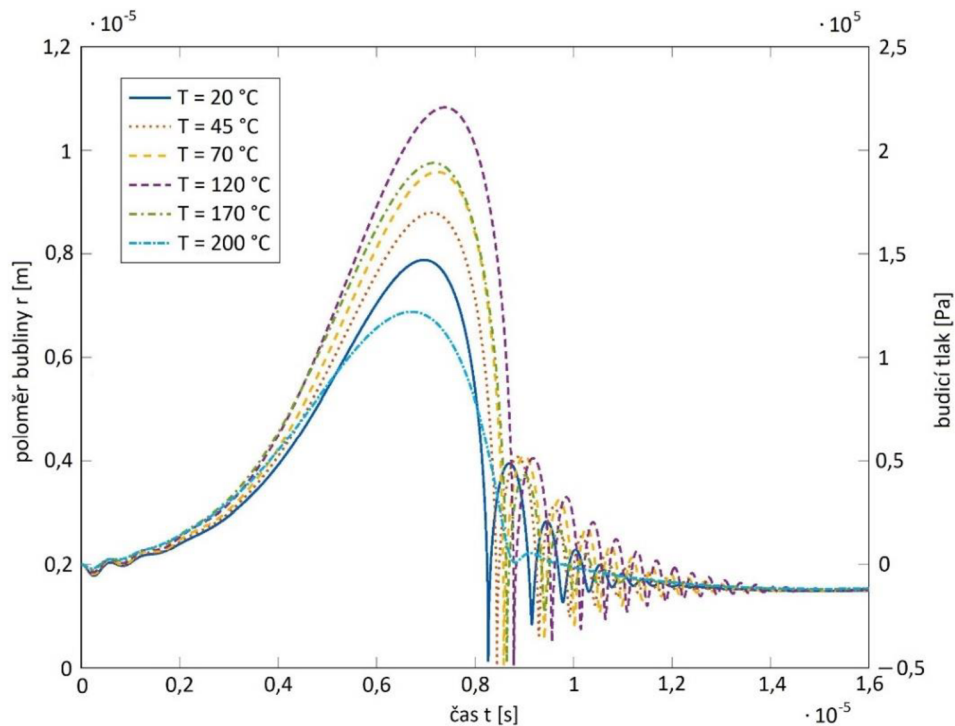
Každé zařízení pracující s kapalinami je v případě adekvátních podmínek náchylné ke kavitaci, přičemž komplexní MEM systémy (chemické mikroreaktory [99, 100], mikromotory [101], mikrorakety [102] atp.) jsou na extrémní podmínky, které při kavitaci nastávají, vysoce citlivé. Studium kavitace v mikroměřítku tak umožňuje lépe pochopit specifické okolnosti, které ji provází, nebo objevovat nové možnosti jejího využití v celé řadě nejrůznějších druhů kapalin [6, 103]. Příkladem aplikace, kterou se celá řada autorů zabývá, může být výzkum vysokotlakých vstřikovačů paliva. Miniaturizace těchto systémů přímo souvisí s vyššími tlaky, s malými rozměry ale vzniká na výstupech z trysek riziko kavitace [8, 115].

Obecně lze také tvrdit, že jakýkoliv nákladný nebo složitý experiment je nejprve vhodné ověřit a otestovat v mikroměřítku. V případě uspokojujících výsledků můžou být následně vynaloženy patřičné finance na realizaci konkrétního projektu. Příkladem může být experimentální odstraňování usazenin (tzv. *CRUD – Chalk River Unidentified Deposit*) z palivových tyčí nebo výměníků tepla v jaderných elektrárnách právě za využití kavitace. Tyto komponenty se konvenčně čistí mechanicky nebo chemicky, což jsou procesy časově náročné nebo drahé a závadné pro životní prostředí. Kavitace by tak mohla představovat vhodnou alternativu. Ověření této hypotézy na reálném zařízení by ale bylo výrazně nákladnější než na menším vzorku. Byl proto proveden experiment [111], ve kterém byla tato hypotéza ověřena – tudíž zda je vůbec možné kavitaci k tomuto účelu využít. Vzhledem k žádanému výsledku mohou jeho autoři přejít k další fázi celého projektu a pokusit se o implementaci tohoto jevu na reálném zařízení.

Kavitace zažívá od padesátých let minulého století rozsáhlý výzkum [113]. V mikroměřítku nicméně ještě stále není zcela prozkoumána, byť se na toto téma stále objevují další a další práce [104, 105]. Významnými autory na toto téma jsou *Mishra a Peles* [103, 106, 110], kteří ve své práci již v roce 2005 [103] detailně popsali charakter kavitace v mikroměřítku. V jiné ze svých prací [106] se více zaměřili na vyvíjející se podobu kavitujícího toku v závislosti na snižujícím se kavitačním čísle. Na základě svých výsledků sestavili seznam podobností a odlišností kavitace v makro a mikro měřítku, se kterým bude v této kapitole pracováno. Tito autoři se také jako jedni z mála věnovali charakteristice kavitace v mikroměřítku z teoretického aspektu. Ostatní dostupné práce se zpravidla věnují konkrétní aplikaci nebo problematice a na teoretické základy určené těmito autory se pouze odkazují.

Jedněmi ze zásadních komplikací, které musí kavitace v mikroměřítku při svém vzniku překonat, jsou síly od povrchového napětí a pevnost kapaliny v tahu, čehož je oproti konvenčním rozměrům v obou dvou případech složitější dosáhnout. Jak bylo již v dřívější kapitole popsáno, pevnost kapaliny v tahu závisí na volných kavitačních jádrech, které se v kapalině nachází. V mikroměřítku ale převládá oproti volným kavitačním jádrům v proudu kapaliny vliv kavitačních jader, které se nachází v nerovnostech povrchů. S tím také souvisí skutečnost, že vyspělé technologie mikrovýroby vytváří velmi přesné povrchy, na kterých se

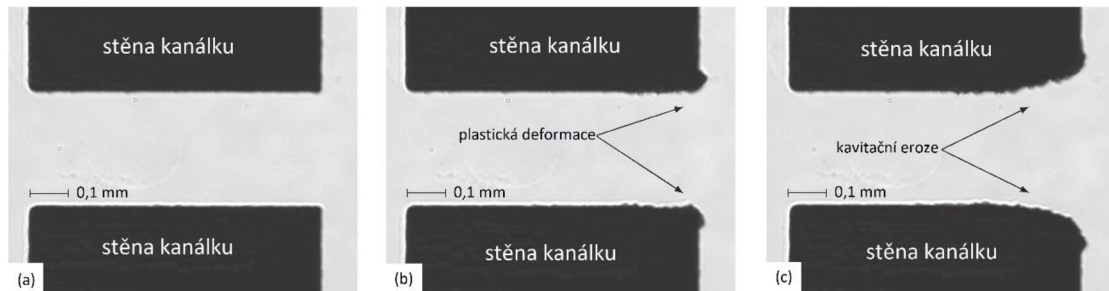
nachází pouze minimální nerovnosti. Počet kavitačních jader se tak dramaticky snižuje – ať už vlivem hladkých povrchů, nebo statisticky nižším počtem jader z důvodu menšího objemu použitého media. Jejich počet je nicméně možné zvýšit přidáním mikropříměsí do kapaliny, na kterých mají povrchová jádra možnost se tvořit. V takovém případě je ale třeba dbát na riziko, že tyto mikročástičky mohou navzdory svým malým rozměrům způsobit ucpání mikrokanálek [6, 103]. Vliv mikročástic na intenzitu kavitace detailně popsal nedávno např. Peng a kol. [108].



Obr. 5.1: Vývoj poloměru bubliny v závislosti na čase pro její počáteční poloměr $r_{b0} = 2 \mu\text{m}$ a teploty v rozmezí 20 °C až 200 °C, upraveno dle [109]

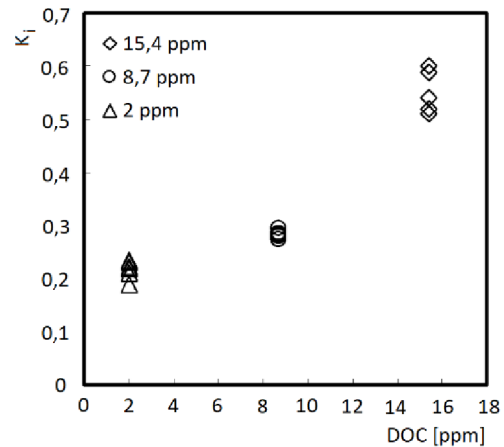
Významný vliv na tvorbu kavitace v mikroměřítku má teplota proudící kapaliny. S rostoucí teplotou se totiž snižuje tlak sytých par, a tím pádem není nutné překonávat tak velký tlakový spád. Spíše než rozdíl tlaků ale hraje roli snížení viskozity kapaliny. Jak již bylo dříve uvedeno, v mikrofluidice jsou viskózní síly dominantní. Jejich redukce tak vede k jednodušší inicializaci kavitace. Vlivem teploty na kavitaci se ve svých pracích zabýval Hosbach a kol. [104, 109]. Jedním ze závěrů autorů bylo, že při konstantním kavitačním čísle K se za zvyšující teploty intenzita kavitace zvyšuje. Znázornili také vliv teploty na výsledek RPR. Tyto závislosti jsou uvedeny v grafu na obrázku 5.1, přičemž je patrné, že se zvyšující se teplotou se zvětšuje maximální poloměr kavitační bubliny. Jeho maximální hodnoty ale bublina nabývá při teplotě 120 °C, a při dalším zvyšování teploty následně dramaticky klesá. To je způsobeno lokálním poklesem teploty na povrchu bubliny, což opět snižuje hodnotu tlaku sytých par. Toto snížení

teploty bývá způsobeno přestupem latentního tepla¹⁹ z okolní kapaliny do bubliny [109]. Ve stejné práci se také povedlo na mikroclonce znázornit kavitační erozi (obrázek 5.2). Tato clonka byla vytvořena z hliníku a testovací kapalinou byla syntetická nafta. První známky plastické deformace se začaly objevovat již po deseti minutách [109].



Obr. 5.2: Postupný vznik kavitační eroze na hliníkovém kanálku po (a) 0 minutách, (b) 10 minutách, (c) 20 minutách. Test probíhal při tlaku $p = 150 \text{ bar}$ a teplotě $t = 60 \text{ }^\circ\text{C}$, kapalinou byla syntetická nafta, upraveno dle [109]

Počáteční kavitační číslo K_i ovlivňuje také množství rozpuštěného kyslíku ve vodě, neboli tzv. koncentrace rozpuštěného kyslíku (*Dissolved Oxygen Concentration* – DOC) [116, 117]. Tento trend lze pozorovat na grafu na obrázku 5.3. Počáteční kavitační číslo pro hodnotu DOC 15,4 ppm (*parts per million*²⁰) je zřetelně vyšší než pro ostatní hodnoty. Větší množství plynu totiž podporuje růst bublin skrz difuzi, což je pro vznik kavitace zásadní. Tato závislost platí i pro kavitaci v makroměřítku, nicméně v mikrofluidice se jí dostává větší důležitosti. Obecně je také možné tvrdit, že pro vznik kavitace v mikroměřítku je nutné dosáhnout nižších hodnot kavitačních čísel, než by tomu bylo u větších rozměrů, což dokazuje porovnání v tabulce 5.1 [103]. Kavitační číslo je tak silně ovlivněné měřítkem. Vzhledem k tomu, že tyto již uskutečněné experimenty v makroměřítku probíhaly na clonách kruhového průřezu, bylo nutné přepočítat obdelníkový průřez mikroclonky na hydraulický průměr²¹ D . Malé



Obr. 5.3: Vliv DOC na počáteční kavitační číslo K_i , upraveno dle [103]

¹⁹ Množství spotřebovaného nebo uvolněného tepla při změně skupenství [79]. Pro vodu je měrné skupenské teplo tání $l_t = 334 \text{ kJ/kg}$ a měrné skupenské teplo varu $l_v = 2260 \text{ kJ/kg}$ [62].

²⁰ *parts per million* (částic na jeden milion) – poměr množství částic rozpuštěné látky a množství celkového počtu částic v roztoku [118]:

$$\text{parts per million} = \frac{\text{množství rozpuštěné látky}}{\text{množství roztoku}} \cdot 10^6$$

²¹ Pro pravoúhelníkový průřez platí: $D = \frac{4 \cdot \text{průřez clonky}}{\text{omočený obvod}} [\text{m}]$

hodnoty kavitačního čísla lze zdůvodnit velmi krátkou dobou zdržení bubliny ve velmi malém otvoru mikroclonky. Svou roli také hrají dominantní síly povrchového napětí, které oddalují roztržení kapaliny [103, 106]. Oproti kavitaci v konvenčním měřítku je ale mnohem složitější způsobit její zánik, jakmile se jí podaří vyvolat. Ve výsledku tedy nastávají značné rozdíly mezi počátečním kavitačním číslem a kavitačním číslem, při kterém nastane opět jednofázové proudění. Toto hysterézí²² chování je znázorněno na grafu na obrázku 5.4.

	Makroměřítko [116] $D = 1,70 \cdot 10^{-2} \text{ m}$	Makroměřítko [119] $D = 2,96 \cdot 10^{-2} \text{ m}$	Mikroměřítko [103] $D = 20,65 \text{ } \mu\text{m}$
Počáteční kavitační číslo K_i	1,95	1,10	0,284
Superavitační číslo K_{ch}	0,57	0,27	0,242

Tab. 5.1: Porovnání řádových velikostí kavitačních čísel v makroměřítku a v mikroměřítku, upraveno dle [103]

Pro průtok clonou nebo kanálkem, který je vyvolaný tlakovým spádem platí [103]:

$$Q = S_c C \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho \left[1 - \left(\frac{S_c}{S_{mk}} \right)^2 \right]}}, \quad (5.1)$$

kde S_c je průřez clonky [m^2], S_{mk} je průřez mikrokanálku, ρ je hustota kapaliny [kg/m^3], Δp je rozdíl tlaků v místech 1 a 3 a C je koeficient vypuštění ze clony (*Orifice Discharge Coefficient*), který na rozdíl tlaků Δp závisí.

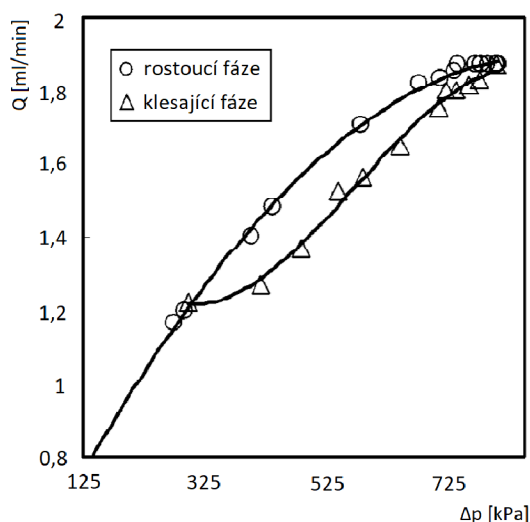
V mikroměřítku je poměr průřezů S_c/S_{mk} velmi malý a je tudíž možné předpokládat $1 - (S_c/S_{mk})^2 \approx 1$. V takovém případě platí:

$$Q = S_c C \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}}. \quad (5.2)$$

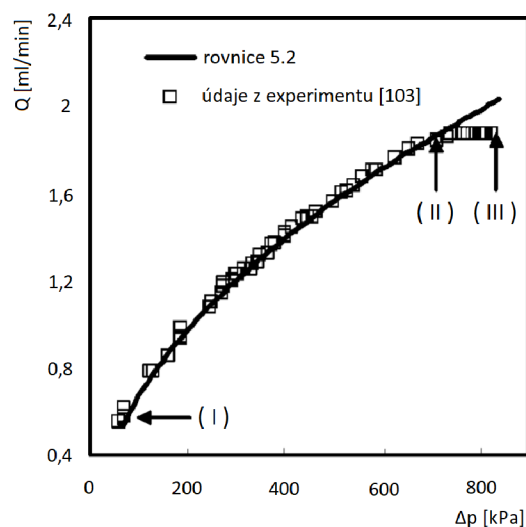
Při průběžném nárůstu tlakového spádu Δp při spouštění experimentů tedy platí mezi tímto tlakovým spádem Δp a průtokem Q závislost podle rovnice (5.2) zobrazená na obrázku 5.5. Oblast I až II zobrazuje jednofázové proudění, ve kterém je postupně zvětšován tlakový spád a experimentální hodnoty odpovídají závislosti podle rovnice (5.2). V oblasti II až III ale nastává kavitace a experimentální hodnoty teoretický trend opustí. Po vzniku prvních bublin se při dalším snižování tlaku na výstupu dále snižuje kavitační číslo a v mikrokanálku se zvyšuje

²² Hysteréze je označení protakový dynamický systém, ve kterém výstupní veličina nezávisí pouze na nezávislé proměnné, ale i na předchozím stavu celého systému [120].

intenzita kavitace. Při určitém výstupním tlaku je pak pozorována jednotná stacionární kavitace. Jakmile je této podmínky dosaženo, výstupní tlak přestane průtok ovlivňovat, a tok kapaliny se stane zcela nezávislý na dále se snižujícím výstupním tlaku. Tento stav se nazývá superkavitace²³. Nastává i u zařízení konvenčních měřitek, nicméně v mikrofluidice je přechod z počátečního kavitačního čísla K_i na superkavitační číslo K_{ch} velmi rychlý. Pouze jemná změna směrem k nižšímu kavitačnímu číslu vede k superkavitujícímu toku (tabulka 5.1). Proto nastává v grafu na obrázku 5.5 konstantní průtok krátce po dosažení bodu II [103].



Obr. 5.4: Znárodnění hysterese v kavituujícího toku, upraveno dle [103]



Obr. 5.5: Graf závislosti průtoku na tlaku, porovnání rovnice a experimentu, upraveno dle [103]

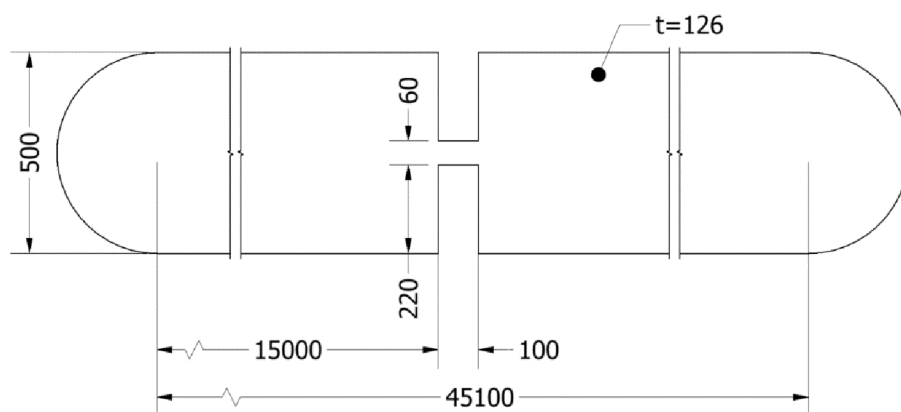
²³ Anglická terminologie odlišuje pojmy *Supercavitation* a *Choked Cavitation*, zatímco v českém jazyce jsou tyto termíny ekvivalentní. V tomto kontextu je superkavitace vnímána jako *Choked Cavitation*, tedy „škrcená kavitace“ nebo „kavitační škrcení“.

6. Návrh mikrofluidického čipu

Praktická část práce se skládá primárně z vlastního návrhu mikrofluidického čipu, ve kterém bude vlivem proudění skrz navrženou clonku docházet ke kavitaci. Cílem výpočtu, který byl proveden, bylo tedy ověřit, zda se uvnitř čipu vyskytují oblasti, ve kterých klesá během jeho provozu tlak vody pod tlak sytých par. Celá kapitola 6. tedy popisuje proces, ve kterém byl proveden CFD výpočet (výpočtové modelování proudění). Reálná konstrukce čipu a její náležitosti jsou přiblíženy v pozdější kapitole 7.

Návrh čipu vychází ze studie, kterou provedl *Medrano a kol.* [8], kdy byla hydrodynamická kavitace pozorována jak na mikrofluidické clonce, tak i na mikrofluidické dýze. Později provedený experiment by měl tedy vykazovat podobné výsledky, kterých dosáhli tito autoři i ve své práci.

Základní geometrie kanálku čipu je znázorněná na obrázku 6.1, kde jsou jednotky kót uvedeny v mikrometrech. Tedy délka clonky $l_c = 100 \mu m$, šířka clonky $w_c = 60 \mu m$ a tloušťka clonky $t_c = 126 \mu m$. Kapalina do čipu vstupuje a vystupuje z něj skrz specializované porty válcového průřezu, které budou přilepeny přímo na tělo čipu. Zaoblené konce čipu jsou tedy zvoleny z důvodu snadnějšího přechodu kapaliny z trubiček. Celková délka kanálku $45,1 mm$ byla zvolena z důvodu tloušťky tubusu mikroskopu, pomocí kterého bude experiment vyhodnocován – tubus bude tedy nutné umístit při měření přímo nad clonku. Jeho tloušťka je sice pouze v řádu jednotek centimetrů, ale pro součást v mikroměřítku je tato hodnota značná a při návrhu ji bylo nutné vzít v potaz. V případě příliš malé délky čipu by se totiž mezi zmíněné vstupní a výstupní porty nemusel tubus vejít. Pro geometrii výpočtového modelování byla následně zvolena už jen oblast clonky pouze s dostatečnou délkovou rezervou z obou dvou stran. Tím bylo možné získat validní výsledky výpočtu a zároveň zkrátit výpočtový čas a počet buněk na minimum.



Obr. 6.1: Geometrie mikrofluidického kanálku, hodnoty uvedeny v mikrometrech: délka clonky $l_c = 100 \mu m$, šířka clonky $w_c = 60 \mu m$ a tloušťka clonky $t_c = 126 \mu m$

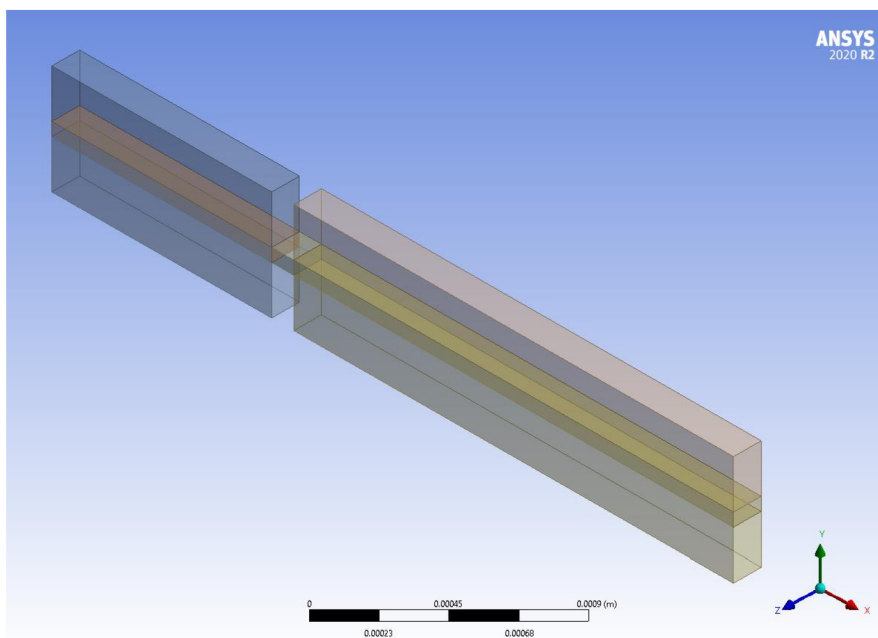
6.1. ANSYS

Následující soubor kapitol obsahuje podrobný popis postupů při výpočtové modelaci mikrofluidického kanálku: od tvorby geometrie, přes vygenerování sítě, po samotný výpočet a jeho vyhodnocení.

6.1.1. Tvorba geometrie

Geometrie čipu byla vytvořena přímo v programu *ANSYS Fluent* v programu *Design Modeler*. Oblast clonky a tloušťka kanálku byly vytvořeny podle rozměrů z obrázku 6.1, prostor před clonkou a za ní bylo ale možné zjednodušit, tj. nebylo nutné čip modelovat v jeho celkové délce, ale pouze v dostatečné délce pro korektní výsledky. Ve finální podobě má tedy délka domény před clonkou hodnotu 1 mm a za clonkou 2 mm . Prostor za clonkou je dostatečně protažený, aby mělo tlakové pole možnost plně se zformovat. Geometrii kanálku čipu tudíž tvoří pouze necelých 7 % jeho celkového objemu – je tedy modelována pouze jen jeho nepatrná část. Výpočet by bylo možné dále zjednodušit využitím symetrie podle roviny *XY* a *XZ*. Celkový objem počítané domény by tak bylo možné zredukovat pouze na jednu čtvrtinu současné velikosti. Tím by bylo možné vytvořit ještě jemnější síť při stejné nebo kratší době výpočtu, toto zjednodušení ale nebylo provedeno.

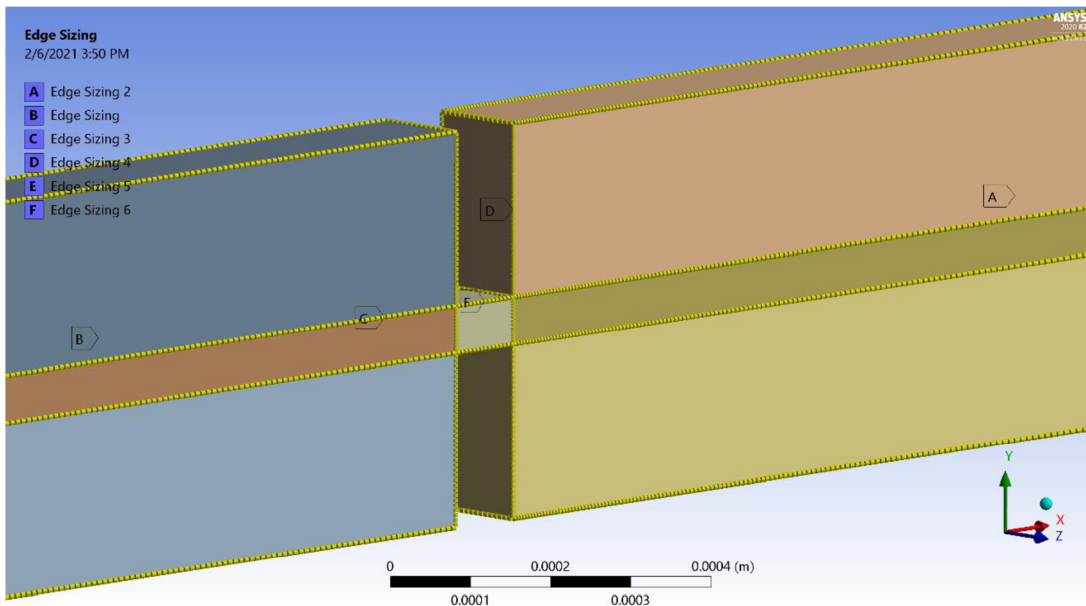
Vzniklá 3D geometrie byla příkazem *Slice* rozdělena na sedm jednotlivých částí podle obrázku 6.2. Takto vzniklé těleso bylo následně importováno do programu *ANSYS Meshing* pro další zpracování.



Obr. 6.2: Dekompozice geometrie mikrofluidického kanálku z programu Design Modeler

6.1.2. Tvorba sítě

Pro tvorbu sítě bylo v programu *ANSYS Meshing* využito funkce *Edge Sizing* (obrázek 6.3), kdy byly buňky koncentrovány primárně do oblasti clonky a hned za její hranu, protože právě v této oblasti je očekávaný největší pokles tlaku²⁴. Pro vykreslení sítě byly zvoleny výhradně hexahedrální buňky přes celý objem výpočetní domény, čehož bylo vzhledem k poměrně jednoduché pravoúhlé geometrii snadno dosaženo.



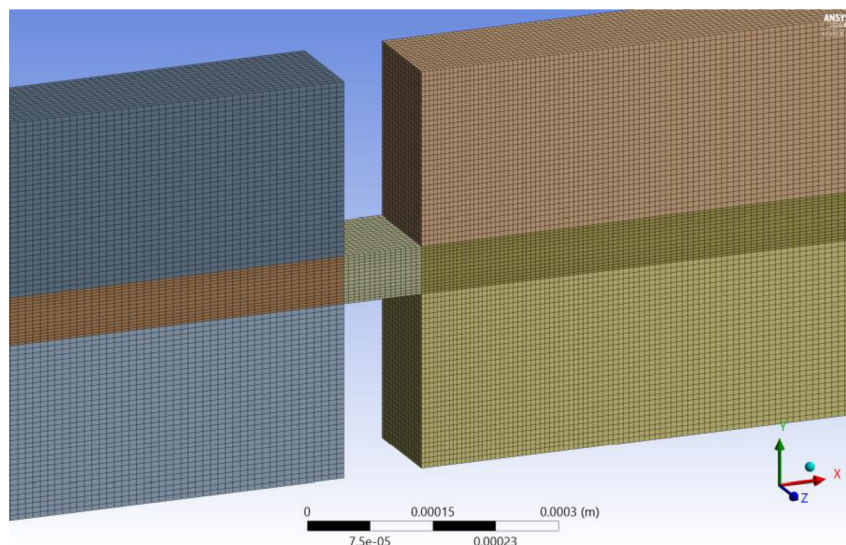
Obr. 6.3: Funkce *Edge Sizing* na výpočetní doméně

Detail výsledné sítě je znázorněn na obrázku 6.4 a samotná síť je tvořena 392 250 prvky. Jelikož je tím splněn limit 512 000 prvků, je možné využít pro výpočet standardní studentskou licenci softwaru. Vzhledem k měřítku dílu je zároveň možné zachovat nízkou velikost buněk v řádu 10^{-4} , a tím zpřesnit výpočet. Z hlediska kvality sítě jsou nejdůležitější hodnoty pro *Aspect Ratio* a *Skewness* (výrazy je možné přeložit jako *poměr stran* a *zkosení*; v této práci jsou využity tyto originální anglické termíny, které jsou ale běžně používány) uvedeny v tabulce 6.1. Vzhledem k tomu, že se jedná o pravoúhlé těleso tvořeno hexa prvky,

	Počet prvků	Četnost prvků [%]	Hodnota
<i>Aspect Ratio</i>	$2,42 \cdot 10^5$	62 %	1,54
<i>Skewness</i>	$2,94 \cdot 10^5$	75 %	$1,31 \cdot 10^{-10}$

Tab. 6.1: Hodnoty *Aspect Ratio* a *Skewness*

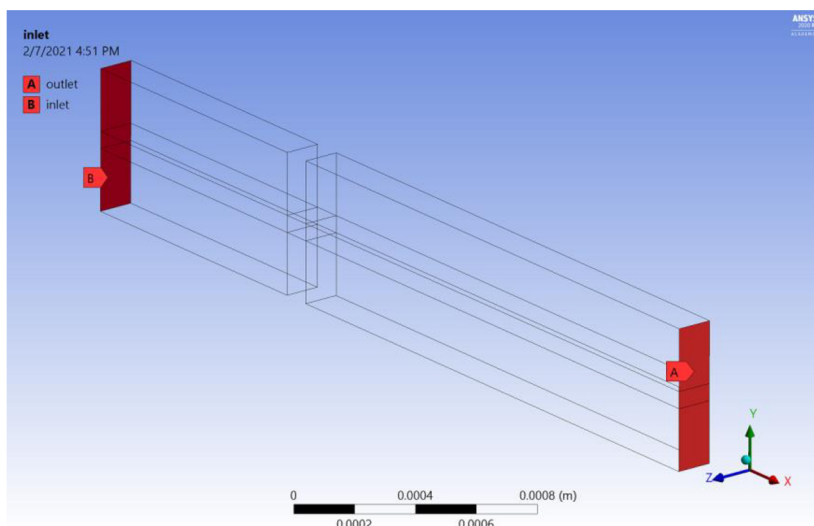
²⁴ Tato úvaha vychází z teoretických předpokladů uvedených v kapitole 4, primárně pak z rovnice kontinuity (4.1) a Bernoulliho rovnice (4.2).



Obr. 6.4: Detail sítě výpočetní domény

je hodnota *Skewness* podle očekávání blízká nule (odchylku v řádu 10^{-10} je bezpochyby možno označit jako zanedbatelnou). Vzhledem k využití *Bias Factoru* se ztenžováním buněk ke stěnám a směrem ke clonce byla ale ve výsledku „natažena“ řada buněk, zejména pak těch směřujících k výstupu z kanálku. Toto natažení je projevováno v hodnotě 1,54 pro *Aspect Ratio*. I tato hodnota je ale bez problémů přijatelná, a navíc se netýká buněk v oblasti clonky [121].

Pro výpočetní doménu byly nastaveny základní okrajové podmínky, a to *inlet* pro vstup do domény, *outlet* pro výstup z domény a okrajová podmínka typu *wall* pro zbývající stěny. Pro výpočet bylo tedy uvažováno ulpívání kapaliny na stěnách kanálku. Vstupní a výstupní okrajové podmínky jsou znázorněny na obrázku 6.5.

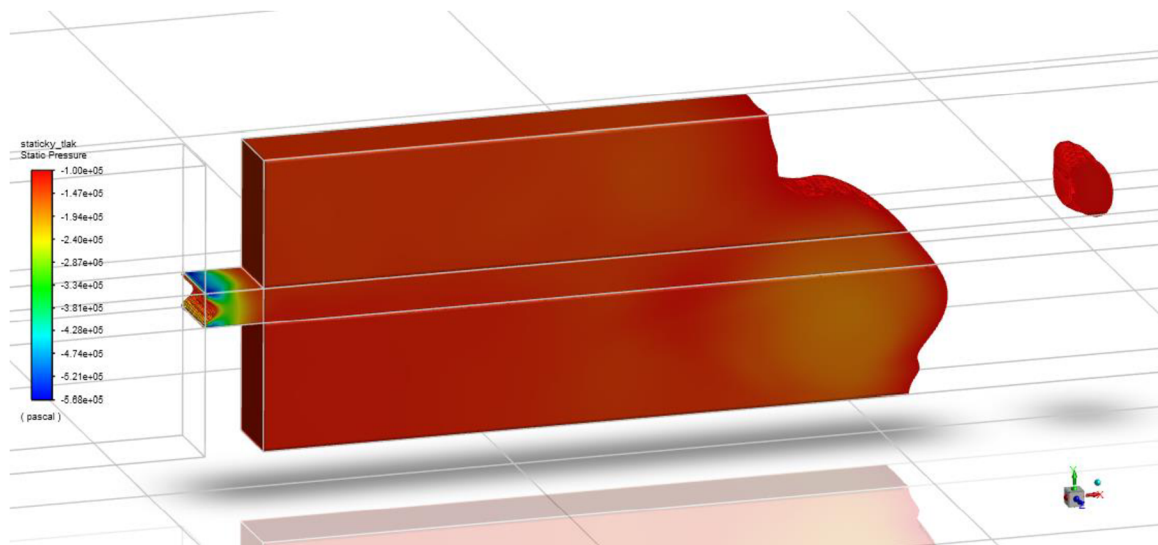


Obr. 6.5: Vstupní a výstupní okrajové podmínky domény

6.1.3. ANSYS Fluent

Takto připravený soubor byl přesunut do programu *ANSYS Fluent*, ve kterém byl proveden samotný výpočet. Úloha byla řešena jako časově ustálená. Vzhledem k tomu, že se jedná o úlohu s nízkou hodnotou průtoku, byl zvolen model turbulence *SST (Shear Stress Transport) k-omega*. Konstanty modelu byly ponechány na původních hodnotách. Jelikož není známa vstupní rychlost (pohon vody je pro experiment zajištěn kompresorem), byly použity pouze tlakové okrajové podmínky. Vstupní rychlost by teoreticky bylo možné vypočítat z Bernoulliho rovnice (4.2). V době návrhu mikročipu ale nebyla známa hodnota rozdílu dopravní výšky ΔH mezi umístěním kompresoru a samotným čipem, bez které by výpočet nebyl možný. Hodnota přetlaku na vstupu byla tedy stanovena jako 8 bar a výstup byl vyveden do atmosferického tlaku. Celková změna tlaku byla tedy $\Delta p = 8 \text{ bar}$. Úloha byla řešena pro 500 iterací. Výsledkem modelování by mělo být rozložení tlakového pole napříč doménou. Pro samotné modelování kavitace by byly nutné komplikovanější výpočty, jako provedli autoři jiných prací, např. [9, 105]. Ty v tomto výpočtu ale nebyly provedeny.

Výsledky pro toto nastavení výpočtu jsou znázorněny na obrázku 6.6. Bylo vykresleno tlakové pole pro maximální hodnoty statického tlaku do $p_s = -100000 \text{ Pa}$ (referenční tlak je 1 atm), což je přibližně hodnota, která při pokojové teplotě vody odpovídá tlaku sytých par.



Obr. 6.6.: Oblasti čipu, ve kterých hodnota tlaku klesá pod hodnotu tlaku sytých par

Z výsledků je patrné, že nejnižších hodnot tlak nabývá přímo uvnitř clonky, zejména pak na jejích stěnách hned u vstupu. Podle modelu by tedy mělo hlavně v této oblasti docházet k odpařování vody. Kavitace by měla být pozorovatelná na výstupu ze clonky. Skutečnost, že se ve clonce nachází oblasti s tlakem nižším než je tlak sytých par sice stoprocentně nepotvrzuje vznik kavitace, (podmínkami vzniku kavitace v mikroměřítku se zabývá kapitola 5.), ale slouží jako vhodná kontrola pro splnění teoretických předpokladů.

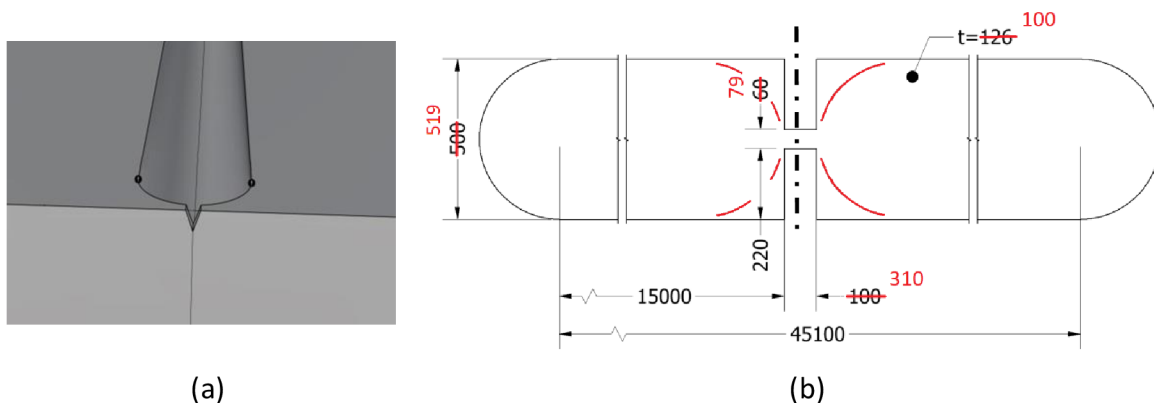
7. Realizace čipu

Následující kapitola pojednává o realizaci čipu, která proběhla ve dvou fázích. V první fázi byl od externího výrobce dodán polotovár, ve druhé fázi proběhla v laboratoři konečná kompletace samotného čipu.

7.1. Výroba čipu

Čip byl vyroben na Ústavu fyziky plazmatu Akademie Věd ČR. Jako materiál byl zvolen PMMA (polymethylmethakrylát), což je průhledný polymer – termoplast, známý také jako plexisklo [36]. Co do optických a mechanických vlastností je tento materiál pro danou aplikaci plně dostačující.

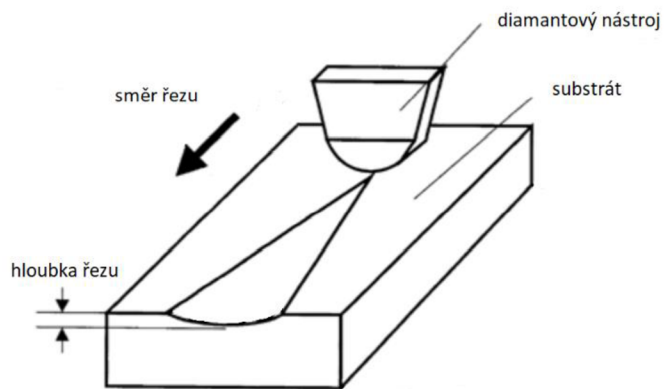
Výrobní procesy pro součásti tohoto typu jsou nicméně v České republice značně omezené, a v důsledku toho bylo nutné geometrii čipu podřídit dostupným technologiím. Upravená geometrie celého kanálku je znázorněná na obrázku 7.1. Nejmarkantnější změnou prošla samotná geometrie clonky, jejíž průřez bylo nutné změnit z pravoúhelníku na trojúhelník, což zapříčinilo také menší změnu u některých z jejích rozměrů. Také geometrie kanálku není po dokončení výroby pravoúhlá, ale její průřez tvoří půlkružnice. Konkrétní důvody pro tyto kroky budou dále ještě přiblíženy.



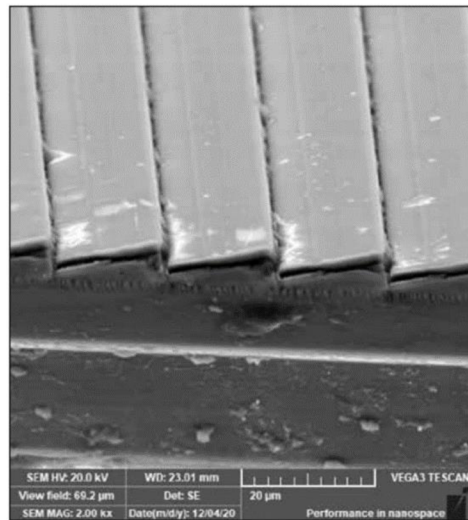
Obr. 7.1: Upravená geometrie kanálku, (a) mikroclonka v řezu, (b) úprava rozměrů, hodnoty uvedeny v mikrometrech

V první fázi výroby byly PMMA desky nahrubo připraveny konvenčním CNC obráběním. Rovnoběžnost ploch byla následně zajištěna planparalelním obráběním technologií SPDT [125] (Single Point Diamond Turning – jednobodové soustružení diamantem). Jedná se v podstatě o velmi přesnou dokončovací operaci. Tato technologie byla využita i k tvorbě clonky. Ta byla vyryta diamantovým nožem s úhlem špičky 35° , což zapříčinilo její trojúhelníkový průřez. Tento proces je schématicky znázorněn na obrázku 7.2. Nůž projíždí v několika cyklech skrz substrát, a postupně ho obrábí. S každým dalším opakováním cyklu se tak drážka prohlubuje. Posuvy nože nicméně tvoří vruby na obrobeném povrchu, a tím ovlivňují jeho kvalitu (obrázek 7.3) [125]. Na obrázku 7.4 je fotografie hotového čipu, která

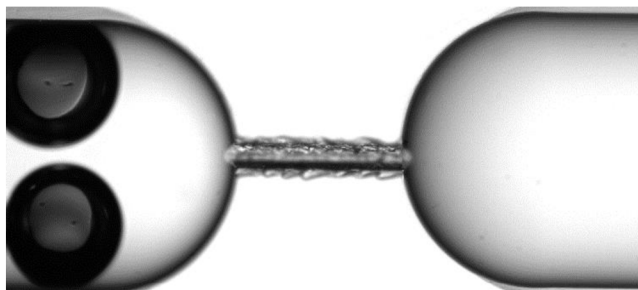
byla pořízena optickým mikroskopem již v mikrofluidické laboratoři. Odlišná kvalita povrchů clonky a kanálku je zcela zjevná. V posledním kroku byl vyfrézován samotný kanálek. K tomu byla využita jednobřitá diamantová fréza s radiusem $0,26\text{ mm}$. Právě tento tvar nástroje zapříčinil výsledný průřez kanálku. Z tohoto důvodu bylo také nutné prodloužit délku clonky l_c na hodnotu $310\text{ }\mu\text{m}$, protože v případě kratší délky docházelo při frézování k jejímu popraskání.



Obr. 7.2: Schéma průběhu technologie SPDT pro výrobu clonky, upraveno dle [125]



Obr. 7.3: Kvalita obrobeného povrchu zobrazená elektronovým mikroskopem [125]



Obr. 7.4: Detail clonky

Tyto provedené úpravy do určité míry devalvují provedené výpočty pro modelaci proudění. Výroba čipu nicméně proběhla tak, jak bylo za daných podmínek nejlépe možné. Přesné dodržení původně navržených rozměrů by znamenalo nutnost sehnat výrobce v zahraničí. To by ale obnášelo větší logistické problémy a náročnost z hlediska času nebo financování.

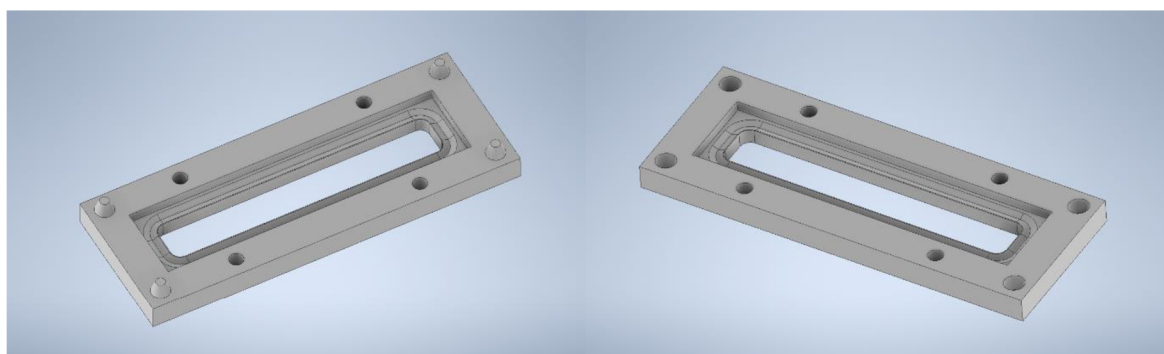
7.2. Kompletace čipu

Kompletní konstrukce čipu se skládá ze dvou základních částí: tělo čipu a krytka kanálku. Tyto dvě části bylo před použitím nutné spojit, a čip tím uzavřít. *Medrano a kol.* [6] použili pro

slepení podobných dvou částí čipu proces anodického pájení²⁵. Stejnou technologii použili i *Mishra a Peles* [103]. V tomto případě mělo být původně využito lepidla *Araldite 2011*, což je univerzální dvousložkové epoxidové lepidlo vhodné pro celou řadu materiálů [123].

S touto variantou se ale pojila celá řada komplikací. Lepení by muselo proběhnout ručně, a to by zcela jistě zanechalo v místě spoje v blízkosti kanálku malou mezírku, do které by se lepidlo nedostalo. Ta by následně ovlivňovala proudění. V horším případě by mohl nadbytek lepidla ucpat clonku nebo kanálek, což by čip kompletně znehodnotilo. V čipu by také vznikla vrstva lepidla, která by mohla narušit jeho optické vlastnosti. Bylo proto zvoleno alternativní řešení.

Pro spojení zmíněných dvou dílů čipu byly navrženy speciální svorky, (pracovním názvem „rakvičky“) – obrázek 7.5, mezi které byly tyto díly upnuty. Dva díly těchto rakviček k sobě byly stáhnuty šroubys metrickým závitem o průměru 3 mm, přičemž spojený čip svíraly mezi sebou. Svorky byly původně navrženy pro čtyři šrouby, ale z důvodu pevnějšího spojení byl nakonec zvolen jejich dvojnásobný počet. Aby se zamezilo popraskání čipu, měly být mezi čip a rakvičku vloženy těsnicí o-kroužky o průměru 2 mm, které by bránily přímému kontaktu čipu a plastu. Toto řešení se ale z důvodu nepřesností při výrobě rakviček nejevilo jako vhodné, a proto byl pro mezivrstvu zvolen pevný tvrdý papír. Průřezové schéma tohoto seskupení je znázorněno na obrázku 7.6. Díly jsou opatřeny průřezy, skrz které je možné proudění clonkou pozorovat. Pro snadnější spojení těchto dvou dílů byly do rohů umístěny čtyři středící kolíky ve tvaru komolého kuželu. Výroba rakviček proběhla na 3D tiskárně *Original Prusa i3 MK3* a jako materiál byl zvolen CPE (co-polyester). Tento materiál je díky své odolnosti vhodný pro výrobu funkčních prototypů a mechanicky namáhaných součástek [129].



(a)

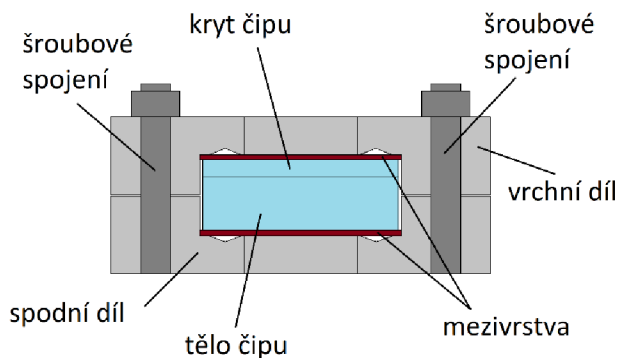
(b)

Obr. 7.5: 3D návrh svorek, (a) spodní díl, (b) horní díl

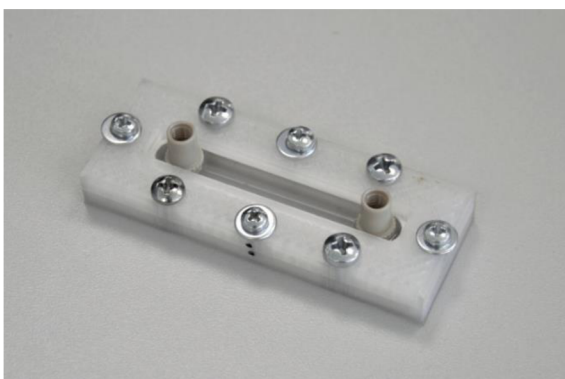
²⁵ Jedná se o specializované spojování materiálů v elektrickém poli. Technologie umožňuje spojování skla nebo keramiky s kovy nebo polovodičovými materiály, přičemž musí být spojované materiály ohřáty, a následně vystaveny vlivu stejnosměrného elektrického pole. [122, 130].

Pro přívod kapaliny byly od firmy *Darwin Microfluidics* zakoupeny vstupní a výstupní fitinky (obrázek 7.7), které bylo nutné připevnit již zmíněným lepidlem ke spojenému čipu. Tyto *NanoPorty* byly vybrány po konzultaci s obchodním zástupcem firmy *Darwin Microfluidics*. Jejich konstrukční provedení by po přilepení již zmíněným lepidlem mělo bez problémů vydržet aplikovaný přetlak 8 bar. Teprve takto nachystaný čip (obrázek 7.8) bylo možné zapojit do mikrofluidického obvodu.

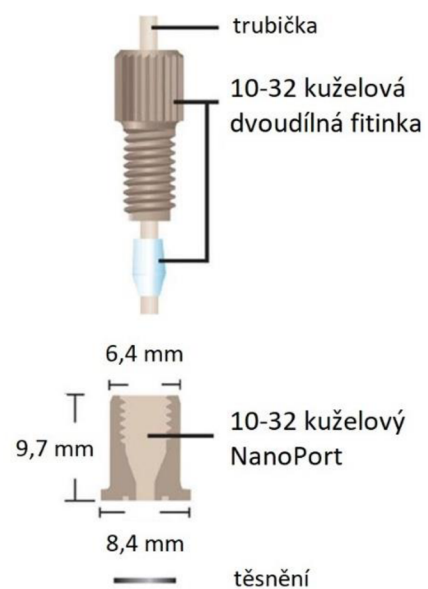
Původní návrh čipu pracoval s variantou pevného spojení těla čipu a krycí destičky pomocí lepidla. Z tohoto důvodu byla pro výrobu zvolena tloušťka krycího sklíčka 1 mm, což je hodnota, která je k takové aplikaci plně dostačující. S konečnou volbou alternativní techniky spojení čipu – tedy využití navržených svorek – ale vzniklo riziko, že toto tenké sklíčko by nemuselo pevnostně vydržet aplikovaný přetlak a mohlo by dojít k jeho roztržení. Spojení těchto dvou částí čipu tedy muselo proběhnout se zvýšenou pečlivostí a se snahou o maximalizování adhezních sil, které čip držely u sebe. Mezi tělo čipu a krycí sklíčko byl aplikován koncentrovaný líh a po jeho samovolném odpaření bylo dosaženo pevného spojení těchto dvou částí. Následovalo stažení již zmíněnými svorkami.



Obr. 7.6: Zobrazení výsledné sestavy v průřezu



Obr. 7.8: Zkompletovaný čip před zapojením do obvodu



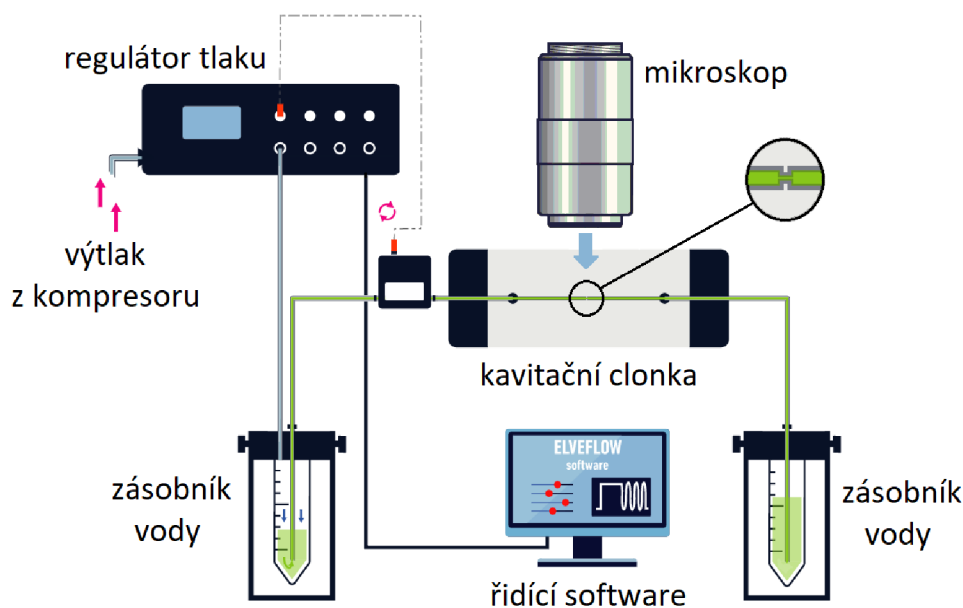
Obr. 7.7: Schéma fitinky připevněné na tělo čipu, upraveno dle [124]

8. Experiment

Následující kapitola popisuje podrobně po jednotlivých krocích proces, ve kterém byl proveden experiment. Měření probíhalo v mikrofluidické laboratoři na odboru Fluidního inženýrství VUT v Brně za využití specializovaných komponentů.

8.1. Vodní okruh

Podrobný popis použitého vodního okruhu spolu se seznamem a popisem jednotlivých dílů poskytl ve své práci *Radek Zeman* [11]. Pro účely tohoto experimentu byl okruh pouze minimálně upraven: z regulátoru tlaku byla vedena pouze jedna větev místo dvou. *Radek Zeman* pozoroval pasivní mikromísení za využití vody o dvou různých barvách. Tudíž použil dva různé zásobníky vody, jejichž vývody se v mikročipu spojovaly. Pro experiment této práce byl ale jeden zásobník plně dostačující. Stejně tak nebylo využito přidavného odporu umístěného za průtokoměr, který sloužil ke snadnější regulaci. Obvod tak byl zjednodušen a jeho schématická podoba je znázorněná na obrázku 8.1.



Obr. 8.1: Schéma použitého vodního okruhu, upraveno dle [126, 127]

Pohon obvodu je zajištěn kompresorem *CompactMaster 212-10-2W*, se kterým je propojen regulátor tlaku s vysokým řádem přesnosti *OB1 MK3+* společnosti *Elveflow*. Pro regulaci tlaku byla zvolena větev s rozmezím tlaků 0 – 8000 *mbar*. Maximální přetlak, který dokáže tento kompresor vyvinout je 8 *bar*. Tento přetlak žene vodu ze zásobníku do navržené clonky, která je pozorována optickým mikroskopem *ECLIPSE E200*. Ten je umístěn přímo nad clonkou a zajišťuje tak vizuální záznam proudění. Před vstupem do čipu je umístěn průtokoměr *MFS 3* taktéž od společnosti *Elveflow*, který je s regulátorem tlaku propojen.

Některé z výše popsaných komponent jsou ukázány na obrázcích 8.2 a 8.3. Regulace tlaku probíhá spolu s kompletním řízením experimentu specializovaným softwarem ESI (*Elveflow Software Interface*). Obvod není uzavřený, nýbrž dochází k výtoku tekutiny do spodního zásobníku – zkumavky. Vzhledem k malé hodnotě průtoku by mělo být množství vody potřebné pro jeden cyklus plně dostačující. V případě, že by tomu tak nebylo, bude nutné vodu ze spodního zásobníku mechanicky přelít do horního.



Obr. 8.2: Tlakový regulátor *OB1 MK3+* [126]



Obr. 8.3: Průtokoměr *MFS 3* [128]

8.2. Příprava experimentu

Experiment této práce je v několika ohledech odlišný oproti podobným experimentům tohoto typu. *Singh a Peles* [113] využili ve svém obvodu filtr s velikostí mezery $0,2 \mu\text{m}$, na kterém se zachytávaly nečistoty obsažené v použitém médiu, čímž bylo eliminováno možné riziko ucpání clonky. Ve stejné práci i v řadě dalších [103, 106, 111, 114] byl čip navržen tak, aby bylo možné měřit průběžné tlaky v oblasti blízkých clonce, čímž bylo získáno více relevantních údajů pro ověření teoretických výpočtů. Dalším z poměrně běžného vybavení je sonda pro měření rozpuštěného kyslíku v použitém médiu. Jak již bylo popsáno, jeho hodnota má na indikaci kavitace značný vliv. Žádný z těchto prvků ale nebyl využit. Využitá laboratoř nedisponuje takovým vybavením a během experimentu je zkoumána hlavně jeho elementární podstata. Tato skutečnost navíc znemožňuje pouze experimentální určení některých z charakteristických hodnot toku (kavitační číslo, Reynoldsovo číslo atp.). Na charakter kavitace nemá vliv. Výsledná sestava mikrofluidického obvodu je znázorněna na obrázku 8.4.

Pro experiment byla využita destilovaná voda, jelikož přísady z běžné kohoutkové vody by ve clonce způsobily ucpání. Před spuštěním obvodu bylo nutné provést kalibraci tlakového regulátoru. Ta byla provedena automaticky využitím zmíněného softwaru. Během této kalibrace bylo nicméně zjištěno, že měřicí rozsah zakoupeného průtokoměru *MFS 3* bude při aplikaci maximálního tlaku s největší pravděpodobností překročen. Tato premisa byla následně při zkušebních pokusech potvrzena. Průtokoměr je schopný správně měřit v rozsahu

do $80 \mu\text{l}/\text{min}$. Tato hodnota byla ale překročena již při přetlaku 2000 mbar . V pozdějších pokusech byl tedy průtokoměr z obvodu kompletně vyjmut, protože nedodával validní výsledky a v okruhu působil pouze jako zbytečný odpor.



Obr. 8.4: Mikrofluidický obvod

8.3. Průběh a výsledky experimentu

Měření probíhalo s lineárním zvyšováním přetlaku až k jeho maximální hodnotě. Regulace probíhala pomocí *ESI* softwaru, přičemž bylo možné tlak měnit skokově nebo podle lineární závislosti. Směrnici tohoto lineárního zatížení bylo možné ovládat nastavením maximální požadované hodnoty tlaku a času, za který byla tato maximální hodnota dosažena. Z výsledků měření plynou dva důležité závěry:

- Konstrukční provedení spojení čipu odolává bez sebemenších problémů aplikovanému tlakovému zatížení. A to bez rozdílu, zda se jedná o lineární zatěžování nebo o skokový nárůst. Průběh je v obou dvou případech obdobný.
- Ani při maximálním možném přetlaku na clonce ke kavitaci nedochází. Proudění mikročipem je z vizuálního aspektu totožné při přetlaku 8000 mbar jako při 1000 mbar nebo jiné hodnotě.

V dalším pokusu byla proto využita destilovaná voda o teplotě cca $50 \text{ }^\circ\text{C}$ (teplota nebyla stanovena přesně). Ani toto opatření ale na indikaci kavitace nemělo vliv. Nutno ale podotknout, že při schopnostech mikrofluidiky odvádět teplo byla ohřátá voda s nejvyšší

pravděpodobností velmi brzy opět ochlazena. V místě vstupu do clonky tak její teplota pravděpodobně nebyla zvýšená dostatečně, aby měla na tlak sytých par markantní vliv. S případnými vyššími teplotami by dále vznikalo riziko, že by mohla být narušena pevnostní struktura lepených spojů na čipu. Bylo proto navržena následující úprava obvodu.

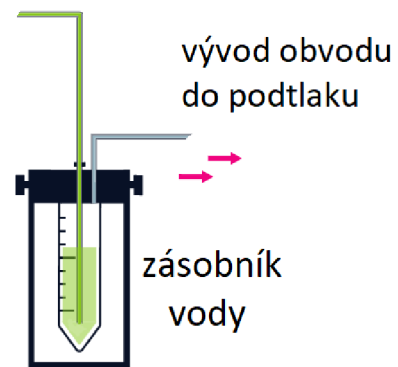
8.4. Úprava mikrofluidického obvodu

Bylo zvoleno řešení, kdy měla být ze spodního zásobníku vody vedena vývěva, jak je znázorněno na obrázku 8.5. Obvod by tak nebyl veden do volné atmosféry, ale do podtlaku. Celkový tlakový spád Δp by tímto opatřením vzrostl asi na 9 bar, což by zlepšilo podmínky pro vznik kavitace.

Nicméně po skončení prvního kola experimentu došlo do druhého dne k samovolnému ucpání nejužšího místa clonky neznámou nečistotou. Tato situace znemožňovala další využití čipu a bylo nutné tuto nečistotu odstranit.

Proběhla řada pokusů o uvolnění clonky. Do čipu byly periodicky použity tlakové impulzy, clona byla vystavena působení ultrazvuku nebo proběhl pokus o kompletní demontáž čipu za účelem mechanického vyčištění. Adhezní síly, které držely dvě součásti čipu u sebe, se ale ukázaly natolik vysoké, že tyto součásti již od sebe nebylo možné oddělit. Žádná z těchto aplikací tudíž clonu neuvolnila. Bylo proto přistoupeno k chemickému čištění. Čip byl louhován nejprve ve směsi lihu a kyseliny sírové, později v samotném koncentrátu kyseliny sírové. V něm ale bohužel došlo k narušení celkové struktury čipu, což vedlo k jeho fatálnímu poškození bez možnosti nápravy. Experiment se tudíž z důvodu lidského faktoru nepodařilo dokončit.

Vzhledem k tomuto neblahému závěru byl zvolen alternativní výstup této diplomové práce: ve zbývajícím čase byl vytvořen CFD model vyrobeného čipu, o čemž pojednává kapitola 10.



Obr. 8.5: Schéma úpravy s využitím vývěvy, upraveno dle [126]

9. Zodnocení experimentu a diskuze

Pokud by byl opomenut neblahý výsledek, probíhal průběh experimentu podle předpokladů. S výjimkou menších nečistot v použité vodě a odstranění průtokoměru po tom, co se ukázal jako zbytečný, nebylo z technického hlediska po jeho spuštění nutné provádět žádné další dodatečné úpravy, řešit případné netěsnosti nebo jiné problémy. Ovládání obvodu bylo snadné a nevyžadovalo žádné odborné kompetence.

Jelikož ale při experimentu nebylo dosaženo požadovaných výsledků, byl sestaven seznam faktorů, které práci ztěžovaly a kterých by bylo vhodné se při budoucích výzkumech vyvarovat:

- Hlavní příčina, která v konečném důsledku vedla k destrukci čipu, byla nedostatečná čistota celé soustavy. Bylo by tudíž vhodné dbát na vyšší stupeň čistoty během měření. Přestože byla využita destilovaná voda, dostávaly se do obvodu drobné nečistoty, které způsobovaly občasné ucpání clonky. Tok kapaliny tak bylo nutné v pravidelných intervalech obrátit, a nečistoty tím vyrazit. Experiment tudíž komplikovala nízká čistota měřicího vybavení a použité vody nebo i prachové částice. Tento problém by bylo možné eliminovat využitím jemného filtru, čímž by se na druhou stranu ale zvýšily ztráty.
- Jednou z nejzásadnějších problémů při experimentu byl nedostatek měřicí techniky. Pro budoucí výzkum bude užitečný průtokoměr s vhodnějším měřicím rozsahem a tlakoměry umístěné před vstupem do čipu a na jeho výstupu, jak již doporučoval ve své práci Martin Holub [7]. Kavítace se s nejvyšší pravděpodobností nepodařilo dosáhnout z důvodu příliš velkých tlakových ztrát. Při využitém návrhu obvodu nicméně nebylo možné tyto tlakové poklesy průběžně měřit. Pro tento účel by mohl být využit například tlakový senzor *MFP* [131] společnosti *Elveflow*. Je zástupcem vyšší řady tlakoměrů nabízených touto společností. Jeho měřicí rozsah je až do 16 bar při maximálním průtoku do 100 ml/min, což jsou podmínky, které by při tomto experimentu byly bezpečně dodrženy.
- Pro příznivější výsledky by měla proběhnout snaha o maximální eliminaci ztrát. Nejzásadnější změny by z tohoto hlediska bylo dosaženo zkrácením trubiček, kterými kapalina proudí, pouze na nezbytné minimum nebo zvětšením průměru těchto trubiček.
- Konstrukce čipu se i přes některé komplikace ukázala jako dostačující. Pro příští pokusy by nicméně bylo vhodné aplikovat některé úpravy, a tím zjednodušit jeho používání:
 - Přestože tloušťka krycího sklíčka vydržela aplikovaný přetlak, pro budoucí měření by bylo vhodnější tuto tloušťku zvětšit. Byl by tím zvětšen rozsah možných aplikací nebo počet variací tlakového zatížení. Alternativní možností je spojit čip zmíněným anodickým pájením. To by ale zcela znemožnilo jeho případnou demontáž v případě, že by to situace vyžadovala.

- Clona by měla být umístěna uprostřed kanálku. Zvolená vzdálenost 15 mm od vstupu do čipu byla v konečném důsledku dostatečná, ale z důvodu přílišné tloušťky vstupního portu nebylo původně možné oblast clonky v optice mikroskopu zobrazit. Část tohoto portu bylo tudíž nutné mechanicky odstranit.
- Verdikt ohledně vhodnosti geometrie nebyl v tomto případě stanoven. O vlivu zaoblených konců kanálku nebo trojúhelníkového průřezu clonky na vznik kavitace tak lze v tomto bodě pouze polemizovat. Minimálně z empirického hlediska lze ale konstatovat, že podobná geometrie čipu nebyla použita v žádné z citovaných prací na téma kavitace v mikroměřítku (byly využívány výhradně průřezy tvaru obdelníku nebo kružnice). Případným úpravám geometrie kanálku by tak měla být věnována další pozornost.

Z hlediska hlavního problému, tedy že nedošlo ke kavitaci, nebylo bohužel získáno dostatečné množství výstupů k jasnému závěru. Jak již bylo zmíněno, jedním z možných oddůvodnění jsou příliš velké ztráty v obvodu, a to hlavně délkové. K jejich určení lze vyjít z Weisbachova vztahu pro ztrátovou měrnou energii [66]:

$$Y_z = \sum_{i=1}^n \left(\lambda_i \cdot \frac{l_i}{D_i} \cdot \frac{v_i^2}{2} \right), \quad (9.1)$$

kde λ_i je koeficient tření na úseku i , l_i je osová délka potrubního úseku i , D_i je hydraulický průměr na úseku i a v_i je rychlost proudící kapaliny v úseku i .

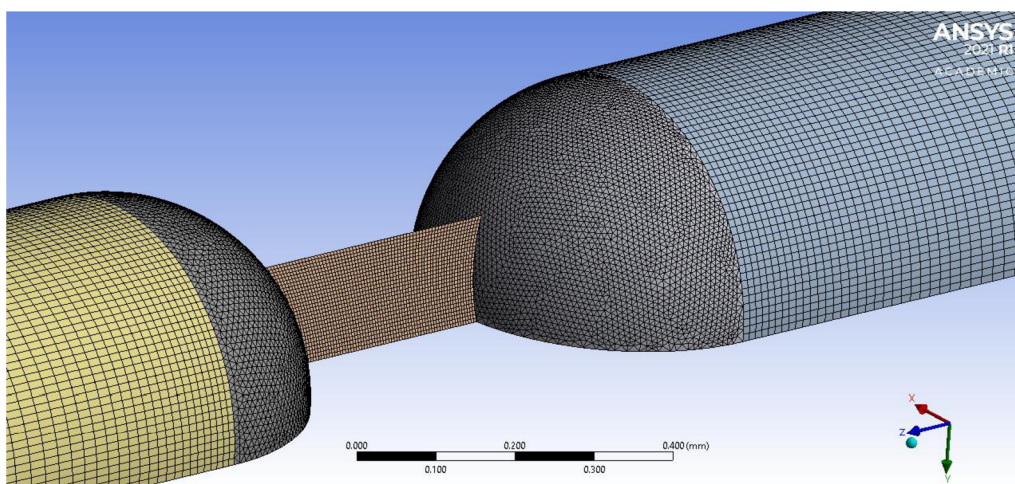
Pro konkrétní vyčíslení vztahu 9.1 nebyly přesně určeny všechny neznámé. Je ale patrné, že člen $v_i^2/2$ je v případě mikrofluidiky velmi malý, a délkové ztráty tím tlačí k nízkým hodnotám. Vliv tohoto členu ale kompenzuje do určité míry hydraulický průměr D ve jmenovateli, který je v případě mikrofluidiky v řádu 10^{-6} m. Výsledná hodnota ztrátové energie by tak teoreticky mohla být dostačující k tomu, aby vyvolání kavitace znemožnila. Tato hypotéza by nicméně vyžadovala experimentální ověření.

Jiným z možných vysvětlení je nevhodný tvar kavitační clonky. Její úhel 35° mohl být příliš těsný na to, aby byly při proudění překonány viskozí síly. Tato hypotéza bude modelově ověřena v následující kapitole.

10. CFD model dvoufázového proudění

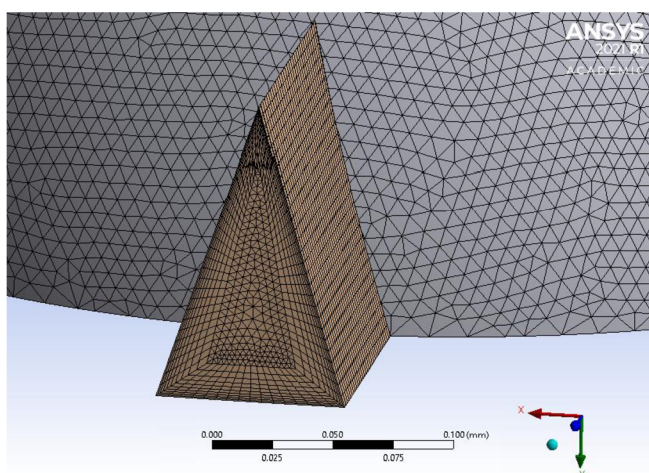
Jako alternativní výstup této práce byl vypracován výpočetní model dvoufázového proudění skutečně vyrobené clonky. Některé procesy, které jsou spojeny s tvorbou výpočetní domény již byly podrobně popsány v kapitole 6., a proto zde budou již jen stručně připomenuty.

Vyrobený kanálek je geometricky složitější než původní pravoúhlý. Geometrie domény byla proto vytvořena v programu *Autodesk Inventor*, a do programu *Design Modeler*, ve kterém probíhaly dodatečné úpravy, byla přímo importována.



Obr. 10.1: Výpočetní síť

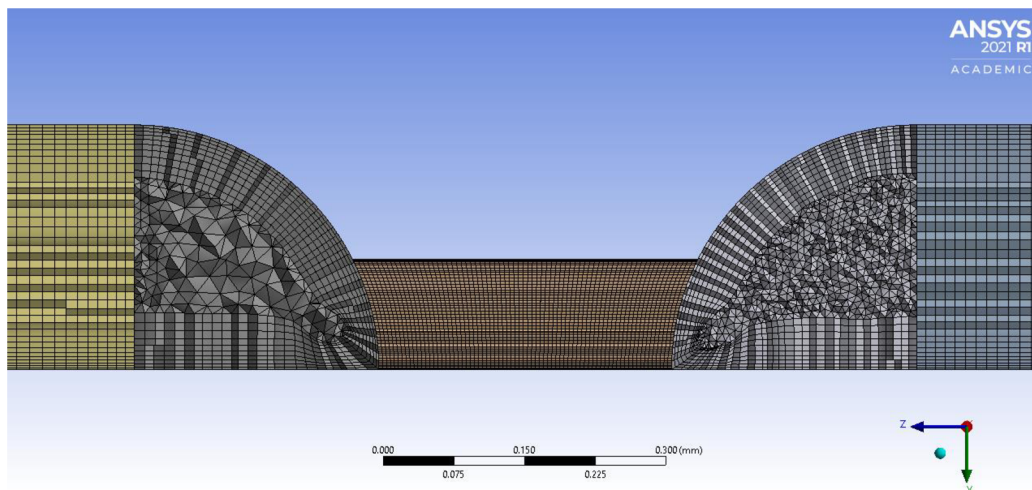
Vytvořená síť je znázorněná na obrázku 10.1. Při její tvorbě bylo třeba dbát na velmi omezené zbývající časové možnosti. Bylo proto nutné provést kompromis mezi přesností výpočtu a jednoduchého časově nenáročného řešení. Kvalita sítě tudíž není tak vysoká, jako tomu bylo u první modelace. Ve většině svého objemu je vytvořena výhradně z prizmatických prvků za využití metody *MultiZone*. Tuto metodu se ale nepodařilo aplikovat na zaoblené objemy před a za clonou. Pro tyto oblasti byla tudíž vygenerována pouze automatická síť.



Pro vytvoření mezní vrstvy byla využita funkce *Inflation*. Tato mezní vrstva je vygenerována po celé výpočetní doméně a její detail je zobrazen na obrázku 10.2 v řezu clonkou. Na obrázku 10.3 je dále možné pozorovat, že zaoblená oblast

Obr. 10.2: Detail clonky v řezu, znázornění mezní vrstvy

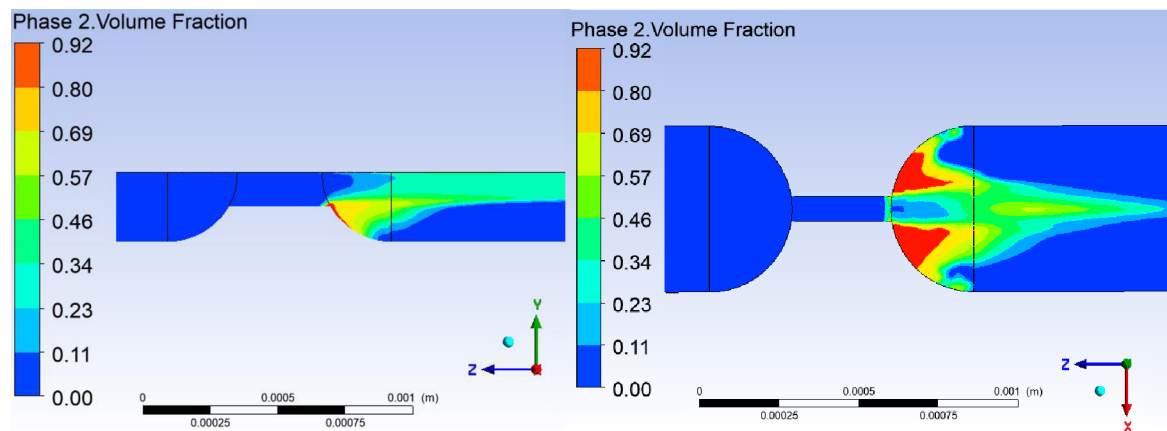
za clonkou je vykreslena jemněji než oblast před clonkou. Tento postup byl zvolen z důvodu přesnějších výsledků právě v této oblasti. Bylo využito taktéž funkce *Sizing*, a to obdobným způsobem jako u původního výpočtu – výpočetní buňky byly tedy směrem ke cloně zjemňovány. Celkový počet prvků sítě je 847 981, což ale výrazně převyšuje limit studentské licence. Výpočet probíhal jako tranzientní, takže byla pro řešení využita komerční licence na počítačovém clusteru na VUT v Brně.



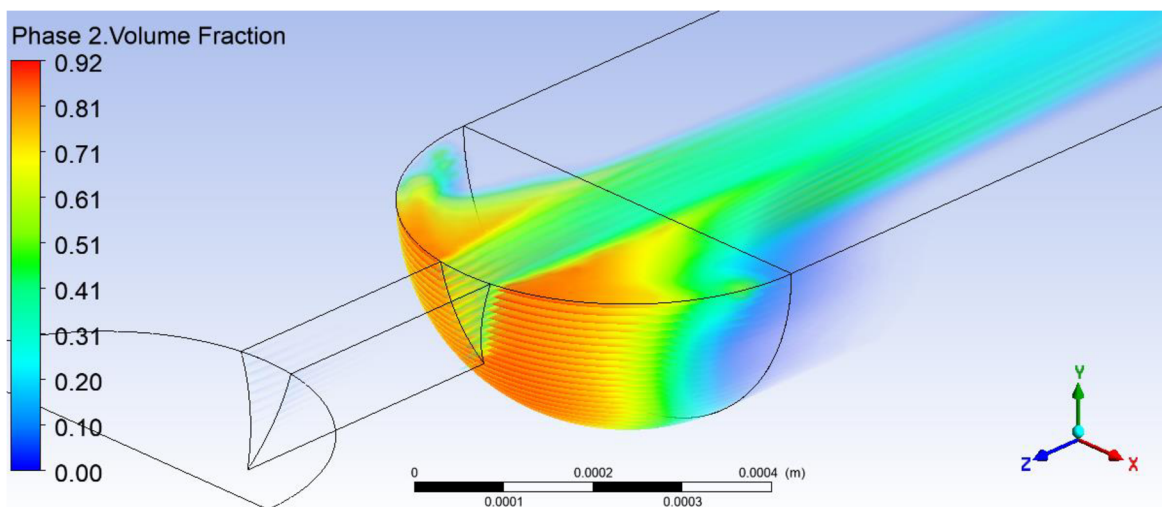
Obr. 10.3: Příčný řez doménou podle roviny YZ, detail sítě

Byly provedeny výpočty pro dva pracovní body. U obou dvou byla použita vstupní okrajová tlaková podmínka 8 bar . Na výstupní okrajové podmínce ale docházelo k odlišnostem: první bod byl veden do podtlaku $0,6 \text{ bar}$ a druhý bod do $0,8 \text{ bar}$. Proběhla tudíž modelace plánované úpravy mikrofluidického obvodu.

Výsledky jsou předvedeny na sérii obrázků 10.4-5, na kterých je během proudění znázorněn poměr vody a páry. Pro první pracovní bod (výstup do podtlaku $0,6 \text{ bar}$) nebylo dosaženo kvalitních výsledků a jejich prezentace v této práci by neměla žádnou vypovídající



Obr. 10.4: Poměr páry a vody ve výsledné výpočtové vizualizaci proudění



Obr. 10.5: Poměr páry a vody ve výsledné výpočtové vizualizaci proudění, 3D pohled

hodnotu. Uvedené výsledky tudíž platí pro druhý pracovní bod. Jelikož nebyla vytvořena konformní síť, dochází ve výsledcích ke zjevným chybám výpočtu. Patrná je například oblast na konci clonky ve směru proudění (obrázek 10.4, pravá část), kdy ve vizualizaci nedochází k plynulému přechodu vody a páry, nýbrž k ostrému přechodu na hranici mezi dvěma doménami. I přes tyto nepřesnosti je ale výsledek možné vnímat jako validní a ve vyrobeném čipu by tedy za aplikovaných podmínek skutečně mělo ke kavitaci docházet. Tato skutečnost tedy eliminuje obavy z nevhodně navrženého tvaru kanálku a clonky.

Maximální okamžitá rychlost, které je při proudění dosaženo, je dle výpočtové modelace $42,12 \text{ m/s}$. Byla provedena aproximace, kdy byla tato hodnota okamžité rychlosti dosazena do vztahu pro Reynoldsovo číslo, které bylo uvnitř clonky následně stanoveno²⁶ jako 2439,5 – tedy mírně za jeho kritickou hodnotou. Kavitační číslo nebylo vzhledem k absenci průtokoměrů možné určit.

²⁶ Hydraulický průměr D byl určen podle již zmíněného vzorce jako $0,057918 \cdot 10^{-3} \text{ m}$, pro kinematickou viskozitu ν byla použita hodnota $1,004 \cdot 10^{-3} [\text{m}^2/\text{s}]$

11. Závěr

V rámci této diplomové práce byl navržen vlastní mikrofluidický čip s kavitační clonkou. Byla provedena *CFD* simulace, která v teoretické rovině potvrdila výskyt oblastí s tlakem nižším, než je tlak sytých par. Podle návrhu mělo tedy uvnitř clonky docházet ke kavitaci.

Dle tohoto návrhu byl následně čip vyroben. Vzhledem ke značně omezeným výrobním technologiím bylo nicméně nutné geometrii čipu upravit, přičemž nezákladnější změnou prošla přímo geometrie clonky. Její průřez byl změněn z obdelníkového na trojúhelníkový. Geometrie kanálku byla vyrobena frézou s kulovým tvarem, což zapříčinilo zaoblené konce kanálku oproti původním ostrým. Tento čip byl následně umístěn do mikrofluidického obvodu, ve kterém byl proveden experiment.

Měření ale nepotvrdilo teoretické předpoklady a v jeho průběhu nenastal stav, ve kterém by docházelo ke kavitaci. Mělo se proto přistoupit k úpravě obvodu, která by zapříčinila vyšší tlakový spád, a tím i lepší podmínky pro vznik kavitace. Experiment s upraveným obvodem již ale nebylo možné provést, protože čip byl nenávratně poškozen. Na základě tohoto neblahého výsledku byl sestaven seznam několika bodů s doporučeními pro příští pokusy tohoto typu.

Jako alternativní výstup této práce byl proveden dvoufázový *CFD* výpočet proudění skutečně vyrobeným čipem. Podle výsledků modelace by mělo ve vyrobeném čipu ke kavitaci skutečně docházet – ve výsledné modelové vizualizaci jsou jasně patrné oblasti vyplněné párou. Tyto oblasti odpovídají svým umístěním teoretickým předpokladům i obdobným pracem na toto téma, které již byly v minulosti vypracovány. Důvodem, proč tedy při měření ke kavitaci nedošlo, byly patrně příliš velké tlakové ztráty v mikrofluidickém obvodu. Tlak vstupující do clonky patrně nabýval příliš nízkých hodnot. Tuto premisu nicméně bohužel nebylo možné ověřit.

12. Seznam použitých zdrojů

- [1] MANZ, Andréas, N. GRABER a H. M. WIDMER, 1990. Miniaturized total chemical analysis systems: a novel concept for chemical sensing. *Sensors and actuators B: Chemical*. (1), 244-248.
- [2] VOLPATI, Lisa R. a Ali K. YETISEN, 2014. Commercialization of microfluidic devices. *Trends Biotechnol.* **32**(7), 347-350.
- [3] SMEJKAL, Petr a František FORET, 2012. Mikrofluidika v bioanalytické instrumentaci. *Chemické Listy*. (106), 104-112.
- [4] KRICKA, Larry J., 2001. Microchips, microarrays, biochips and nanochips: personal laboratories for the 21st century. *Clinica Chimica Acta*. (307), 219-223.
- [5] GHALLAB, Yehya a Wael BADAWY, 2004. Sensing methods for dielectrophoresis phenomenon: from bulky instruments to lab-on-a-chip. *IEEE Circuits and Systems Magazine*. (4), 5-15.
- [6] MEDRANO, M., P. J. ZERMATTEN, Christian PELLONE, Jean-Pierre FRANC a Frédéric AYELA, 2011. Hydrodynamic cavitation in microsystems. I. Experiments with deionized water and nanofluids. *Physics of Fluids*. **23**(12).
- [7] HOLUB, Martin, 2016. *Kavitace v mikrofluidice*. Brno. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně. Vedoucí práce Doc. Ing. Pavel Rudolf, Ph.D.
- [8] MEDRANO, M., Christian PELLONE, P. J. ZERMATTEN a Frédéric AYELA, 2012. Hydrodynamic cavitation in microsystems. II. Simulations and optical observations. *Physics of Fluids*. **24**(4).
- [9] ROOZE, Joost, Matthieu ANDRÉ, Gert-Jan S. VAN DER GULIK, David FERNÁNDEZ-RIVAS, Johannes G. E. GARDENIERS, Evgeny V. REBROV, Jaap C. SCHOUTEN a Jos T. F. KEURENTJES, 2011. Hydrodynamic cavitation in micro channels with channel sizes of 100 and 750 micrometers. *Microfluid Nanofluid*. **12**, 499-508.
- [10] MISHRA, Chandan a Yoav PELES, 2005. Size Scale Effects on Cavitating Flows Through Microorifices Entrenched in Rectangular Microchannels. *Journal of Microelectromechanical Systems*. **14**(5), 987-999.
- [11] ZEMAN, Radek, 2020. *Mikrofluidický obvod*. Brno. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně. Vedoucí práce Doc. Ing. Pavel Rudolf, Ph.D.
- [12] SONG, Yujun, Daojian CHENG a Liang ZHAO, 2018. *Microfluidics: Fundamentals, Devices, and Applications*. ISBN 978-3-527-34106-1.
- [13] TESAŘ, Václav, 2008. Mikrofluidika. *Automa*. (10), 6-9.
- [14] GALE, Bruce K., Alexander R. JAFEK, Christopher J. LAMBERT, Brady L. GOENNER, Hossein MOGHIMIFAM, Ugochukwu C. NZE a Suraj K. KAMARAPU, 2018. A Review of Current Methods in Microfluidic Device Fabrication and Future Commercialization Prospects. *Inventions*. **60**(3).
- [15] Different microfluidic fabrication techniques. *Elveflow* [online]. [cit. 2021-02-23]. Dostupné z: <https://www.elveflow.com/microfluidic-reviews/soft-lithography-microfabrication/soft-lithography-fabrication-technics/>
- [16] TABELING, Patric, 2005. *Introduction to Microfluidics*. Oxford University Press. ISBN 9780198568643.

- [17] LANIECE, Alexandra S., 2018. *Alveoli-on-a-chip: A close-contact dynamic model of the alveolar capillary barrier: micro-engineering, microfluidics and induced pluripotent stem cells*. Disertační práce. Université Paris-Diderot.
- [18] Materials for microfluidic device fabrication: a review. *Elveflow* [online]. [cit. 2021-02-24]. Dostupné z: <https://www.elveflow.com/microfluidic-reviews/general-microfluidics/materials-for-microfluidic-chips-fabrication-a-review-2017/>
- [19] REN, Kangning, Jianhua ZHOU a Hongkai WU, 2013. Materials for Microfluidic Chip Fabrication. *Accounts of Chemical Research*. **46**(11), 2396–2406.
- [20] NGE, Pamela N., Chad I. ROGERS a Adam T. WOOLLEY, 2013. Advances in Microfluidic Materials, Functions, Integration, and Applications. *Chemical Reviews*. **113**(4), 2550–2583.
- [21] PROKOPOVÁ, Irena, 2007. *Makromolekulární chemie*. 2007. Praha. ISBN 978-80-7080-662-3.
- [22] XIA, Younan a George M. WHITESIDES, 1998. Soft Lithography. *Annual Review of Materials Science*. **28**, 153-184.
- [23] MCDONALD, J. C., D. C. DUFFY, J. R. ANDERSON, D. T. CHIU, H. WU, O. J. SCHUELLER a G. M. WHITESIDES, 2000. Fabrication of microfluidic systems in poly(dimethylsiloxane). *Electrophoresis*. **21**(1), 27-40.
- [24] KIM, Pilnam, Keon Woo KWON, Min Cheol PARK, Sung Hoon LEE, Sun Min KIM a Kahp Yang SUH, 2008. Soft Lithography for Microfluidics: a Review. *Biochip Journal*. **2**(1), 1-11.
- [25] QIN, Dong, Younan XIA a George M. WHITESIDES, 2010. Soft lithography for micro- and nanoscale patterning. *Nature Protocols*. **5**, 491-502.
- [26] PDMS: a review. *Elveflow* [online]. [cit. 2021-02-25]. Dostupné z: <https://www.elveflow.com/microfluidic-reviews/general-microfluidics/the-poly-di-methyl-siloxane-pdms-and-microfluidics-2/>
- [27] VARGOVÁ, Alžběta, 2017. *Pokročilé membránové systémy*. Brno. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně. Vedoucí práce Ing. Filip Mravec, Ph.D.
- [28] Introduction to PDMS soft-lithography and polymer molding for microfluidics. *Elveflow* [online]. [cit. 2021-02-26]. Dostupné z: <https://www.elveflow.com/microfluidic-reviews/soft-lithography-microfabrication/introduction-about-soft-lithography-and-polymer-molding-for-microfluidic/>
- [29] HECKELE, M. a W. K. SCHOMBURG, 2004. Review on micro molding of thermoplastic polymers. *Journal of Micromechanics and Microengineering*. **14**(3).
- [30] WU, Jing a Min GU, 2011. Microfluidic sensing: state of the art fabrication and detection techniques. *Journal of Biomedical Optics*. **16**(8).
- [31] FRIEDRICH, Daniel, 2010. *Modelling and optimisation of microfluidic devices for bioanalysis applications*. Disertační práce. University of Southampton. Vedoucí práce Tracy Melvin and Colin P. Please.
- [32] METELKA, Ondřej, 2014. *Charakterizace struktur připravených selektivním mokřím leptáním křemíku*. Brno. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně. Vedoucí práce Ing. Mgr. Tomáš Šamořil.

- [33] STAUSS, Wayne M. a Todd E. LIZOTTE. Technology. *MicroFab* [online]. [cit. 2021-02-27]. Dostupné z: <https://microfabnh.com/technology/>
- [34] WATANABE, Heiji a Shinji MATSUI, 1992. Electron-beam-assisted dry etching for GaAs using electron cyclotron resonance plasma electron source. *Applied Physics Letter*. **61**(25).
- [35] STRELLER, U., B. LI, A. KRABBE a N. SCHWENTNER, 1996. Photon-induced dry etching of Si(100) in the VUV. *Applied Surface Science*. **96-98**, 448-452.
- [36] BILICAN, Ismail a Mustafa Tahsin GULER, 2020. Assessment of PMMA and polystyrene based microfluidic chips fabricated using CO₂ laser machining. *Applied Surface Science*. **534**.
- [37] CARRELL, Cody S., Cynthia P. MCCORD, Rachel M. WYDALLIS a Charles S. HENRY, 2020. Sealing 3D-printed parts to poly(dimethylsiloxane) for simple fabrication of Microfluidic devices. *Analytica Chimica Acta*. **1124**, 78-84.
- [38] LI, Lei, Cheng WANG, Yong NIE, Bo YAO a Huan HU, 2020. Nanofabrication enabled lab-on-a-chip technology for the manipulation and detection of bacteria. *TrAC Trends in Analytical Chemistry*. **127**.
- [39] LEE, Chia-Yen, Chin-Lung CHANG, Yao-Nan WANG a Lung-Ming FU. Microfluidic Mixing: A Review. *International Journal of Molecular Sciences*. 2011, **12**(5), 3263-3287.
- [40] ABRAHÁM, Martin. *Návrh mikrofluidického směšovače*. Brno, 2016. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně. Vedoucí práce Doc. Ing. Pavel Rudolf, Ph.D.
- [41] *Laminární a turbulentní rychlost proudění vzduchu* [online]. In: . 2019 [cit. 2021-03-04]. Dostupné z: <https://vetrani.tzb-info.cz/docu/clanky/0194/019425o2.jpg>
- [42] ABGRALL, P. a A. M. GUÉ, 2007. Lab-on-chip technologies: making a microfluidic network and coupling it into a complete microsystem—a review. *Journal of Micromechanics and Microengineering*. **17**(5).
- [43] MAO, Xiaole a Tony Jun HUANG, 2012. Microfluidic diagnostics for the developing world. *Lab on a Chip*. (8), 1412-1416.
- [44] ABATE, Adam R., Tony HUNG, Ralph A. SPERLING, Pascaline MARY, Assaf ROTEM, Jeremy J. AGRESTI, Michael A. WEINER a David A. WEITZ, 2013. DNA sequence analysis with droplet-based microfluidics. *Lab on a Chip*. **13**(24), 4864-4869.
- [45] BHISE, Nupura S., Joao RIBAS, Vijayan MANOHARAN, Yu Shrike ZHANG, Alessandro POLINI, Mehmet R. DOKMECI a Ali KHADEMHOSEINI, 2014. Organ-on-a-chip platforms for studying drug delivery systems. *Journal of Controlled Release*. **190**, 82-93.
- [46] BEISSNER, N., S. REICHL a T. LORENZ, 2016. Organ on Chip. *Microsystems for Pharmatechnology*. 299-339.
- [47] KIM, Hyun Jung, Dongeun HUH, Geraldine HAMILTON a Donald E. INGBER, 2012. Human gut-on-a-chip inhabited by microbial flora that experiences intestinal peristalsis-like motions and flow. *Lab on a Chip*. (12), 2165-2174.
- [48] KIMURA, Hiroshi, Takatoki YAMAMOTO, Hitomi SAKAI, Yasuyuki SAKAI a Teruo FUJII, 2008. An integrated microfluidic system for long-term perfusion culture and on-line monitoring of intestinal tissue models. *Lab on a Chip*. (5), 741-746.

- [49] HUH, Dongeun, Benjamin D. MATTHEWS, Akiko MAMMOTO, Martín MONTOYA-ZAVALA, Hong Yuan HSIN a Donald E. INGBER, 2010. Reconstituting Organ-Level Lung Functions on a Chip. *Science*. **328**(5986), 1662-1668.
- [50] DORYAB, Ali, Ghassem AMOABEDINY a Amir SALEHI-NAJAFABADI, 2016. Advances in pulmonary therapy and drug development: Lung tissue engineering to lung-on-a-chip. *Biotechnology Advances*. **34**(5), 588-596.
- [51] KIM, Sejoong a Shuichi TAKAYAMA, 2015. Organ-on-a-chip and the kidney. *Kidney Research and Clinical Practice*. **34**(3), 165-169.
- [52] LEE, Jungwoo, Si Hyeon KIM, Young-Chan KIM, Inwook CHOI a Jong HWAN SUNG, 2013. Fabrication and characterization of microfluidic liver-on-a-chip using microsomal enzymes. *Enzyme and Microbial Technology*. **53**(3), 159-164.
- [53] GOPALAKRISHNAN, N., R. HANNAM, G. P. CASONI, J. M. RIBE, M. HAUG a Ø. HALAAS, 2015. Infection and immunity on a chip: a compartmentalised microfluidic platform to monitor immune cell behaviour in real time. *Lab on a Chip*. (6).
- [54] WOLFF, Anette, Maria ANTFOLK, Birger BRODIN a Maria TENJE, 2015. In Vitro Blood–Brain Barrier Models—An Overview of Established Models and New Microfluidic Approaches. *Journal Pharmaceutical Sciences*. **104**(9), 2727-2746.
- [55] JASTRZEBSKA, Elzbieta, Ewelina TOMECKA a Iwona JESION, 2016. Heart-on-a-chip based on stem cell biology. *Biosensors and Bioelectronics*. **75**, 67-81.
- [56] ATAC, Beren, Ilka WAGNER, Reyk HORLAND, Roland LAUSTER, Uwe MARX, Alexander G. TONEVITSKY, Reza P. AZAR a Gerd LINDNER, 2013. Skin and hair on-a-chip: in vitro skin models versus ex vivo tissue maintenance with dynamic perfusion. *Lab on a Chip*. (18), 3555-3561.
- [57] SUNG, Jong Hwan, Carrie KAM a Michael L. SHULER, 2010. A microfluidic device for a pharmacokinetic–pharmacodynamic (PK–PD) model on a chip. *Lab on a Chip*. **10**(4), 446-455.
- [58] MASCHMEYER, Ilka, Alexandra K. LORENZ, Katharina SCHIMEK, et al., 2015. A four-organ-chip for interconnected long-term co-culture of human intestine, liver, skin and kidney equivalents. *Lab on a Chip*. **15**(12), 2688-2699.
- [59] FAKUNLE, Eytayo S. a Ingrid FRITSCH. Low-temperature co-fired ceramic microchannels with individually addressable screen-printed gold electrodes on four walls for self-contained electrochemical immunoassays. *Analytical and Bioanalytical Chemistry*. 2010, **398**, 2605–2615.
- [60] GHAEMMAGHAMI, Amir M., Helen HARRINGTON, Hirokazu KAJI a Ali KHADEMHOSEINI. Biomimetic tissues on a chip for drug discovery. *Drug Discovery Today*. 2012, **17**(3-4), 173-181.
- [61] MARTINEZ, Andres W., Scott T. PHILLIPS, Manish J. BUTTE a George M. WHITESIDES. Patterned Paper as a Platform for Inexpensive, Low Volume, Portable Bioassays. *Angewandte Chemie International Edition*. 2007, **48**(6), 1318–1320.
- [62] MIKULČÁK, Jiří MIKULČÁK, Martin MACHÁČEK a František ZEMÁNEK, 2003. *Matematické, fyzikální a chemické tabulky a vzorce pro střední školy*. Prometheus. ISBN 978-80-7196-264-9.
- [63] ARROJO, S. a Y. BENITO, 2008. A theoretical study of hydrodynamic cavitation. *Ultrasonics Sonochemistry*. **15**(3), 203-211.

- [64] KLIMEŠ, Lubomír, 2018. *Tabulky a diagramy*. Brno.
- [65] FRANC, Jean-Pierre a Jean-Marie MICHEL, 2005. *Fundamentals of Cavitation*. Dordrecht. ISBN 978-904-8166-183.
- [66] ŠOB, František, 2008. *Hydromechanika*. 2. vydání. Brno: Akademické nakladatelství CERM. ISBN 978-80-214-3578-0.
- [67] BRENNEN, Christopher E., 1995. *Cavitation and Bubble Dynamics*. Oxford University Press. ISBN 0-19-509409-3.
- [68] KOLÁŘ, Václav, Jiří BÉM a Cyril PATOČKA, 1983. *Hydraulika*. Praha/Bratislava: SNTL/ALFA.
- [69] *Dictionary.com* [online]. [cit. 2021-03-12]. Dostupné z: <https://www.dictionary.com/browse/vena-contracta>
- [70] HENDRICH, Christian, Philipp MÜLLER, Marius WILHELM a Stefan SCHLECHTRIEM. Quantitative Determination of Segregation Effects for ADN-Based Liquid Monopropellants due to Internal Flow Phenomena. *Space Propulsion Conference 2018*. Sevilla.
- [71] Calculation of flow through nozzles and orifices, 2020. *Neutrium* [online]. [cit. 2021-03-12]. Dostupné z: <https://neutrium.net/fluid-flow/calculation-of-flow-through-nozzles-and-orifices/>
- [72] HARAZIN, Přemysl, 2018. *Vzájemná interakce magnetického pole a kavitujícího proudění*. Brno. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně. Vedoucí práce Doc. Ing. Pavel Rudolf, Ph.D.
- [73] SOCHOREC, Rostislav, 2015. *Testy kavitační eroze*. Brno. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně. Vedoucí práce Doc. Ing. Pavel Rudolf, Ph.D.
- [74] JAROMÍR, Noskievič a kol., 1990. *Kavitace v hydraulických strojích a zařízeních*. Praha: SNTL. ISBN 80-03-00206-0.
- [75] KELLER, A. P., 1980. Schlussbericht über das Forschungsvorhaben 'Beginnende Kavitation, Zugspannungen in Flüssigkeiten'. *Technische Universität München*.
- [76] BRIGGS, L. J., 1950. Limiting negative pressure in water. *Journal of Applied Physics*. **21**, 721-722.
- [77] MØRCH, K. A., 2018. *Cavitation nuclei and tensile strength of water*.
- [78] MØRCH, K. A., 2009. Cavitation nuclei: experiments and theory. *Journal of Hydrodynamics*. **21**(2), 176-189.
- [79] PAVELEK, Milan, 2013. *Termomechanika pro studenty strojních fakult*. Výuková prezentace. Brno.
- [80] FRANC, Jean-Pierre, 2007. The Rayleigh-Plesset equation: a simple and powerful tool to understand various aspects of cavitation. *Fluid Dynamics of Cavitation and Cavitating Turbopumps, CISM Courses and Lectures*. **496**, 1-41.
- [81] NOLTINGK, B. E. a E. A. NEPPIRAS, 1950. Cavitation produced by Ultrasonics. *Proceedings of the Physical Society. Section B*. **63**, 674-685.
- [82] NEPPIRAS a B. E. NOLTINGK, 1951. Cavitation produced by ultrasonics: theoretical conditions for the onset of cavitation. *Proceedings of the Physical Society. Section B*. **64**, 1032-1038.
- [83] PORITSKY, H., 1952. The collapse or growth of a spherical bubble or cavity in a viscous fluid. *Proc. First Nat. Cong. in Appl. Math.*, . 813–821.

- [84] LORD RAYLEIGH, O.M. F.R.S., 1917. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. **34**(200), 94-98.
- [85] PLESSET, Milton Spinoza, 1949. The Dynamics of Cavitation Bubbles. *Journal of Applied Mechanics*. **16**, 277-282.
- [86] YOUNG, F. Ronald, 1999. *Cavitation*. Singapur: Imperial College Press. ISBN 1-86094-198-2.
- [87] MAN, Viet Hoang, Mai Suan LI, Philippe DERREUMAUX a Phuong H. NGUYEN, 2018. Rayleigh-Plesset equation of the bubble stable cavitation in water: A nonequilibrium all-atom molecular dynamics simulation study. *Journal of Chemical Physics*. **148**(9).
- [88] HUJER, Jan, 2019. *Studie kolapsu kavitačních bublin a jejich struktur v blízkosti povrchů*. Liberec. Disertační práce. Technická univerzita v Liberci. Vedoucí práce Prof. Ing. Karel Fraňa, Ph.D.
- [89] KRÁSENSKÝ, J., J. RYPLOVÁ a L. TÁJEK. *Kavitace* [online]. In: . Praha [cit. 2021-04-03]. Dostupné z: <http://fyzsem.fjfi.cvut.cz/2012-2013/Zima12/proc/kavitace.pdf>
- [90] Kuličkování (brokování). *ELUC* [online]. [cit. 2021-04-03]. Dostupné z: <https://eluc.kr-olomoucky.cz/verejne/lekce/1391>
- [91] Soubor:Cavitation Propeller Damage.JPG, 2001-. In: *Wikipedia: the free encyclopedia* [online]. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation [cit. 2021-04-03]. Dostupné z: https://cs.wikipedia.org/wiki/Soubor:Cavitation_Propeller_Damage.JPG
- [92] PHILIPP, A. a W. LAUTERBORN, 1998. Cavitation erosion by single laser-produced bubbles. *Journal of Fluid Mechanics*. **361**, 75-116.
- [93] BENJAMIN, T. B. a A. T. ELLIS, 1966. A discussion on deformation of solids by the impact of liquids, and its relation to rain damage in aircraft and missiles, to blade erosion in steam turbines, and to cavitation erosion - The collapse of cavitation bubbles and the pressures thereby produced against solid boundaries. *Philosophical Transactions for the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*. **260**(1110), 221-240.
- [94] ZHUKOVSKY, N. Y., 1898. Über den hydraulischen Stoss in Wasserleitungsröhren. *Mémoires de l'Académie Impériale des Sciences de St.-Pétersbourg*. **8**, **9**(5), 1-71.
- [95] Cavitating. In: *FYFD* [online]. [cit. 2021-04-03]. Dostupné z: <https://fyfluidynamics.com/2017/06/cavitation-happens-when-the-local-pressure-in-a/>
- [96] SARKAR, Prasanta, Giovanni GHIGLIOTTI, Marc C. FIVEL a Jean-Pierre FRANC, 2018. Numerical investigation of the dynamics of pressure loading on a solid boundary from a collapsing cavitation bubble. *10th International Symposium on Cavitation - CAV2018*. Baltimore, United States.
- [97] WIJNGAARDEN, Leen van, 2016. *Mechanics of collapsing cavitation bubbles: Ultrasonics Sonochemistry*. **29**, 524-527.

- [98] SONDE, Emmanuel, Thibaut CHAISE, Nicolas BOISSON a Daniel NELIAS, 2018. Modeling of cavitation peening: Jet, bubble growth and collapse, micro-jet and residual stresses. *Journal of Materials Processing Technology*. **262**, 479-491.
- [99] ARANA, Leonel R., Samuel SCHAEVITZ, Aleksander J. FRANZ, Martin A. SCHMIDT a Klavs F. JENSEN, 2003. A Microfabricated Suspended-Tube Chemical Reactor for Thermally Efficient Fuel Processing. *Journal of Microelectromechanical Systems*. **12**(5), 600-612.
- [100] LOSEY, Matthew W., Rebecca J. JACKMAN, Samara L. FIREBAUGH, Martin A. SCHMIDT a Klavs F. JENSEN, 2002. Design and fabrication of microfluidic devices for multiphase mixing and reaction. *Journal of Microelectromechanical Systems*. **11**(6), 709-717.
- [101] EPSTEIN, A. H. a kol., 1997. Power MEMS and microengines. *Proceedings of International Solid State Sensors and Actuators Conference (Transducers '97)*. Chicago, **2**, 753-756.
- [102] ALEXEENKO, A. A., S. F. GIMELSHEIN, D. A. LEVIN, A. D. Ketsdever a M. S. Ivanov, 2003. Measurements and Simulation of Orifice Flow for Micropropulsion Testing. *Journal of Propulsion and Power*. **19**(4), 588-594.
- [103] MISHRA, Chandan a Yoav PELES, 2005. Cavitation in flow through a micro-orifice inside a silicon microchannel. *Physics of Fluids*. **17**.
- [104] HOSBACH, Markus, Stephen GITAU, Tobias SANDER, Uwe LEUTERITZ a Michael PFITZNER, 2019. Effect of taper, pressure and temperature on cavitation extent and dynamics in micro-channels. *Experimental Thermal and Fluid Science*. **108**, 25-38.
- [105] SKODA, Romuald, Uwe IBEN, Alexander MOROZOV, Michael S. MIHATSCH, Steffen J. SCHMIDT a Nikolaus ADAMS, 2011. Numerical simulation of collapse induced shock dynamics for the prediction of the geometry, pressure and temperature impact on the cavitation erosion in micro channels. *Conference: WIMRC, 3rd International Cavitation Forum 2011*. University of Warwick, UK.
- [106] MISHRA, Chandan a Yoav PELES, 2005. Flow visualization of cavitating flows through a rectangular slot micro-orifice ingrained in a microchannel. *Physics of Fluids*. **17**(11).
- [107] TANDIONO, Siew-Wan OHL, Dave S. W. OW, Evert KLASEBOER, Victor V. WONG, Rainer DUMKE a Claus-Dieter OHL, 2011. Sonochemistry and sonoluminescence in microfluidics. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*. **108**(15), 5996–5998.
- [108] PENG, Chi, Shouceng TIAN, Gensheng LI a Minghui WEI, 2020. Enhancement of cavitation intensity and erosion ability of submerged cavitation jet by adding micro-particles. *Ocean Engineering*. **209**.
- [109] HOSBACH, Markus, Romuald SKODA, Tobias SANDER, Uwe LEUTERITZ a Michael PFITZNER, 2020. On the temperature influence on cavitation erosion in micro-channels. *Experimental Thermal and Fluid Science*. **117**.
- [110] MISHRA, Chandan a Yoav PELES, 2006. An experimental investigation of hydrodynamic cavitation in micro-Venturis. *Physics of Fluids*. **18**.

- [111] SZOLCEK, Max, Stefano CASSINERI, Andrea CIONCOLINI, Fabio SCENINI a Michele CURIONI, 2019. CRUD removal via hydrodynamic cavitation in micro-orifices. *Nuclear Engineering and Design*. **343**, 210-217.
- [112] SOYAMA, H., 2011. Enhancing the Aggressive Intensity of a Cavitating Jet by Means of the Nozzle Outlet Geometry. *Journal of Fluids Engineering*. **133**(10).
- [113] SINGH, Randip a Yoav PELES, 2009. The effects of fluid properties on cavitation in a micro domain. *Journal of Micromechanics and Microengineering*. **19**(2).
- [114] CIONCOLINI, Andrea, Fabio SCENINI, Jonathan DUFF, Max SZOLCEK a Michele CURIONI, 2016. Choked cavitation in micro-orifices: An experimental study. *Experimental Thermal and Fluid Science*. **74**, 49-57.
- [115] RAMAMURTHI, K. a K. NANDAKUMAR, 1999. Characteristics of flow through small sharp-edged cylindrical orifices. *Flow Measurement and Instrumentation*. **10**, 133-143.
- [116] YAN, Y. a R.B. THORPE, 1990. Flow regime transitions due to cavitation in the flow through an orifice. *International Journal of Multiphase Flow*. **16**(6), 1023-1045.
- [117] ARNDT, Roger E. A. a Andreas P. KELLER, 1992. Water Quality Effects on Cavitation Inception in a Trailing Vortex. *Journal of Fluids Engineering*. **114**(3), 430-438.
- [118] PPM = parts per million, 2020. *USAMA Environmental Engineering* [online]. [cit. 2021-04-21]. Dostupné z: <https://studiousama.wordpress.com/2020/09/04/ppm-parts-per-million/>
- [119] BALL, J. W., J. P. TULLIS a T. STRIPLING, 1975. Predicting cavitation in sudden enlargements. *ASCE J. Hydraul. Div.* **101**, 857-870.
- [120] TUŽILOVÁ, Hana, 2012. *Hystereze*. Brno. Diplomová práce. Masarykova univerzita. Vedoucí práce RNDr. Lenka Přibylková, Ph.D.
- [121] 6.2.2 Mesh Quality, 2009. *ANSYS FLUENT 12.0/12.1 Documentation* [online]. [cit. 2021-04-14]. Dostupné z: <https://www.afs.enea.it/project/neptunius/docs/fluent/html/ug/node167.htm>
- [122] LAPADATU, Adriana Cozma a Henrik JAKOBSEN, 2015. Chapter 30 - Anodic Bonding. *Handbook of Silicon Based MEMS Materials and Technologies*. 2. William Andrew Publishing, s. 599-610. ISBN 9780323299657.
- [123] *Araldite® 2011: Technický list*, 2011. Dostupné také z: <http://www.farnell.com/datasheets/2879000.pdf>
- [124] NanoPort Kit for 1/16" OD tubing. *Darwin Microfluidics* [online]. 2021 [cit. 2021-4-27]. Dostupné z: <https://darwin-microfluidics.com/products/nanoport-kit-for-1-16-od-tubing>
- [125] DOLEČEK, Roman, Jan VÁCLAVÍK a Hana LIBENSKÁ, 2021. Výsledky experimentů metod výroby transmisní mřížky na germaniovém substrátu. *Jemná mechanika a optika*. **66**, 81-85.
- [126] Microfluidic Flow Controller, 2021. In: *Elveflow* [online]. [cit. 2021-04-13]. Dostupné z: <https://www.elveflow.com/microfluidic-products/microfluidics-flow-control-systems/ob1-pressure-controller/>
- [127] Understanding Microscopes and Objectives, 2021. In: *Edmund Optics* [online]. [cit. 2021-04-13]. Dostupné z: <https://www.edmundoptics.com/knowledge-center/application-notes/microscopy/understanding-microscopes-and-objectives/>



- [128] Microfluidic Flow Sensor, 2021. In: *Elveflow* [online]. [cit. 2021-04-13]. Dostupné z: <https://www.elveflow.com/microfluidic-products/microfluidics-flow-measurement-sensors/microfluidic-liquid-mass-flow-sensors/>
- [129] CPE, 2021. *MaterialPro3D* [online]. [cit. 2021-5-2]. Dostupné z: <https://www.materialpro3d.cz/materialovy-slovník/cpe/>
- [130] URBÁNEK, Petr, 2013. *Anodické pájení sendvičových struktur*. Brno. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně. Vedoucí práce Ing. Jan Pekárek.
- [131] Microfluidic Pressure Sensor, 2021. *Elveflow* [online]. [cit. 2021-5-15]. Dostupné z: <https://www.elveflow.com/microfluidic-products/microfluidics-flow-measurement-sensors/luer-lock-pressure-sensor/>