



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ENERGETICKÝ ÚSTAV

ENERGY INSTITUTE

VLIV NĚKTERÝCH PARAMETRŮ NA KAVITAČNÍ
VLASTNOSTI DÝZY V ZAŘÍZENÍ PRO SYNERGICKÉ
SPOJENÍ HYDRODYNAMICKÉ KAVITACE A
NÍZKOTEPLNÍHO PLAZMA

INFLUENCE OF SOME PARAMETERS ON CAVITATION PROPERTIES OF A NOZZLE IN A
DEVICE FOR SYNERGISTIC CONNECTION OF CAVITATION AND LOW-TEMPERATURE
PLASMA

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Michael Petráček

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

doc. Ing. Pavel Rudolf, Ph.D.

BRNO 2022

Zadání diplomové práce

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

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

Vliv některých parametrů na kavitační vlastnosti dýzy v zařízení pro synergické spojení hydrodynamické kavitace a nízkoteplotního plazma

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Nové patentované zařízení využívající synergické spojení hydrodynamické kavitace a nízkoteplotního plazmatu umožňuje efektivní eliminaci biologických a chemických polutantů ve vodě. Další výzkum je směřován na optimalizaci jednotlivých parametrů zařízení.

Cíle diplomové práce:

Cílem diplomové práce je optimalizace pracovní části zařízení z pohledu hydrodynamického: místa vložení elektrod, vzájemná poloha Venturiho dýzy a elektrod atd. a jejich vliv na vznik hydrodynamické kavitace. Analýza bude založena na využití výpočtového modelování proudění.

Seznam doporučené literatury:

ČECH, J.; ŠTAHEL, P.; RÁHEL, J.; PROKEŠ, L.; RUDOLF, P.; MARŠÁLKOVÁ, E.; MARŠÁLEK, B. Mass Production of Plasma Activated Water: Case Studies of Its Biocidal Effect on Algae and Cyanobacteria. *Water*, 2020, roč. 12, č. 11, s. 1-18. ISSN: 2073-4441

RUDOLF, P.; POCHYLÝ, F.; ŠTAHEL, P.; RÁHEL, J.; MARŠÁLEK, B.; ČECH, J.; VUT, MUNI, Botanický ústav AVČR: Zařízení pro čištění kapalin a způsob čištění kapalin s využitím tohoto zařízení. 308532, patent. (2020)

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

V Brně, dne

L. S.

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

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

ABSTRAKT

Kavitace je fyzikální jev, při kterém vlivem nízkého tlaku dochází v kapalině k tvorbě bublin páry. Ačkoliv je obecně vnímaná jako nežádoucí a je snaha ji z procesů odstranit (např. provoz turbín nebo čerpadel), ukazuje se, že v některých případech může být užitečná. Takovým případem může být její využití v čištění vody, kdy může sloužit jako důležitý článek v zefektivnění celého procesu.

Klíčová slova

Kavitace, Venturiho dýza, CaviPlasma

ABSTRACT

Cavitation is a physical phenomenon in which low pressure causes vapour bubbles to form in a liquid. Although it is generally perceived as undesirable and efforts are made to remove it from processes (e.g. turbine or pump operation), it has been shown to be useful in some cases. One such case may be its use in water treatment, where it serves as an important link in making the process more efficient.

Key words

Cavitation, Venturi nozzle, CaviPlasma

BIBLIOGRAFICKÁ CITACE

PETRÁČEK, Michael. *Vliv některých parametrů na kavitační vlastnosti dýzy v zařízení pro synergické spojení hydrodynamické kavitace a nízkoteplotního plazma* [online]. Brno, 2022 [cit. 2022-05-07]. Dostupné z: <https://www.vutbr.cz/studenti/zav-prace/detail/143031>. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Energetický ústav. Vedoucí práce Pavel Rudolf.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci na téma *Vliv některých parametrů na kavitační vlastnosti dýzy v zařízení pro synergické spojení hydrodynamické kavitace a nízkoteplotního plazma* vypracoval samostatně s použitím odborné literatury a pramenů, uvedených v seznamu, který tvoří přílohu této práce.

19. 5. 2022

Datum

Bc. Michael Petráček

Jméno a příjmení

PODĚKOVÁNÍ

Chtěl bych poděkovat panu doc. Ing. Pavlu Rudolfovi, Ph.D. za laskavé a trpělivé vedení práce.

OBSAH

1. Úvod.....	12
1.1. Znečištění vody sinicemi	12
1.2. CaviPlasma [1][2]	14
2. Plazma a možnosti jejího využití v čištění vody	16
2.1. Možnosti aplikování elektrických výbojů do kapaliny	16
2.2. Základní procesy v kapalině	17
2.2.1. Tvorba hydroxylových radikálů [18]	17
2.2.2. Tvorba kyslíkových reaktivních částic [18]	17
2.2.3. Tvorba peroxidu vodíku [18]	18
2.2.4. Tvorba redukčních částic [18]	18
2.2.5. UV záření [18]	18
2.2.6. Rázové vlny [18]	18
2.2.7. Pyrolýza [18]	18
2.3. Typy výbojů	18
2.3.1. Pulzní výboj [18]	18
2.3.2. Nepulzní koróna výboj (DC pulseless corona discharge) [18]	19
2.3.3. Výboj s dielektrickou bariérou (Dielectric barrier discharge) [18]	19
2.3.4. Klouzavý obloukový výboj (Gliding arc discharge) [18]	19
2.3.5. Doutnavý výboj (DC glow discharge)	20
2.3.6. Stejnoseměrný obloukový výboj (DC arc discharge)	21
2.4. Faktory ovlivňující čisticí procesy	21
2.4.1. Katalyzátory	21
2.4.2. Reaktor a elektrody [18]	22
2.4.3. Vstup energie	23
2.4.4. Fyzikální a chemické vlastnosti prostředí	23
3. Kavitace	24
3.1. Tvorba kavitačních bublin	24
3.1.1. Stupeň přesycení [31]	24
3.1.2. Henryho zákon [33]	25
3.1.3. Difuze [36]	25
3.1.3.1. 1. Fickův zákon [36][37]	26
3.1.3.2. 2. Fickův zákon [36][39]	26
3.1.4. Povrchové napětí bubliny [31][40][41][42]	27
3.1.5. Tahová pevnost kapaliny [29][30][43]	28
3.1.6. Vznik kavitačních jader [39]	29

3.1.6.1.	Homogenní nukleace [31][39].....	30
3.1.6.2.	Heterogenní (difuzí řízená) nukleace [39].....	30
3.2.	Dynamika kavitační bubliny [30].....	32
3.2.1.	Zánik kavitační bubliny [45].....	34
3.2.2.	Zánik kavitačního mraku [45].....	34
3.3.	Zhodnocení možnosti výskytu kavitace [30].....	35
3.3.1.	Tlakový koeficient [30].....	35
3.3.2.	Kavitační číslo [30][47].....	36
4.	Modelování kavitace.....	38
4.1.	Popis kontinua [52].....	38
4.1.1.	Euler – Lagrange [49].....	38
4.1.2.	Euler – Euler [49].....	38
4.2.	Modelování kavitace [49].....	38
4.2.1.	Objemový zlomek páry [49][50].....	38
4.2.2.	Transportní rovnice [49].....	39
4.2.3.	Zjednodušení Rayleigh – Plessetovy rovnice [49][50][51].....	39
4.3.	Schnerr–Sauer model [49][51].....	40
5.	Návrh Venturiho trubice pro zařízení CaviPlasma.....	42
5.1.	Návrh průměru hrdla trubice.....	42
5.2.	Vliv rozšiřování difuzoru na tvorbu kavitace.....	43
5.2.1.	Návrh geometrie trubice.....	43
5.2.2.	CFD výpočet v programu Ansys Fluent.....	44
5.2.2.1.	Tvorba sítě.....	44
5.2.2.2.	Nastavení simulace.....	45
5.2.3.	Srovnání výsledků.....	46
5.2.3.1.	Trubice výstupní úhel 5°.....	46
5.2.3.2.	Trubice výstupní úhel 20°.....	47
5.2.3.3.	Trubice výstupní úhel 90°.....	49
5.2.4.	Shrnutí.....	50
5.3.	Vliv zasouvání elektrody do konfuzoru na tvorbu kavitace.....	50
5.3.1.	Návrh geometrie.....	50
5.3.2.	CFD výpočet v programu Ansys Fluent.....	50
5.3.2.1.	Tvorba sítě.....	50
5.3.2.2.	Nastavení simulace.....	51
5.3.3.	Vyhodnocení výsledků.....	52
5.3.3.1.	Trubice výstupní úhel 5°, elektroda zasunutá 3,39 mm od hrdla.....	52
5.3.3.2.	Trubice výstupní úhel 5°, elektroda zasunutá 3 mm od hrdla.....	54

5.3.3.3.	Trubice výstupní úhel 5° , elektroda zasunutá 2,7 mm od hrdla	55
5.3.3.4.	Trubice výstupní úhel 5° , elektroda zasunutá 2,25 mm od hrdla	57
5.3.4.	Shrnutí.....	58
6.	Závěr	59
	Seznam zdrojů.....	61
	Seznam použitých značek a symbolů	65
	Přehled konstant	68

1. Úvod

S rostoucí populací a rozvíjejícím se průmyslem roste poptávka po hygienicky nezávadné pitné vodě, respektive čisté vodě jako vstupní surovině pro průmysl. Zároveň je voda kontaminována neustále novými druhy znečištění (například ze zemědělství, farmaceutického či chemického průmyslu), které jsou mnohem hůře odbouratelné přirozenou cestou a není tedy možné se spolehnout jako dříve na samočisticí schopnosti řek a oceánů. Znečištění vody a její efektivní čištění tak představuje jeden z mnoha současných globálních problémů.

V této práci je představeno zařízení CaviPlasma (patent 2020 [1][2]), které by se mohlo stát účinným prostředkem k čištění vody ve velkých objemech. V rešeršní části, kromě samotného zařízení, jsou popsány fyzikální jevy, které zařízení využívá – kavitace a plasmový výboj. Praktická část je pak zaměřena na návržení co nejoptimálnějších parametrů Venturiho trubice pro CaviPlasmu a tvorbu kavitace v ní.

1.1. Znečištění vody sinicemi

Jedním z mnoha zdrojů znečištění může být intenzivní zemědělství a v něm používání průmyslových hnojiv. Tato hnojiva obohacují vodu o dusík a fosfor, což jsou spolu s uhlíkem důležité prvky pro růst biomasy. V kombinaci s vyšší teplotou vody v letních měsících pomáhají ve stojatých vodách k množení sinic. To má dopad nejen na „letní rekreaci“, ale způsobuje zejména problémy při úpravě pitné vody či využití vody v průmyslu. Přítomnost sinic, obzvláště pokud dojde k jejich přemnožení tzv. vodnímu květu, může vést k výrazným změnám koncentrace kyslíku ve vodě¹ a v konečném důsledku k úhynu ryb a vodních organismů. [3][4][5]



Obrázky 1, 2: Zamoření sinicemi Erijského jezera na hranicích mezi USA a Kanadou. Zelená voda sice nabízí zajímavé možnosti pro fotografy, ale ve skutečnosti je vysoce nebezpečná pro živočichy v ní žijící. [6][7]

Sinice dále uvolňují do vody jedovaté látky - toxiny, které mohou způsobit otravu u lidí nebo dobytka. To je další problém, se kterým je potřeba počítat při jejich odstraňování. Musí se dbát na to, aby během tohoto procesu nedocházelo k poškození buněk sinic, poněvadž by tak došlo ještě k většímu uvolnění toxinů do vody. [8][9]

K zamezení výskytu sinic existuje mnoho metod, pracujících buď na bázi prevence se snahou o vytvoření takových podmínek, ve kterých sinice nebudou mít optimální prostředí k množení anebo metod sloužících přímo k jejich zničení. Lze zmínit například přidávání sloučenin železa, které na sebe vážou z vody fosfor nebo různé druhy slam (rýže, ječmen), působících

¹ Během dne probíhá fotosyntéza a z vody je spotřebováván CO₂ a je přesycena kyslíkem. Naopak v noci a ranních hodinách je kyslík z vody odčerpáván a může ho tak ve vodě být výrazný nedostatek. [4]

proti tvorbě sinic. Nemělo by být opomenuto ani široké množství metod chemických, u kterých je však hojně diskutovaná otázka poměru vlastního přínosu a potencionálního rizika pro ekosystém. Z fyzikálních metod stojí za zmínku elektrochemické způsoby, jako elektrokoagulace nebo elektroflotace.[10][11][12]

Tabulka 1: Srovnání chemických metod k odstraňování sinic z vody [10]

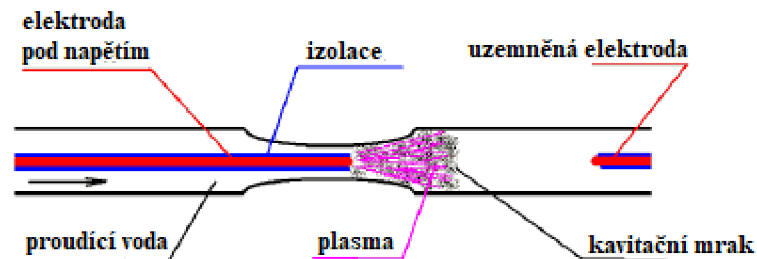
Metoda	Výhody	Nevýhody
Kovy působící (měď, stříbro)	Velmi nízká cena	Toxicita vůči necílovým organismům Akumulace v prostředí Dochází k uvolňování toxinů
Kovy jako koagulační činidla (hliník, železo, vápník)	Velmi nízká cena Nízká toxicita vůči necílovým částicím Vhodné pro odstraňování fosforu Dlouhodobí efekt ve stojatých vodách	Může ovlivnit pH vody Krátkodobí efekt v tekoucích vodách
Peroxid vodíku	Nízká cena Nízká toxicita vůči necílovým částicím Rychlá rozložitelnost Působí selektivně vůči sinicím	Nebezpečná manipulace Rychlá rozložitelnost
Ftalokyanin	Vysoká toxicita vůči fototrofním organismům Biologicky rozložitelné	Nejsou dostatečné znalosti ohledně nebezpečnosti pro ryby a vodní živočichy Barví vodu
Oxid titaničitý a jiné nerozpustné látky pohlcující záření	Vznikají oxidové radikály	Nerozpustné ve vodě
Herbicidy	Vysoká toxicita vůči fototrofním organismům Nízká cena	Toxicita vůči necílovým organismům Akumulace v prostředí Jedovatá rezidua Dochází k uvolňování toxinů
Chemikálie odvozené s přirozených sloučenin	Efektivní i v malých koncentracích Biologicky rozložitelné Přírodní produkt	Neznámá toxicita pro necílové druhy Vysoká cena

V posledních letech je zkoumána i možnost odstranění sinic pomocí hydrodynamické kavitace. Vlivem kavitace dochází k tlaku na vzduchové měchýřky sinic, přičemž dojde k jejich prasknutí bez uvolnění toxinu a potopení sinic na dno. To umožňuje jejich odstranění za pomoci sedimentace.[9]

1.2. CaviPlasma [1][2]

Zařízení CaviPlasma kombinuje k čištění vody účinky hydrodynamické kavitace s výbojem studené plazmy. [9]

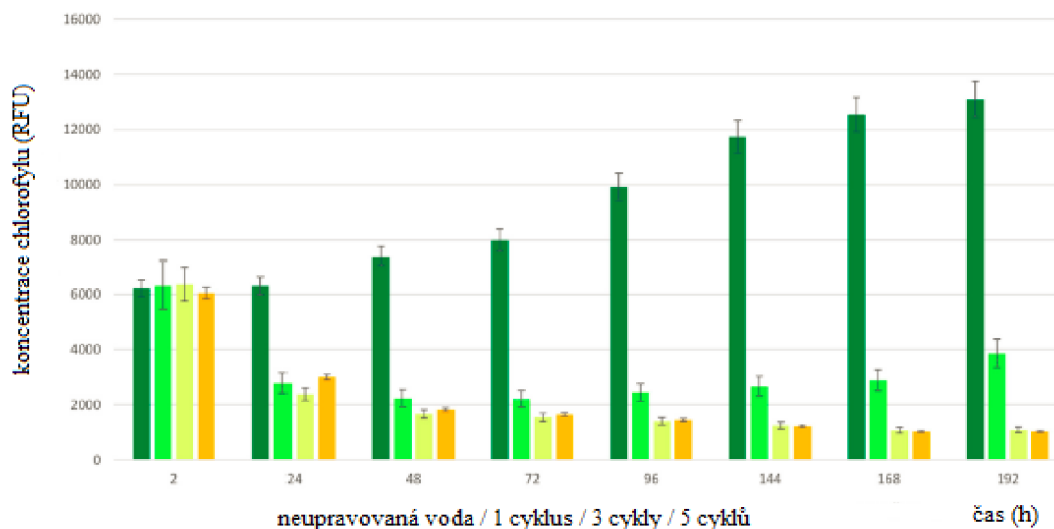
Funkční část se skládá z Venturiho trubice, do které jsou umístěny dvě elektrody. První je umístěna na vstupu do zúžení trubice a je na ni přiváděno vysoké napětí. Druhá uzemněná je umístěna v odpovídající vzdálenosti za zúžením trubice. [8]

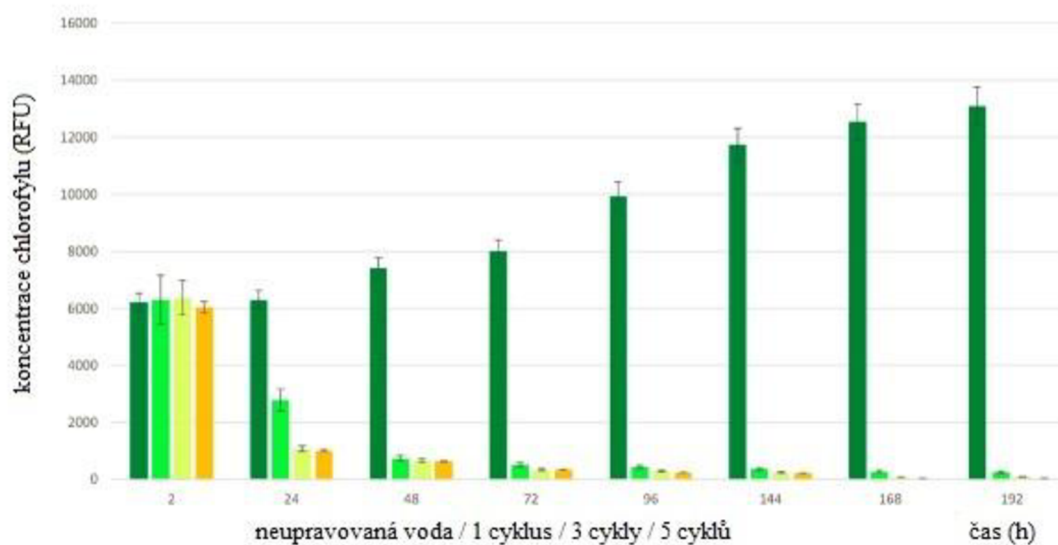


Obrázek 3: Náčrt funkční části zařízení CaviPlasma (upraveno z [9])

Při průchodu kapaliny zúžením trubice klesá v kapalině tlak pod tlak sytých par a dochází k tvorbě kavitačního mraku mezi elektrodami, do kterého je následně proveden plasmový výboj.

Graf 1: Účinky ošetření vody kavitací na růst populace sinic (upraveno z [9])



Graf 2: Účinky ošetření vody kavitací a plasmovým výbojem na růst populace sinic (upraveno z [9])

Ačkoliv využití kavitace dosahuje dobrých výsledků v odstraňování sinic, tak z výzkumu [9] (viz grafy 1,2) jasně vyplývá, že ošetření vody pomocí plasmového výboje spojeného s kavitací je ještě účinnější než její ošetření pouze za pomoci kavitace. Působením plasmu ve vodním prostředí se totiž vytváří reaktivní kyslíkové a dusíkové částice (RONS) a vzniká tak tzv. plasmou aktivovaná voda (Plasma activated water PAW), která má výrazné antimikrobiální a antibakteriální vlastnosti. Také dochází k tvorbě peroxidu vodíku (viz tabulka 1), který se běžně využívá k odstraňování sinic chemicky nezávadným způsobem. Na sinice tedy působí nejen mechanické namáhání, ale i chemické, čímž je dosaženo lepších výsledků. V takto ošetřené kapalině bylo pozorováno i snížení hladiny již uvolněných toxinů v kapalině.[10][13]

V kontextu „ničivých účinků“ na nežádoucí biomasu stojí za zmínku podpurné účinky PAW na klíčivost semen a následný růst rostlin. [14]

Budoucí využití CaviPlasmy však nemusí být omezeno pouze na čištění vody od sinic, ale může jí být použito i k odstraňování jiných nežádoucích látek obsažených ve vodě, jak bude patrné z následující kapitoly, kde je uvedeno podrobnější využití plasmu v procesu čištění vody.

2. Plazma a možnosti jejího využití v čištění vody

Plazma je ionizovaný plyn, skládající se z kladně nebo záporně nabitých iontů, volných elektronů a neutrálně nabitých částic. Míra ionizace závisí na poměru jednotlivých složek, takže se vyskytují plně ionizované plyny (plyny se 100% ionizací), ale i plyny s velmi nízkým stupněm ionizace (částečně ionizované plyny).[15]

Různé typy plazem lze rozdělit do dvou základních skupin: na vysokoteplotní (fúzní) plazmy a plazmy nízkoteplotní.[16]

Ve vysokoteplotní plazmě je dostatek energie, která umožňuje plazmě být v tepelné rovnováze.² To je stav, kdy mají všechny částice stejnou teplotu (pro dosažení této rovnováhy je zapotřebí velmi vysokých teplot od 4000 K až po 20 000 K). Naopak nízkoteplotní plazma obvykle bývá v tepelné nerovnováze, což znamená, že rozdílné částice plazmy mají různé teploty, a zatímco lehké elektrony jsou snadno urychleny a získávají tak vysokou rychlost a teplotu (teplota se pohybuje v rozmezí 10 000 K až 250 000 K), tak těžší částice jako ionty nebo atomy mají nízkou teplotu, která může být i blízká teplotě pokojové (proto je někdy nízkoteplotní plazma též nazývána jako studená plazma). [15][16][17]

V souvislosti s využitím plazmy k čištění vody jsou zmiňovány možnosti odstranění organických chemických látek, které jsou běžně obtížně odstranitelné. Výzkumy jsou často prováděny na barvivech nebo fenolytických sloučeninách. [18]

2.1. Možnosti aplikování elektrických výbojů do kapaliny

Ovlivnění vody pomocí plasmy provést třemi způsoby v závislosti na tom, kde dochází k aplikování elektrického výboje. Ten může být proveden buď do vzduchu nad hladinou, nebo přímo do vody anebo do bublin vzduchu respektive páry v kapalině.

Elektrický výboj do vzduchu v něm způsobí změnu kyslíku na ozon O_3 , zároveň s ním vytvoří i další chemicky aktivní částice jako jsou například O^* , O^+ , O^- , OH^* , OH , N^+ atd. Tyto částice pak reagují s polutanty a umožňují jejich zničení nebo chemickou přeměnu na jiné látky. Problémem s využitím těchto částic k čištění vody je jejich krátká životnost. Nicméně při dostatečné blízkosti výboje u vodní hladiny některé částice mohou projít skrz hladinu až k polutantům.[17]

Tabulka 2: Oxidační potenciál částic [17]

Částice	Oxidační potenciál (V)
F_2	3,03
OH^*	2,80
O^*	2,42
O_3	2,07
H_2O_2	1,78
O_2H^*	1,70
Cl_2	1,36

Druhou možností je provést elektrický výboj přímo v kapalině. Výhodou je, že reaktivní částice vznikají přímo uvnitř kapaliny a mají tak „více času“ na reakci s polutanty. Dále dochází ke vzniku peroxidu vodíku H_2O_2 s výraznými dezinfekčními účinky. U tohoto přístupu je však nutné se vypořádat s vysokým útlumem výboje ve vodě v kapalném

² Existují i plazmy s lokální tepelnou rovnováhou. Tepelná rovnováha pak není v celé plazmě, ale je jí dosaženo pouze v požadovaném místě. [15]

skupenství, ten je větší než 1 MV/cm. Navíc, aby bylo vůbec možné výboj zažehnout, tak voda okolo elektrody, na kterou je přiváděno napětí, musí být přeměněna na páru. To způsobuje omezení s množstvím vody, kterou je takovýmto způsobem možno ošetřit. Druhým problémem s tímto spojeným jsou vysoké požadavky na vstupní zdroj napětí. [13][17]

Úskalí spojená s předchozími dvěma přístupy lze obejít tím, že výboj probíhá do bublin nebo páry ve vodě, která je přeměněna na páru jiným mechanismem. Výboj tak je možné zažehnout bez zbytečných nároků na napětí a probíhá do plynné fáze, kde je útlum plazmového výboje nižší (přibližně okolo 10 kV/cm). Příkladem může být právě výboj do kavitačního mraku. [13]

2.2. Základní procesy v kapalině

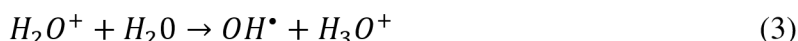
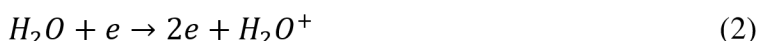
Ačkoliv jsou zmíněné tři přístupy rozdílné, některé důležité fyzikální a chemické procesy jsou ve všech případech stejné nebo podobné:

2.2.1. Tvorba hydroxylových radikálů [18]

Vystavení molekul vody elektrickému výboji vede k tvorbě hydroxylových radikálů OH^\bullet a H^\bullet . Mohou vznikat třemi způsoby – disociací, ionizací nebo vibrační/rotační excitací molekuly vody. Pro disociaci molekuly vody je nutné, aby byla dodána energie okolo 7 eV (Například pulsní výboje produkují částice o energii 5 – 20 eV, které pak slouží k zahájení reakce):



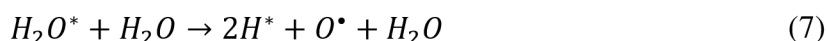
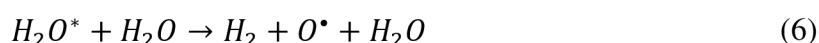
Nutná energie pro ionizaci je 13 eV:



Energie nutná pro vibrační nebo rotační excitaci molekuly vody je menší než 1 eV:



Excitovaná molekula pak může několika způsoby relaxovat do nižšího energetického stavu za vzniku radikálů:



Hydroxylové radikály jsou velmi silné oxidanty (viz tabulka 2) a právě proto hrají významnou roli v odstraňování organického znečištění. Jejich význam je dokonce tak velký, že pokud dojde k jejich tvorbě uvnitř kapaliny během procesu, tak často bývá vliv pomaleji působících látek jako ozon nebo peroxid vodíku zanedbán.

2.2.2. Tvorba kyslíkových reaktivních částic [18]

Pokud je molekula kyslíku O_2 vystavena elektrickému výboji, může disociací vzniknout kyslíkový radikál O^\bullet . Ten může dále reagovat s molekulou vody, čímž může být zvýšena produkce hydroxylového radikálu OH^\bullet :



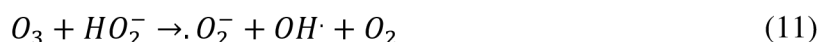
Nebo může rovnou reagovat s další molekulou kyslíku za vzniku ozonu O_3 :



Ozon může sám reagovat s nečistotami např. oxidace fenolů nebo jiných látek s aromatickým jádrem nebo může (pokud je přítomen) peroxid vodíku reagovat s HO_2^- za vzniku hydroxylového radikálu.

2.2.3. Tvorba peroxidu vodíku [18]

Peroxid vodíku nereaguje přímo s organickými částicemi, alespoň ne v míře dostačující pro jejich odstranění z vody. Nicméně jeho přítomnost přispívá k oxidačním vlastnostem prostředí a jeho rozpad a reakce s ozonem může mít za následek tvorbu hydroxylových radikálů:



2.2.4. Tvorba redukčních částic [18]

K odstraňování nečistot může docházet nejenom díky oxidačním procesům, ale i za pomoci redukčních procesů. Silným redukčním činidlem může být vodný elektron (-2,77 V), který vzniká díky ozáření molekuly vody elektrony s vysokou energií. Dalším silným redukčním činidlem může být vodíkový radikál $H \cdot$ (-2,30 V).

2.2.5. UV záření [18]

Všechny plazmy, které dojdou do kontaktu s vodou, produkují UV záření jako výsledek relaxace excitovaných částic do nižších energetických stavů. Pokud je organická molekula M zasažena UV zářením, absorbuje ho a dostane se do excitovaného stavu. Ten trvá velmi krátkou dobu (10^{-9} - 10^{-8} s) poté může dojít k rozložení molekuli na jiné látky.



2.2.6. Rázové vlny [18]

Pokud dojde k výboji přímo do vody nebo vzduchových/parních bublin v ní, může dojít vlivem rozrůstání plasmového kanálu k rázové vlně. Ta může kromě silového působení způsobit chemické nebo pyrolytické procesy.

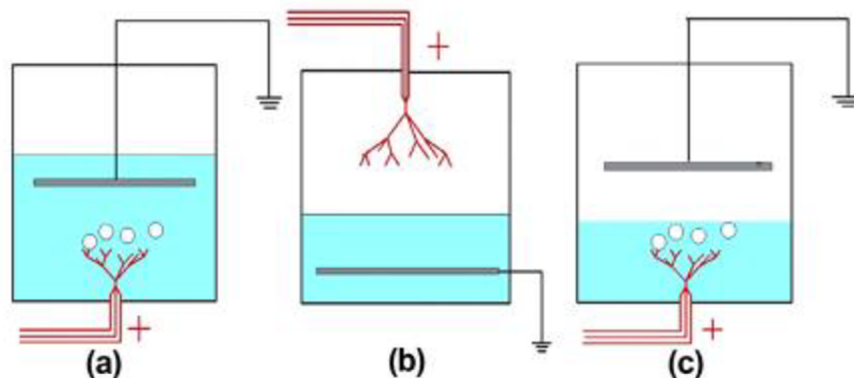
2.2.7. Pyrolýza [18]

Pyrolýza je proces, kdy dochází k degradaci organických sloučenin vlivem vysoké teploty bez přístupu kyslíku. Při použití termální plazmy bývá dosahováno teplot přesahujících 10 000 K, ale i při použití netermální plazmy mohou vznikat oblasti, s vysokou teplotou (například přibližně 3800 K při použití korónového výboje). Takové teplo nezpůsobí pouze disociaci molekul vody na radikály, ale také může způsobit pyrolýzu nečistot.

2.3. Typy výbojů

2.3.1. Pulzní výboj [18]

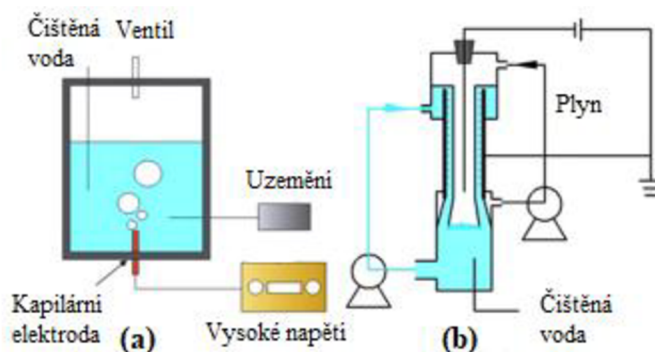
K tvorbě pulzního výboje musí být elektrický generátor schopen na krátkou dobu (řádově nano/mikrosekundy) vytvořit velmi ostrý vysoko napěťový pulz. Tím je dodána vysoká energie elektronům a dochází k tvorbě nízkoteplotní plazmy. Typicky k němu dochází mezi dvěma různými elektrodami, přičemž první elektroda, na kterou je přiváděno napětí má velké zakřivení (např. jehlová nebo ve tvaru kroužku) a druhá uzemněná je naopak plochá. Pulzní výboj může být jiskrový, koróna nebo „streamerový“.



Obrázek 4: Schémata reaktorů s pulzním plazmovým výbojem: a) vodní reaktor; b) plynový reaktor; c) hybridní voda – plyn reaktor. [18]

2.3.2. Nepulzní koróna výboj (DC pulseless corona discharge) [18]

K vytvoření nepulzního koróna výboje je využíván stejnosměrný proud. Jeho výhodou oproti pulznímu je, že dokáže produkovat chemicky aktivní částice neustále. Nicméně jeho neustálé udržování zvyšuje energetické náklady a je výrazně více citlivý na vodivost vodního prostředí.



Obrázek 5: Schémata reaktorů využívajících nepulzní koróna výboj: a) reaktor využívá dutou elektrodu, kterou je do vody rozprašován kyslík pro podpoření reakce; b) reaktor s anodou tvořící válcovou stěnu. [18]

2.3.3. Výboj s dielektrickou bariérou (Dielectric barrier discharge) [18]

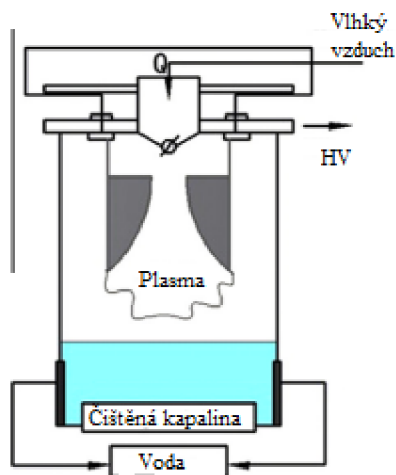
Výhoda použití výboje s dielektrickou bariérou ve srovnání s jinými druhy výbojů spočívá v možnosti relativně jednoduchého převedení „malých“ experimentálních zařízení do zařízení s většími objemy. K tvorbě tohoto typu výboje je nutná alespoň jedna dielektrická bariéra (např. sklo, keramika, hliník atd.) v mezeře mezi elektrodami (viz obr. 7b). Tato bariéra zajistí téměř stejný výboj v celé oblasti mezi elektrodami, zároveň zabraňuje vzniku jiskřivého výboje a brání korozi a leptání elektrod.

2.3.4. Klouzavý obloukový výboj (Gliding arc discharge) [18]

Klouzavý obloukový výboj je charakterizován tím, že vzniká mezi dvěma nebo více elektrodami ve tvaru čepele nože. Mezi elektrodami dochází ke vzniku vysokoteplotní plazmy. Do tohoto prostoru je tenkou tryskou velkou rychlostí vhněh vlhký vzduch. To způsobí prodloužení oblouku a tvorbu plazmového mraku. Prodloužením oblouku dochází ke

strmému poklesu teploty v plazmě, která se tak změní na plazmu nízkoteplotní. Ionizovaný plyn je hnán k hladině znečištěné vody, kde reaktivní částice³ mohou reagovat s polutanty.

Druhou možností využití obloukového výboje je vhnět do něj nejen vzduch, ale i zároveň s ním kontaminovanou vodu ve formě kapiček. Díky vysoké teplotě plazmy dochází částečnému odpaření kapiček vody a k jejich atomizaci. Tímto způsobem dochází k mnohem lepšímu kontaktu vody s plazmou a tím pádem k jejímu účinnějšímu čištění, než u prvního způsobu, kde dochází pouze k ovlivnění hladiny. Problémem je malý průměr trysek, které zajišťují formování proudu vody do kapek (řádově desítky milimetru) a je proto nutné zajistit, aby voda byla už předčištěná a byly odstraněny nečistoty, které by mohli způsobit ucpání trysek.



Obrázek 6: Schéma reaktoru s obloukovým výbojem s chlazením anody studenou vodou. [18]

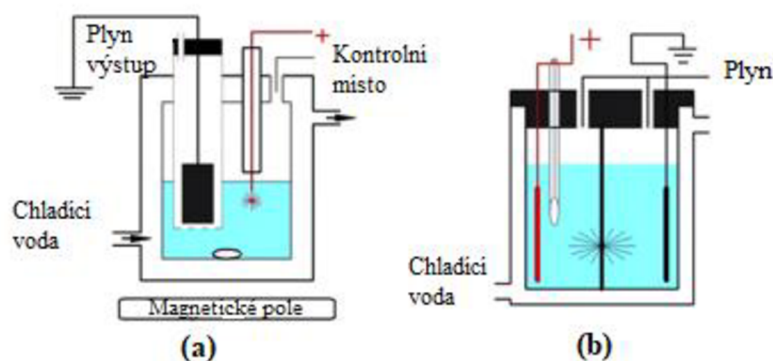
2.3.5. Doutnavý výboj (DC glow discharge)

Využití doutnavého výboje je spojeno zejména s elektrolýzou. Obecně za použití nižších napětí dochází k „běžné“ elektrolýze, pokud je napětí zvyšováno dochází k různým zábleskům z elektrody a v okamžiku, kdy dojde k překročení hraniční hodnoty napětí, vznikne zářivý výboj. Proces se pak nazývá elektrolýza se zářivým výbojem (Glow discharge electrolysis). Výhoda tohoto děje spočívá nejen v tom, že se tvoří chemicky aktivní látky, jako jsou hydroxilové radikály nebo peroxid vodíku, ale v tom, že přestávají platit Faradayovy zákony pro elektrolýzu a může tak být vyloučeno větší množství látek než při běžné elektrolýze. [18][19]

Zařízení využívající zářivý výboj mohou být dvojího typu - kontaktní a ponořené. V případě kontaktního reaktoru je většinou elektroda, na kterou je přiváděno napětí těsně nad hladinou elektrolytu (odděluje ji jen tenká vrstva páry) a druhá uzemněná je izolována plynem. K zářivému výboji dochází mezi elektrodou nad hladinou (obvykle anodou, která se jeví jako stabilnější vzhledem k tvorbě výboje) a elektrolytem, který pak funguje jako katoda. V případě ponořeného reaktoru jsou obě elektrody ponořeny přímo v kapalině. [18]

Využití zářivého výboje oproti jiným metodám je výhodné zejména pro čištění vod obsahujících vysoké množství solí. [18]

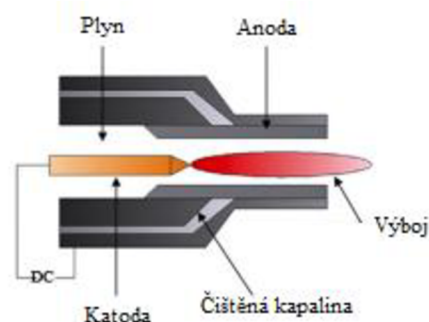
³ Je zajímavé, že v plazmě nebyla sledována přítomnost ozonu O_3 a peroxidu vodíku. Má se za to, že to je způsobeno vodní parou vznikající v důsledku použití vlhkého vzduchu. Ta potlačuje vznik ozonu a nemůže tak dojít k jeho reakci s hydroxylovými radikály a vzniku peroxidu vodíku. [18]



Obrázek 7: Schémata reaktorů využívající zářivý výboj: a) díky rotujícímu magnetu dochází k promíchávání vody; b) mezi elektrodami je vložena bariéra z nevodivého materiálu s malou dírkou uprostřed, kde dochází k tvorbě výboje. [18]

2.3.6. Stejnoseměrný obloukový výboj (DC arc discharge)

Stejnoseměrný obloukový výboj je příkladem využití vysokoteplotní plazmy k čištění vody. Díky vysoké energetické hustotě, teplotě a rychlým reakčním časům má potenciál být využit ve velkých objemech znečištěných vod. Zároveň strmý teplotní gradient daný velmi vysokým chladičím poměrem (10^5 - 10^6 K.s⁻¹) umožňuje vytvořit nerovnovážné chemické složení a snižuje tak riziko vytvoření trvalých organických nečistot. Znečištěná voda bývá obvykle přímo vstříkovaná do plazmového výboje, kde dochází k jejímu vypaření a vzniká tak „stoprocentní“ vodní plazma. Vysoká teplota navíc může přímo rozložit molekuly vody na radikály, které reagují se znečištěním. Hlavní nevýhodou použití tohoto výboje je nutnost užití velkého množství elektrické energie, takže jako ekonomicky výhodné se jeví pouze v případech s velkou koncentrací organického znečištění. [18][20]



Obrázek 8: Schéma části reaktoru využívající obloukový výboj. Čištěná voda při průchodu anodou je přeměněna na páru a vstříkovaná přímo do výboje, zároveň tím dochází k dostatečnému chlazení anody a ta tak nepotřebuje žádné další přídavné chlazení. [18]

2.4. Faktory ovlivňující čistící procesy

Účinnost a efektivita čistícího procesu nezávisí pouze na místě produkce plazmy nebo použité metodě, ale i na řadě dalších faktorů, které mohou ovlivnit děje v kapalině. Mohou to být různé katalyzátory ovlivňující reakci, systémové prvky nebo fyzikální vlastnosti prostředí, ve kterém proces probíhá.

2.4.1. Katalyzátory

Mezi katalyzátory patří zejména uhlíkové částice a oxidy nebo ionty kovů. Cílem ovlivnění reakce je zintenzivnit tvorbu chemicky aktivních částic, zejména hydroxylových radikálů. [18]

Aktivní uhlí působí ve vodě dvěma způsoby. Jednak díky své porézní struktuře je schopno pohlcovat znečišťující částice, ale také jako katalyzátor může iniciovat tvorbu hydroxylových radikálů z ozonu. [21]

Zdaleka nejvíce zkoumaným oxidem jsou nanočástice oxidu titaničitého TiO_2 , a to díky jeho dostupnosti, nízké ceně a zdravotní nezávadnosti. Oblast vysokého napětí okolo výboje může způsobit fotokatalýzu TiO_2 , jejíž výsledným produktem jsou hydroxylové radikály. Další z možných oxidů jsou například oxid železnato-železitý, oxid nikelnatý NiO nebo oxid stříbrný Ag_2O , ale nedosahují zdaleka takové popularity jako prvně zmiňovaný TiO_2 . [18]

Z iontů kovů je pozornost nejvíce věnována iontům železa. Ionty železa Fe^{2+} , Fe^{3+} reagují s peroxidem vodíku a dochází ke vzniku hydroxylových radikálů (tzv. Fentonova reakce).⁴ [18]

Tabulka 3: Přehled některých studií zabývajících se vlivem katalyzátorů na odstranění organického znečištění⁵ (upraveno z [18])

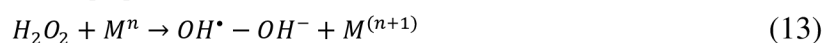
Katalyzátor	Vlastnosti plasmy	Polutant	Účinnost čištění/energetická
Aktivní uhlí	Pulzní výboj do kapaliny, U: 57 kV, f: 60 Hz, t: 15 min	Fenol, V: 1 L, c: 100 ppm, m: 1 g.L ⁻¹	Bez katalyzátoru: 40%, 0,57 g.kWh ⁻¹ [23] S katalyzátorem: 89%, 1,26 g.kWh ⁻¹
Aktivní uhlí	Pulzní výboj do kapaliny, U: 23,6 kV, f: 40 Hz, Q _{O2} : 360 L.h ⁻¹ , t: 60 min	Fenol, V: 0,25 L, c: 100 ppm, Q _L : 100 ml.min ⁻¹ , m: 4 g.L ⁻¹	Bez katalyzátoru: 28%, 0,19 g.kWh ⁻¹ [24] S katalyzátorem: 88%, 0,60 g.kWh ⁻¹
TiO ₂ kuličky	Pulzní výboj do kapaliny, U: 21 kV, f: 50 Hz, Q _{O2} : 300 L.h ⁻¹ , t: 40 min	Fenol, V: 0,25 L, c: 100 ppm, m: 100 kuliček ⁶	Bez katalyzátoru: 60%, 0,84 g.kWh ⁻¹ [25] S katalyzátorem: 91,4%, 1,27 g.kWh ⁻¹
TiO ₂	Obloukový výboj, U: 9 kV, I: 100 mA, Q _G : 800 L.h ⁻¹ , t: 60 min	Barvivo: Anthraquinonic acid green 25, V: 0,18 L, c: 50 ppm, m: 2 g.L ⁻¹	Bez katalyzátoru: 51%, 0,02 g.kWh ⁻¹ [26] S katalyzátorem: 100%, 0,04 g.kWh ⁻¹
Fe ²⁺	Pulzní hybridní výboj kapalina-vzduch, U: 45 kV, Q _{O2} : 24 L.h ⁻¹ , t: 20 min	2-chlorethyl fenyl sulfid, V: 0,55 L, c: 100 ppm, m: 27 ppm	Bez katalyzátoru: 53 %, 0,24 g.kWh ⁻¹ [27] S katalyzátorem: 88,6 %, 0,41 g.kWh ⁻¹

2.4.2. Reaktor a elektrody [18]

Účinnost čištění může být také ovlivněna různými vlastnostmi reaktoru, jako jsou například jeho tvar nebo forma jakou je kapalina/voda dodávána do něj (například vtékáním nebo rozprašováním).

Důležitou roli hrají také elektrody – jejich tvar, materiál, počet nebo vzdálenost mezi nimi.

⁴ Fentonova reakce popisuje vznik hydroxylového radikálu reakcí peroxidu vodíku s iontem přechodných kovů (v rovnici značen M) např. Fe²⁺ nebo Cu⁺. [22]



⁵ U: vstupní napětí, f: frekvence výboje, Q_G: průtok plynu, t: doba čištění, V: objem čištěné kapaliny, c: koncentrace znečišťujících částic, m: množství přidaného katalyzátoru

⁶ Jsou použity skleněné kuličky o průměru 5-6 mm, na kterých je rovnoměrný povlak TiO₂. Částice TiO₂ jsou o průměru přibližně 6 nm. [25]

2.4.3. Vstup energie

Vstup energie do systému je ovlivněn použitým napětím na elektrodách nebo frekvencí elektrických výbojů. Obecně platí, že vyšší elektronová hustota výboje vede k větší tvorbě radikálů a chemicky aktivních látek. Zároveň vyšší energetický vstup vede k větším fyzikálním efektům. [18]

2.4.4. Fyzikální a chemické vlastnosti prostředí

Důležitou roli mohou hrát také fyzikální a chemické vlastnosti prostředí jako teplota, vodivost kapaliny nebo její pH.

Ukazuje se, že pokud má voda nižší teplotu, dochází k lepším výsledkům v odstraňování organických látek. To je dáno zejména tím, že hydroxylové radikály, které mají největší vliv na chemické procesy, mohou být za vyšší teploty snadněji pohlceny molekulami vody, dříve než stihnou reagovat s polutanty. Díky klesající rozpustnosti plynů v kapalině s rostoucí teplotou, také v oxidačních procesech využívajících primárně ozon, může vést nižší teplota k lepším výsledkům, poněvadž se zlepší absorpce ozonu do vody. [18]

Vodivost kapaliny je důležitou charakteristikou pro tvorbu chemicky aktivních částic. Ukazuje se, že není výhodné, aby kapalina byla málo vodivá, protože potom je i relativně slabý výboj. Nicméně ani příliš velká vodivost nevede k optimální tvorbě hydroxylových radikálů, protože ačkoliv roste síla a délka výboje, tak je obtížné vytvořit silné elektrické pole. Nejlepších výsledků je pak dosahováno při vodivostech mezi 10 až 80 $\mu\text{S}\cdot\text{cm}^{-1}$. Někdy je proto výhodné přistoupit k předčištění od iontů a dalších látek ovlivňující vodivost kapaliny než se přistoupí k samotnému čištění pomocí plazmy. [18][28]

Tvorba hydroxylových radikálů je obecně lepší v neutrálním nebo zásaditém prostředí než v prostředí kyselém. Reakce v prostředích s různým pH jsou od sebe natolik odlišné, že však nelze obecně říci, jaké pH je nejlepší pro k odstraňování polutantů a záleží individuálně na typu znečišťující látky. [18][28]

3. Kavitace

Kavitace je jev vzniku a zániku bublin v proudící kapalině. Ke vzniku kavitace dochází v okamžiku, kdy tlak v kapalině poklesne pod tlak sytých par. Kapalina se začne odpařovat⁷ a její páry postupně tvoří bubliny. V momentě, kdy se bubliny dostanou do míst s vyšším tlakem, pára v nich začne kondenzovat a dochází k jejich zániku. Zánik bublin je složitý proces, který může být doprovázen výraznými tlakovými pulzy a lokálním navýšením teploty. [29]

3.1. Tvorba kavitačních bublin

Zatímco chování již existující kavitační bubliny je známé a je popsáno za pomoci Rayleigh-Plessetovy rovnice (kapitola 3.2), tak jejich samotný vznik není dosud zcela uspokojivě vysvětlen. V následujících kapitolách jsou popsány některé teorie objasňující vznik kavitačních jader, přičemž blíže je popsána teorie difúzí řízené nukleace, která se jeví jako zajímavá z pohledu hydrodynamické kavitace a tedy i vzhledem k zařízení CaviPlasma.

Pro následný jednodušší popis dějů vztahujících se k tvorbě kavitačních bublin je vhodné nejprve přiblížit pojmy a vztahy s nimi související, jako jsou Henryho zákon, stupeň přesycení, difuze, povrchové napětí bubliny a tahové napětí kapaliny.

3.1.1. Stupeň přesycení [31]

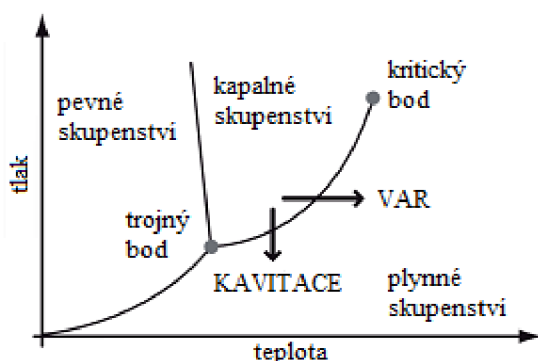
Plyny jsou rozpustné ve vodě podobně jako další látky, například cukry nebo minerály. Jejich rozpouštěním vzniká roztok plynu v kapalině. A podobně jako i další roztoky je lze dělit podle možnosti dalšího rozpouštění plynu do vody na roztoky nasycené, nenasycené a přesycené.

Nasycený roztok – plynu je rozpuštěno maximální množství, které lze pro dané podmínky v kapalině rozpustit. Nastane rovnovážný stav, nebude probíhat další výměna plynu přes hladinu s okolím.

Nenasycený roztok – plynu je rozpuštěno méně, než by se ho mohlo rozpustit. Roztok má snahu se dostat do rovnovážného stavu, přes hladinu se bude rozpouštět další plyn.

Přesycený roztok – plynu je rozpuštěno více, než je pro dané podmínky možné. Roztok má snahu dostat se do rovnováhy a plyn je přes hladinu vylučován ven difúzí nebo ve formě bublin.

⁷ Je užitečné si uvědomit rozdíl mezi varem kapaliny a kavitací, neboť tyto jevy vypadají podobně, ale mají jiné příčiny. K varu kapaliny dochází, pokud je kapalina ohřívána za konstantního tlaku. Naopak ke kavitaci dochází, jestliže kapalina o konstantní teplotě je vystavena poklesu tlaku. [30]



Obrázek 9: Rozdíl mezi vznikem kavitace a varu [32]

Presycenost roztoku se definuje pomocí *stupně přesycení* ζ :

$$\zeta = \frac{c_\infty}{c_N} - 1 \quad (14)$$

kde c_∞ je koncentrace plynu v kapalině a c_N je nasycená koncentrace kapaliny pro daný lokální tlak. Je vidět, že pro nasycený stav je stupeň přesycení roven nule. Pro přesycený roztok pak nabývá kladných hodnot a naopak záporných pro roztok nenasyčený.

3.1.2. Henryho zákon [33]

Maximální množství plynu, které lze pro dané podmínky v kapalině rozpustit je dáno Henryho zákonem (W. Henry, 1803), který říká, že *platí přímá úměrnost mezi množstvím plynu rozpuštěným v kapalině a parciálním tlakem plynu nad její hladinou*:

$$c = p_p \cdot H \quad (15)$$

kde c je koncentrace plynu v kapalině, H je Henryho konstanta a p_p je parciální tlak plynu.

Henryho konstanta závisí na teplotě, a tedy i koncentrace plynu rozpuštěného v kapalině je na ní závislá. Obvykle rozpustnost plynu v kapalině klesá až do bodu varu. Zajímavým příkladem je vodík, u kterého dochází ke zvyšování rozpustnosti plynu přibližně při teplotě okolo 60 °C.

Tabulka 4: Závislost Henryho konstanty na teplotě ⁸ [34]

Teplota [°C]	$K^{px}/10^9$ Pa						
	10	20	30	40	50	60	70
Dusík	6,77	8,15	9,36	10,6	11,4	12,1	12,6
Kyslík	3,32	4,05	4,81	5,43	5,96	6,37	6,72
Oxid uhličitý	1,06	1,44	1,88	2,36	2,87	3,43	-
Vodík	6,44	6,92	7,39	7,61	7,75	7,75	7,71

3.1.3. Difuze [36]

Difuze je děj, při kterém dochází k neuspořádanému pronikání částic jedné látky do druhé tak, aby výsledkem bylo jejich rovnoměrné zastoupení v celém objemu. Rychlost difuze a zda vůbec bude probíhat, závisí především na rozdílu koncentrací v daných místech směsi (mezi dvěma místy s výrazným rozdílem koncentrací bude probíhat rychleji než mezi místy s podobnou koncentrací, po vyrovnání koncentrací ustane úplně). Dále také záleží na teplotě a u kapalin na viskozitě a vzájemné rozpustnosti.

Matematicky je difuze popsána Fickovými zákony.

⁸ Formy vyjádření Henryho zákona se mohou lišit (například koncentrace může být nahrazena molárním zlomkem apod.). V závislosti na tvaru zákona se liší i hodnoty a jednotky použitých konstant. V tabulce je použita konstanta K^{px} , která odpovídá vyjádření Henryho zákona při použití molárního zlomku X [-]:

$$X = \frac{1}{K^{px}} \cdot p_p \quad (16)$$

Přibližný vztah mezi převodem konstanty H na K^{px} je následující:

$$K^{px} \approx \frac{\rho_{H_2O}}{M_{H_2O}} \cdot H \quad (17)$$

kde M je molární hmotnost vody a ρ její hustota.[33]

3.1.3.1. 1. Fickův zákon [36][37]

První Fickův popisuje směr a hustotu proudu částic a říká, že *hustota difuzního toku J je úměrná záporně vzatému gradientu koncentrace c* :

$$J = -D\nabla c \quad (18)$$

kde D je difuzní koeficient, jehož hodnota závisí na teplotě a koeficientu tření a je dán Einsteinovou rovnicí:

$$D = \frac{k_B T}{f_t} \quad (19)$$

kde T [K] je absolutní teplota, k_B je Boltzmanova konstanta a f_t je koeficient tření, závisící na velikosti částic a prostředí.

Pro kulovité částice v kapalném prostředí je koeficient tření dán vztahem:

$$f_t = 6\pi\eta_0 r_p \left(\frac{2\eta_0 + r_p \gamma}{3\eta_0 + r_p \gamma} \right) \quad (20)$$

kde r_p je poloměr částice, η_0 dynamická viskozita prostředí a γ koeficient skluzového tření.

Pro velké částice, kdy je možné kapalně prostředí považovat za kontinuum platí, že koeficient skluzového tření je tak velký, že je možné rovnici (20) přepsat do tvaru:

$$f_t = 6\pi\eta_0 r_p \quad (21)$$

Naopak pro malé částice srovnatelné s molekulami prostředí lze koeficient skluzového tření považovat za téměř nulový. Rovnice se tak zredukuje:

$$f_t = 4\pi\eta_0 r_p \quad (22)$$

Tabulka 5: Difuzní koeficienty plynu v kapalině [38]

Plyn	Kapalina	Teplota (K)	Difuzní koeficient (10^{-5} cm/s)
Vzduch	voda	293	2,5
CO ₂	voda	298	1,92
H ₂	voda	298	4,50
NH ₃	voda	285	1,64
CO ₂	ethanol	298	3,42
CO ₂	heptan	298	6,03

3.1.3.2. 2. Fickův zákon [36][39]

Druhý Fickův zákon charakterizuje změnu koncentrace v určitém elementu objemu v čase. K jeho odvození je využito prvního zákona, a proto je někdy samostatně nazýván jako rovnice difuze:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D\nabla^2 c \quad (23)$$

Takto popsaná rovnice difuze odpovídá kapalině v klidu, pokud však bude proudit, tak rychlost difuze dané látky do elementu bude záviset i na rychlosti proudění u :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \cdot \nabla c = \nabla \cdot (D\nabla c) \quad (24)$$

3.1.4. Povrchové napětí bubliny [31][40][41][42]

Povrchové napětí je vlastnost rozhraní mezi dvěma látkami, kterou lze definovat jako poměr přitažlivých sil mezi molekulami v tečném směru F_t a délky rozhraní l :

$$\sigma = \frac{dF_t}{dl} \quad (25)$$

Aby byla bublina v mechanické rovnováze, tak musí být síly způsobující smršťování bubliny (síla způsobená vnějším tlakem a síla povrchového napětí) vyrovnány opačně působící silou vyvolanou vnitřním tlakem:

$$F_{in} = F_{out} + F_{\sigma} \quad (26)$$

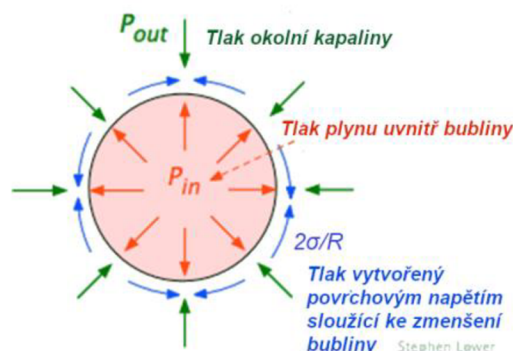
Po dosazení:

$$4\pi R_b^2 p_{in} = 4\pi R_b^2 p_{out} + 8\pi\sigma R_b \quad (27)$$

Úpravou se pak dostane vztah známý jako Laplaceova rovnice⁹:

$$p_{in} = p_{out} + \frac{2\sigma}{R_b} \quad (28)$$

Tlak od povrchového napětí se běžně nazývá Laplaceův tlak a klesá s rostoucím poloměrem bubliny. Ze zákona tak vyplývá, že tlak uvnitř bubliny nutný pro její existenci je nepřímo úměrný velikosti bubliny, neboli v malé bublince bude mnohem větší přetlak než ve velké bublině.



Obrázek 10: Tlak na povrch bubliny v kapalině (upraveno z [42])

Díky tomu je i daný určitý kritický poloměr bubliny R_C , který označuje minimální velikost bubliny v kapalině.

$$R_C = \frac{2\sigma}{p_{out}\zeta} \quad (29)$$

Tento poloměr značí stav, kdy je koncentrace plynu na povrchu bubliny stejná, jako je koncentrace plynu v kapalině. Pokud by totiž bublina byla menší, tak byl tlak na povrch bubliny a tím i koncentrace plynu v ní větší než v kapalině a difuzní tok by probíhal z bubliny směrem ven a bublina by tak zanikla.

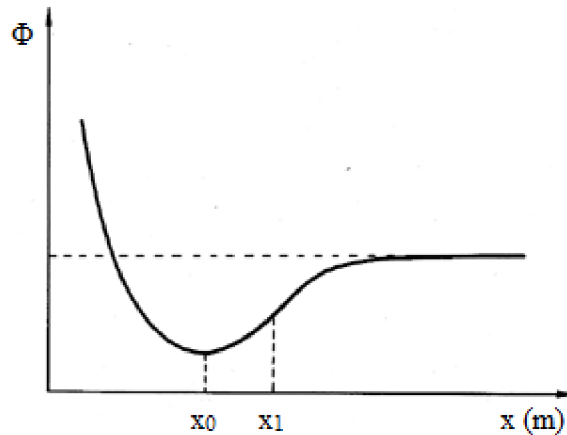
⁹ Bublina v pravém slova smyslu (např. z bublifuku) je oblast plynu uzavřená tenkým filmem. Taková bublina má dva povrchy vnitřní a vnější. Laplaceův tlak je pak dvojnásobný:

$$p_{in} = p_{out} + \frac{4\sigma}{R_b}$$

Vhodnějším termín pro bublinu v kapalině by tedy byl kavita nebo dutina. Nicméně zde i nadále pojem bublina označuje kavitu uvnitř kapaliny.[41]

3.1.5. Tahová pevnost kapaliny [29][30][43]

Dvě částice kapaliny se vzájemně ovlivňují mezimolekulárními silami, které vznikají v důsledku kladných nábojů jader a záporných nábojů elektronových obalů. Tyto síly mohou být buď přitažlivé nebo odpudivé¹⁰ a částice mají snahu zůstat v takové vzdálenosti, aby síly byly ve vzájemné rovnováze a výslednice jejich působení nulová. Tato rovnovážná vzdálenost je řádově 10^{-10} m.



Obrázek 11: Mezimolekulární potenciál [30]

Na obrázku výše je zobrazena funkce mezimolekulární potenciální energie. Síla mezi částicemi kapaliny je rovna:

$$F = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad (30)$$

Pokud budou částice nuceny vychýlit se z rovnovážné polohy x_0 , budou s rostoucí vzdáleností narůstat i přitažlivé síly mezi molekulami až do bodu x_1 , kde bude přitažlivá síla maximální. Pro roztržení kapaliny je třeba konstantně působit větší než touto silou.

S využitím objemové stlačitelnosti je možné odhadnout, jakým tahovým napětím je třeba působit, aby došlo k odtržení molekul vody.

Modul objemové stlačitelnosti kapaliny κ je definován následovně:¹¹

$$\kappa = \frac{V_1 \cdot (p_0 - p_1)}{V_1 - V_0} = \frac{V_1 \cdot \Delta p}{\Delta V} \quad (31)$$

Následnými úpravami vztahu lze vyjádřit tlak p_1 :

$$p_1 = -\kappa \frac{\Delta V}{V_0} + p_0 \quad (32)$$

Vezme-li se do úvahy, že poměr x_1/x_0 je 1,1, pak poměr $\Delta V/V_0$ vychází 0,33. Zároveň pokud je vzdálenost mezi molekulami x_0 , tak tlak p_0 je roven 0 a z rovnice (32) vypadne. Moduly objemové stlačitelnosti kapalin jsou řádově 10^9 Pa ($\kappa_{\text{vody}}=2,1 \cdot 10^9$ Pa). Po dosazení do rovnice

¹⁰ Výslednice sil vždy působí proti změně z rovnovážné polohy. Pokud tedy částice budou tlačeny k sobě, pak budou převládat síly odpudivé, naopak pokud budou částice nuceny se od sebe vzdálit, pak budou převládat síly přitažlivé.

¹¹ Indexování je provedeno tak, aby si odpovídalo s obrázkem 10. Kapalína před stlačením zaujímá větší objem V_1 a po stlačení má objem V_0 . Stejně tak na kapalinu působí nejprve menší tlak p_1 a potom větší p_0 .

(32) se získá výsledek, že na vodu je třeba působit tlakem přibližně $-3 \cdot 10^8$ Pa, tedy tahovým napětím $3 \cdot 10^8$ Pa. Tento výsledek se však neshoduje s reálnými zkušenostmi, kdy naměřená tahová pevnost vody bývá nižší řádově 10^7 Pa.

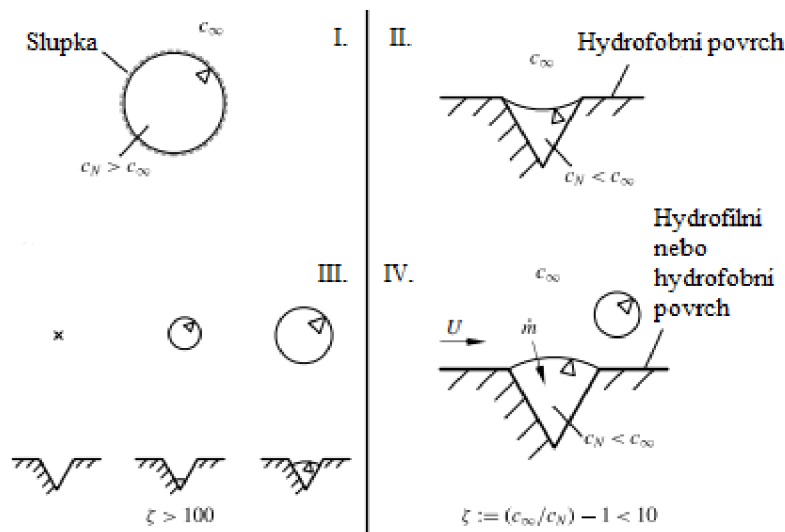
Z výše uvedeného vyplývá, že pokud by existovala skutečně homogenní kapalina, pak by v ní vůbec nedocházelo ke kavitaci, protože by byla schopna přenést vyšší tlakové respektive tahové napětí. Naopak reálná kapalina nemůže být zcela homogenní, ale musí obsahovat určitá místa – kavitační jádra, kde je již nějakým způsobem porušena. Tato místa pak slouží ke vzniku bublin.

3.1.6. Vznik kavitačních jader [39]

Existuje mnoho teorií popisujících vznik a chování kavitačních jader a vědeckému úsilí navzdory se stále nepodařilo objasnit veškeré zákonitosti s touto problematikou související. Vzhledem k hydrodynamické kavitaci se jako zajímavá jeví níže zmíněná teorie difuzí řízené nukleace, avšak ani její výzkum zdaleka není u konce.

Nejobecněji je lze rozdělit na teorie popisující tvorbu bublin ze zárodků pohybujících se volně v kapalině a zárodků nacházejících se na obtékaných stěnách nebo nečistotách v kapalině.

Druhé možné dělení zohledňuje možnost zárodku měnit svůj objem v čase. Rozlišuje se mezi teoriemi rovnovážnými, kdy povrch bubliny je nějakým způsobem stabilizován a je tím omezen její růst nebo zánik a teoriemi nerovnovážnými, kdy plyn může vlivem difuze relativně „volně“ přecházet mezi kapalinou a zárodkem.¹²



Obrázek 12: Možnosti vzniku kavitačních jader [39]

- I. Volně se pohybující bublina v kapalině, jejíž povrch je stabilizován „slupkou“ (např. z organických materiálů), která zabraňuje difuzi.
- II. Zárodek v nerovnosti hydrofobního povrchu v kapalině. Zárodek je stabilní do té doby než se kapalina stane silně podsycenou.
- III. Homogenní nukleace bublin v přesyceném roztoku. Vyžaduje vysoký stupeň přesycení.
- IV. Heterogenní (difuzí řízená) nukleace v přesyceném roztoku je periodicky se opakující proces. Po odtržení bubliny zůstává v trhlíně malé množství nerozpuštěného plynu, které slouží jako zárodek nové bubliny.

¹² Pro úplnost by mělo být zmíněno, že možností vzniku kavitačních jader je více a uvedené čtyři teorie tvoří pouze nějaký základní průřez. Je možné zmínit kavitaci v důsledku kosmického záření, kdy během kolize vysokoenergetické částice s molekulou vody může být poskytnuta nezbytná energie pro překonání energetické bariéry a růst bublin. [29]

První dvě teorie (I., II.) mají základ v tom, že aby kavitační jádra mohli sloužit jako zdroj kavitace neustále, tak musí být nějakým způsobem stabilizované. Jinak by mohlo dojít vlivem difuze způsobené efektem povrchového napětí k jejich růstu nebo naopak zániku. Tyto teorie lze dobře uplatnit v případech klidného roztoku, kdy nedochází ke změnám koncentrací rovnovážného stavu, například u akustické kavitace.

Hydrodynamické kavitace však vlivem lokálních změn tlaku probíhá v přesyceném prostředí, proto je nutné brát v potaz hlavně teorie nerovnovážné.

3.1.6.1. Homogenní nukleace [31][39]

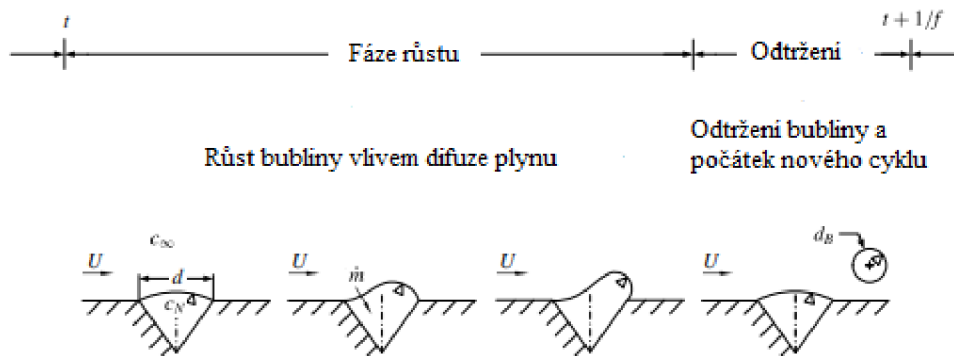
Teorie homogenní nukleace (někdy též zmiňovaná jako klasická) předpokládá, že mikroskopické dutinky v kapalině vznikají díky tepelnému pohybu molekul kapaliny. Předpokládá se u ní vysoký stupeň přesycení $\zeta > 1000$. Takový stupeň přesycení však výrazně převyšuje přesycenost vody v průběhu hydrodynamické kavitace.

3.1.6.2. Heterogenní (difuzí řízená) nukleace [39]

Heterogenní nukleace obecně předpokládá, že jako kavitační jádra fungují bublinky nerozpuštěného plynu, které jsou uchyceny například na stěnách potrubí, kterým kapalina protéká nebo na hydrofobních¹³ nečistotách v kapalině.

Proces difuzí řízené nukleace bere do úvahy bublinku plynu mimo kavitační oblast. Vlivem nerovnoměrností tlaků v systému vznikají místa, kde se kapalina nachází v přesyceném stavu. Zde dochází vlivem difuze¹⁴ k růstu bublin v trhlinách na stěnách potrubí. Ty jsou po odtržení unášeny proudem. Pokud se dostanou do míst s tlakem nižším, než je tlak sytých par, mohou sloužit jako kavitační jádra.

Difuzí řízená nukleace je cyklický proces. Bublina roste až do kritické velikosti, kdy dojde k jejímu odtržení. Poté zůstává v trhlíně malé množství nerozpuštěného vzduchu, které slouží jako zárodek pro tvorbu další bubliny.



Obrázek 13: Cyklický proces odtrhávání bubliny [39]

¹³ Hydrofilní částice se vyznačují značným povrchovým napětím, které dle experimentů řádově odpovídá mezimolekulárním silám, a tudíž téměř nenarušují tahovou pevnost kapaliny. [29]

¹⁴ Dlouhou dobu byl zkoumán vliv difuze na kavitaci. Častým argumentem používaným proti difuzi, byl dlouhý čas potřebný pro růst bubliny vlivem difuze vzhledem k rychlosti kavitačních procesů. Často citovaným argumentem byla práce Epstein a Plesset (1950), ve které je zkoumán doba rozpuštění bubliny v nenasyčeném roztoku vlivem difuze. Je třeba však poznamenat, že výzkum probíhal v klidné kapalině a rychlost difuze se liší v proudící a ustálené kapalině. (Názorným příkladem je rozpouštění cukru v čaji, kdy dochází k rychlejšímu rozpouštění po zamíchání.) Teorie difuzí řízené nukleace tento problém z části obchází, kdy ukazuje, že nukleace jader a samotná kavitace jsou v jiném časovém měřítku. [39][44]

3.1.6.2.1. Frekvence odtržení bubliny z trhliny [39]

Pro danou trhlinu lze za předpokladů zajišťujících stejnou rychlost růstu bublin a stejnou velikost v momentě odtržení, tedy neměnné rychlosti proudění a neměnné koncentrace nasyceného roztoku frekvenci odtrhávání bublin vyjádřit poměrem mezi hmotnostním tokem do bubliny \dot{m} a hmotností odtržené bubliny m_b :

$$f = \frac{\dot{m}}{m_b} \quad (33)$$

S využitím prvního Fickova zákona lze popsat hmotnostní tok \dot{m} plynu přes povrch bubliny jako:

$$\dot{m} = -MD \int_S \nabla c \cdot \mathbf{n} dS \quad (34)$$

kde M je molární hmotnost, D difuzní koeficient, ∇c gradient koncentrace, \mathbf{n} normálový vektor k povrchu a dS element plochy povrchu bubliny.

Hmotnost odtržené bubliny m_b lze při dosazení vyjádřit pomocí molární hmotnosti M a látkového množství n :

$$m_b = M \cdot n \quad (35)$$

a protože koncentrace je rovna látkovému množství na daný objem, tak z Henryho zákona po dosazení za koncentraci plyne:

$$\frac{m_b}{M \cdot V_b} = H \cdot p \quad (36)$$

Objem odtržené bubliny je podrobněji uveden v následující kapitole.

3.1.6.2.2. Objem odtržené bubliny [39]

V klidné kapalině dochází k odtržení bubliny v okamžiku, kdy vztlaková síla F_{vz} překoná sílu povrchového napětí F_σ , která drží bublinu přichycenou na stěně. V proudící kapalině pak přispívá k odtržení i dynamická síla proudu F_d .

Vztlaková síla je definovaná pomocí Archimédova zákona a pro kulovou bublinu plně ponořenou v kapalině platí následující vzorce pro vztlakovou sílu a sílu povrchového napětí:

$$F_{vz} = \frac{1}{6} \pi d_b^3 \rho_l g \quad (37)$$

$$F_\sigma = \pi d \sigma \quad (38)$$

kde ρ_l je hustota kapaliny, g je tíhové zrychlení, d je průměr trhliny a σ povrchové napětí.

$$F_d = \rho_l u^2 l_{ch}^2 \quad (39)$$

Dynamická síla je charakterizována hustotou kapaliny ρ_l , rychlostí proudu u a charakteristickou délkou l_{ch} . Tou může být v závislosti na dané situaci proudění například průměr trubice nebo trysky L , ve které probíhá proudění, průměr trhliny d , průměr bubliny d_b , nebo délka elementu povrchu k charakterizující geometrii hran trhliny, ve které vzniká bublina.

Pro rovnovážný stav těsně před odtržením platí:

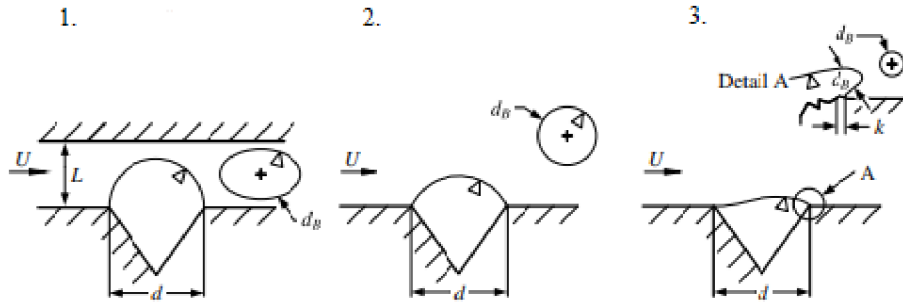
$$F_d + F_{vz} = F_\sigma \quad (40)$$

Po dosazení platí:

$$\rho_l u^2 l_{ch}^2 + \frac{1}{6} \pi d_b^3 \rho_l g = \pi d \sigma \quad (41)$$

Z rovnice je pak možné vyjádřit vztah pro objem odtrhávané bubliny jako:

$$V_b = \frac{\pi d \sigma + \rho_l u^2 l_{ch}^2}{\rho_l g} \quad (42)$$



Obrázek 14: Charakteristické rozměry pro určení dynamické síly [39]

3.2. Dynamika kavitační bubliny [30]

Chování bubliny v kapalině, zejména změna její velikosti v závislosti na čase, je popsáno pomocí Rayleigh-Plessetovy¹⁵ rovnice. Tato rovnice je odvozena pro jednu bublinu kulového tvaru obklopenou nekonečným objemem kapaliny s konstantní hustotou ρ_l a konstantní dynamickou viskozitou μ_l v celém objemu. Jako konstantní v celém objemu je uvažována i teplota kapaliny T a tlak $p_\infty(t)$ v ní. Tlak $p_\infty(t)$ je vstupní známou hodnotou, jejíž velikost se v čase může měnit, a na které závisí růst nebo zánik bubliny.

Pro povrch bubliny v kapalině lze za předpokladu nulového přestupu hmoty dovnitř nebo ven napsat kinematická okrajová podmínka:

$$u_r(r = R_b, t) = \frac{dR_b}{dt} \quad (43)$$

Z rovnice kontinuity pak platí:

$$4\pi R_b^2 \cdot \frac{dR_b}{dt} = 4\pi r^2 u_r(r, t) \quad (44)$$

Takže lze vyjádřit radiální rychlost jako:

$$u_r(r, t) = \frac{R_b^2 \frac{dR_b}{dt}}{r^2} = \frac{A(t)}{r^2} \quad (45)$$

Přičemž je vidět, že člen v čitateli je „nějakou“ časovou funkcí A . V tomto tvaru lze rychlost dosadit do rovnice zachování hybnosti psané pro sférické souřadnice, upravené pro pohyb pouze v radiálním směru:

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} = -\frac{1}{\rho_l} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu_l \left[\frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) - \frac{2u_r}{r^2} \right] \quad (46)$$

¹⁵ Rovnici jako první z energetické rovnováhy odvodil v roce 1917 lord Rayleigh, nicméně jeho rovnice byla v podobě bez viskózního členu a členu zahrnujícím povrchové napětí. Tyto členy do rovnice dodal až v roce 1949 Milton S. Plesset, který ji následně aplikoval na problém pohybující se kavitační bubliny. [30]

Po substituci za u_r :

$$\frac{1}{r^2} \frac{dA}{dt} + \frac{A^2}{r^2} \left(-\frac{2}{r^3} \right) = -\frac{1}{\rho_l} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu_l \frac{A}{r^2} \left\{ \frac{d}{dr} \left[r^2 \left(-\frac{2}{r^3} \right) \right] - \frac{2}{r^2} \right\} \quad (47)$$

Je zřejmé, že viskózní člen je roven 0, a tedy z rovnice vypadne. Dále je možné rovnici integrovat přes r , přičemž při dosazení okrajové podmínky $r \rightarrow \infty$ $p \rightarrow p_\infty$ se získá rovnice:

$$\frac{p(r) - p_\infty}{\rho_l} = \frac{1}{r} \frac{dA}{dt} - \frac{1}{2r^4} A^2 \quad (48)$$

Zatím byla zahrnuta kinematická okrajová podmínka, nyní je třeba zahrnout i dynamickou okrajovou podmínku a to sice, že síly působící na povrch bubliny musí být v rovnováze.

Na element povrchu bubliny působí vnitřní tlak v bublině p_b , normálové napětí na rozhraní $\sigma_n(r=R_b)$ a tlak od povrchového napětí σ . Pro rovnováhu sil platí:

$$\sigma_n(R) + p_b(t) - \sigma \left(\frac{1}{R_b} + \frac{1}{R_b} \right) = 0 \quad (49)$$

Normálové napětí σ_n se skládá z tlaku na bublinu z vnějšku a členu představující smykové napětí:

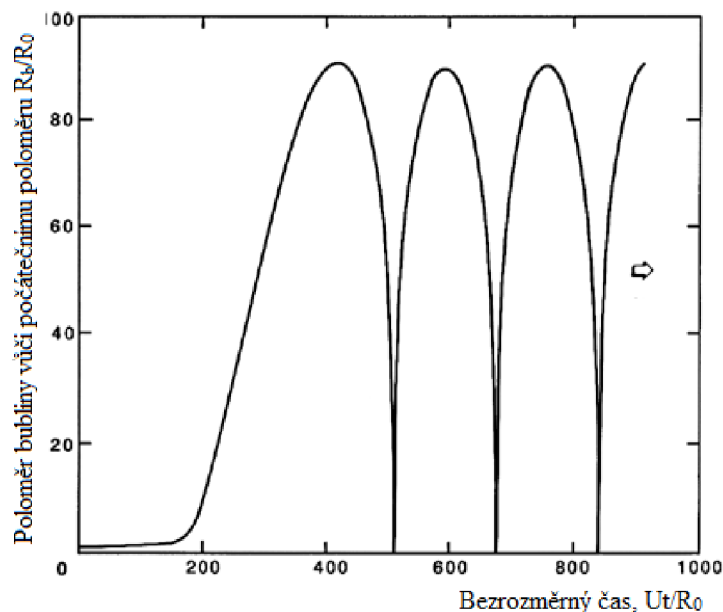
$$\sigma_n(R) = -p(R) + 2\mu_l \frac{\partial u_r}{\partial r} \quad (50)$$

V rovnici (50) lze provést substituci u_r a dosadit do rovnice (49):

$$-p(R_b) + 2\mu_l \left(\frac{-2A(t)}{r^3} \right) + p_b(t) - \frac{2\sigma}{R_b} = 0 \quad (51)$$

Dosazením rovnice (51) do rovnice (48) pro poloměr ($r=R_b$) se získá finální tvar Rayleigh-Plessetovy rovnice, který po provedení substituce $A = R_b^2(dR_b/dt)$ vypadá následovně:

$$\frac{p_b(t) - p_\infty(t)}{\rho_l} = R_b \frac{d^2 R_b}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR_b}{dt} \right)^2 + 4\nu_l \frac{1}{R_b} \frac{dR_b}{dt} + \frac{2\sigma}{\rho_l R_b} \quad (52)$$



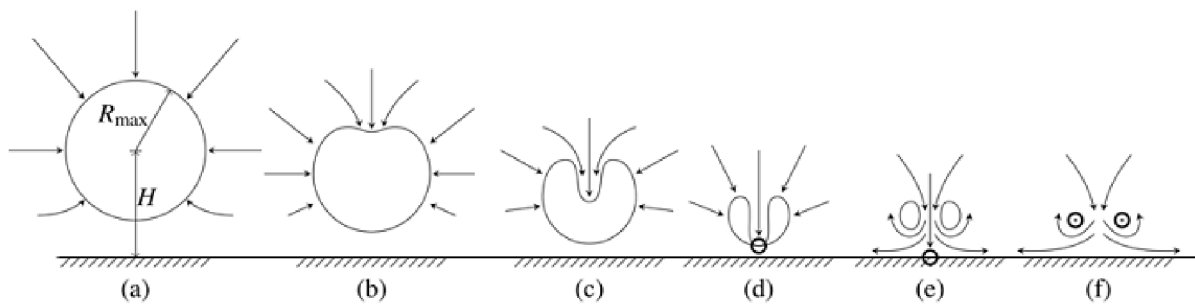
Obrázek 15: Typické řešení Rayleigh-Plessetovy rovnice [30]

3.2.1. Zánik kavitační bubliny [45]

Po vstupu do oblasti s vyšším tlakem přestává bublina růst, naopak dochází k jejímu zániku tzv. kolapsu. Tento proces je velice rychlý ve srovnání s dobou růstu.

Bublina se skládá hlavně z páry, ale obsahuje i určité množství nerozpuštěného plynu. Zatímco pára během kolapsu kondenzuje na vodu, tak plyn může být pouze stlačen, ale nemůže nikam zmizet. Díky tomu se bublina rozpadne na několik dalších menších bublin, u kterých dochází k jejich opětovnému nárůstu a kolapsu.

Dochází-li k zániku bubliny poblíž stěny potrubí nebo obtékané lopatky, má vlivem proudící kapaliny strana blíže stěně tendenci kolabovat pomaleji. Bublina tak nezaniká rovnoměrně, ale dochází většímu pronikání kapaliny do ní z vnější strany tak, že se uprostřed vytvoří malý „důlek“ který se postupně zvětšuje, až dojde k úplnému protržení bubliny. Díky tomu dochází k vyslání vysokého tlakového pulzu směrem ke stěně a k jejímu možnému poškození.



Obrázek 16: Zánik kavitační bubliny poblíž obtékané stěny [46]

- Bublina o maximálním poloměru R_{max} ve vzdálenosti H od stěny.
- Díky nerovnoměrnému pronikání vody do bubliny přestává mít kulový tvar a dochází k tvorbě „důlku“.
- Dochází k tvorbě proudu (microjet) procházejícím středem bubliny.
- Proud dosáhl konce a protrhává bublinu.
- Bublina se protrhla a došlo k vyslání tlakového impulsu směrem ke stěně.
- Toroidovitá bublina může dále kolabovat a způsobovat další impulzy.

3.2.2. Zánik kavitačního mraku [45]

V případě hydrodynamické kavitace však nevznikají jednotlivé bubliny daleko od sebe a nedochází tak k jejich kolapsu odděleně. Místo toho vznikají celé oblasti vyplněné parou, jejichž proces zániku je odlišný, ale důsledky mohou být o to nebezpečnější.

Lze si představit idealizovanou oblast tvaru koule. Ta je charakterizována svým poloměrem A_0 , průměrnou hodnotou poloměru bublin uvnitř R_B a objemovým podílem plynné fáze v ní α_0 ¹⁶. Poté je možné definovat parametr β :

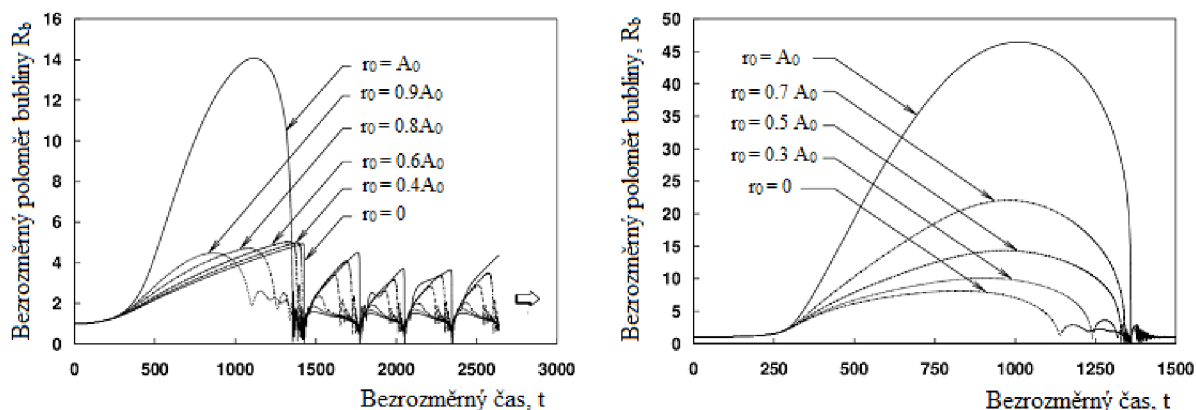
$$\beta = \alpha_0 \frac{A_0^2}{R_B^2} \quad (53)$$

jeho hodnota pak značí, jaký bude mechanismus zániku a jestli bude kolaps oblasti nebezpečný nebo ne.

Pokud je $\beta > 1$, znamená to, že je uvnitř velká hustota bublin nebo je oblast hodně velká. Bublina na jejím povrchu rostou rychleji než bubliny uvnitř, jejichž růst je omezen bublinami na okraji oblasti. Kolaps oblasti začíná z povrchu a šíří se směrem dovnitř. V důsledku toho dochází nárůstu tlakové vlny, která může narůst velmi vysokých hodnot. Nejsou výjimkou ani pulzy o velikosti 10 atmosfér.

¹⁶ Index 0 značí stav na počátku děje, neboť v jeho průběhu se hodnoty mění.

Případ, kdy je $\beta < 1$, značí buď malou hustotu bublin uvnitř oblasti, nebo její malou velikost. V takovém případě sice rostou bubliny na povrchu rychleji než bubliny uvnitř, ale kolaps začíná ze středu oblasti a postupně se šíří ven se zanedbatelnou tlakovou vlnou.



Obrázky 17, 18: Srovnání zániků kavitačních mraků [45]

Obrázek vlevo zobrazuje zánik kavitačního mraku s hodnotou $\beta = 475$, je vidět, že kolaps začíná z kraje kavitačního mraku ($r_0 = 0.9 A_0$) a postupně se šíří do středu ($r_0 = 0$), zároveň lze pozorovat opětovné menší růsty bublin a jejich kolapsy. Druhý obrázek odpovídá hodnotě $\beta = 2$, je vidět, že ke kolapsu dochází od středu mraku směrem ven. Také nejsou pozorovány výrazné opětovné nárůsty bublin.

3.3. Zhodnocení možnosti výskytu kavitace [30]

Pravděpodobně nejčastěji se lze setkat s kavitací v proudící kapalině. Pro jakékoliv proudění, bez ohledu na to zda v něm dochází ke kavitaci, lze určit kavitační číslo, které může být určitým měřítkem, zda bude v systému probíhat kavitace či ne.

3.3.1. Tlakový koeficient [30]

Pro každé místo v jednofázově proudící newtonovské kapalině s konstantní hustotou ρ , rychlostním polem $u(x_i)$ a polem tlakovým $p(x_i)$, je možné určit bezrozměrný tlakový koeficient:

$$C_p(x_i) = \frac{p(x_i) - p_{ref}}{\frac{1}{2} \rho u_{ref}^2} \quad (54)$$

Kde p_{ref} a u_{ref} jsou referenční hodnoty popisující absolutní tlak a rychlost kapaliny v místě s ustáleným prouděním mimo zájmovou oblast.

V každém systému je možné najít místo, kde je tlak nejnižší, tedy $p(x_i) = p_{min}$. Velikost tlakového koeficientu se pak rovná:

$$C_{p,min} = \frac{p_{min} - p_{ref}}{\frac{1}{2} \rho u_{ref}^2} \quad (55)$$

3.3.2. Kavitační číslo [30][47]

Kavitační číslo je bezrozměrné číslo, které je definováno¹⁷ následovně:

$$\sigma_1 = \frac{p_{ref} - p_v(T)}{\frac{1}{2} \rho_l u_{ref}^2} \quad (56)$$

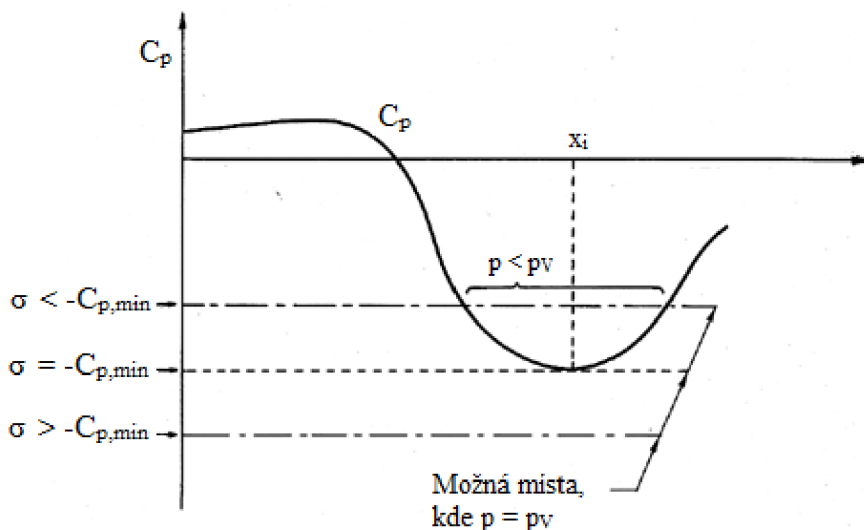
Je vidět, že hodnota kavitačního čísla roste z velikostí referenčního tlaku, naopak klesá s rychlostí proudící kapaliny.

Je důležité poznamenat, že oproti teoretické definici se často referenční hodnota rychlosti vztahuje přímo k zájmovému místu (například k hrdlu Venturiho trubice nebo místu na obtékané lopatce), jak bude patrné i z následujících kapitol.

Obecně pak platí, že vysoká hodnota kavitačního čísla značí, že nedochází ke kavitaci a proudění je tedy jednofázové. Nízké hodnoty naopak znamenají, že ke kavitaci dojde a proudění tak bude dvoufázové. Velikost kavitačního čísla může sloužit i jako měřítko rozvinutosti kavitace.

Hraniční hodnotou mezi oběma případy proudění je takzvané počáteční kavitační číslo σ_i .

Tuto hodnotu lze srovnat s hodnotou tlakového koeficientu. Pokud by minimální tlak v kapalině byl právě tlak sytých par, tak v ideálním případě by mělo platit, že začne docházet ke kavitaci, pokud $\sigma_i = -C_{p,min}$. Projevy kavitace se pak zvětšují s tím, jak velikost kavitačního čísla σ klesá pod σ_i .



Obrázek 19: Schéma rozložení tlaku v potrubním systému [30]

Obrázek 19 zobrazuje rozložení tlaku v potrubním systému a jsou na něm znázorněny 3 případy:

- $\sigma > -C_{p,min}$ – tlak v celém systému je vyšší než tlak sytých par a kavitace tedy nenastane.
- $\sigma = -C_{p,min}$ – tlak v jednom bodě systému je stejný jako tlak sytých par a mohou zde vznikat určité projevy kavitace.
- $\sigma < -C_{p,min}$ – tlak v části systému je nižší než tlak sytých par a začne zde docházet ke kavitaci.

¹⁷ Tato definice však není jediná, kavitační číslo lze například i definovat pouze za pomoci tlaků, kdy se měří tlak v určité vzdálenosti před prvkem a za prvkem [48]:

$$\sigma_2 = \frac{p_u - p_v(T)}{p_u - p_d} \quad (57)$$

V praxi však často dochází k počátku kavitace i při jiných hodnotách než je $-C_{p,\min}$. Větší množství nerozpuštěného vzduchu vede ke zvýšení velikosti σ_i , naopak v kapalině s nízkým množstvím nerozpuštěných plynů jeho hodnota klesá. Přítomnost vírů v proudící kapalině navyšuje σ_i , důvodem je nižší lokální tlak v jejich střezech, ačkoliv průměrná hodnota tlaku je vyšší. Lze tedy říci, že při dvou stejných kavitačních číslech může v jednom případě kavitace nastat, ale v druhém nemusí.

4. Modelování kavitace

Kavitace je jedním z mnoha případů vícefázového proudění. V následující kapitole je uvedeny přístupy, které je možné využít k jeho popisu v programu Ansys Fluent s ohledem na modelování kavitace. Podrobněji je popsán kavitační model Schnerr-Sauer, který je využit v praktické části.

4.1. Popis kontinua [52]

V mechanice kontinua existují dva přístupy k popisu proudění – Lagrangeovský a Eulerovský.

První Lagrangeovský spočívá ve sledování pohybu jednotlivých částic, ze kterých se kontinuum skládá. Vlastnosti kontinua (např. rychlost, tlak, teplota...) jsou pevně spjaty s jednotlivými částicemi během jejich pohybu. Jsou tedy pouze funkcí času. Poněvadž se v mechanice kontinua předpokládá spojité rozložení částic, tak vzniká pro každý sledovaný konečný objem nekonečný počet rovnic k řešení. Výběrem vhodného množství reprezentativních bodů si lze však udělat představu o dějích probíhajících v kontinuu.

Druhý Eulerovský přístup naopak sleduje celé pole. Přičemž proudění je pak popsáno za pomoci nezbytných vlastností jako funkcí prostoru a času.

Tyto popisy se využívají i k řešení vícefázového proudění v prostředí Ansys Fluent. Existují zde přístupy Euler - Lagrange a Euler –Euler.

4.1.1. Euler – Lagrange [49]

Tato metoda spočívá v řešení primární fáze jako kontinua pomocí Eulerova přístupu a v ní rozptýlené fáze pomocí přístupu Lagrangeova. Předpoklad pro výpočet pomocí tohoto přístupu je, že rozptýlených částic druhé fáze je zanedbatelné množství oproti částicím fáze uvažované jako kontinuum.

4.1.2. Euler – Euler [49]

Princip spočívá v tom, že všechny fáze jsou považovány za vzájemně se prostupující kontinua řešené „eulerovsky“. Protože objem určité fáze nemůže být zaplněn fází jinou, používá se tzv. objemový zlomek fáze (viz následující kapitola), který uvádí, kolik určité fáze je v dané buňce.

4.2. Modelování kavitace [49]

Z výše uvedeného je patrné, že k modelování kavitace, kde je velký počet bublin páry, je vhodnější využití přístupu Euler – Euler. Výsledkem získaným z výpočtu tak není popis a vykreslení dynamiky jednotlivých kavitačních bublin, nýbrž pro každou buňku je vypočten objemový zlomek páry α , který udává jaký je v dané buňce objemový podíl páry. Je zjevné, že přesnost výpočtu závisí o to více na kvalitě a jemnosti výpočetní sítě.

K simulacím se využívají kavitační modely (např. Schnerr-Sauer, Zwart-Gerber-Belamri nebo Singhal et al.), které obecně vycházejí z transportní rovnice pro kontinuum a zjednodušené Rayleigh-Plessetovy rovnice.

4.2.1. Objemový zlomek páry [49][50]

Objemový zlomek fáze říká, kolik určité fáze je v dané buňce a lze ho definovat jako poměr mezi objemem páry v buňce V_V a jejím celkovým objemem V_C , který lze případně přepsat pomocí hustot a hmotnostního zlomku páry f_V :

$$\alpha = \frac{V_V}{V_C} = f_V \frac{\rho}{\rho_V} \quad (58)$$

Přičemž vztah mezi hustotou tekutiny a hustotami její jednotlivých složek je následující:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{f_V}{\rho_V} + \frac{1 - f_V}{\rho_l} \quad (59)$$

kde ρ je hustota tekutiny, ρ_l hustota kapaliny a ρ_V hustota jejích par.¹⁸

4.2.2. Transportní rovnice [49]

Transportní rovnice jsou rovnice kontinuity (viz rovnice (62) pro směs), které však jsou zapsány v jejich nekonzervativní formě, jak je vidět z pravé strany, která není rovna 0, ale místo toho je rozšířena o člen R ¹⁹, který zohledňuje přestup mezi fázemi.²⁰

Pro kapalnou fázi:

$$\frac{\partial}{\partial t} [(1 - \alpha)\rho_l] + \nabla[(1 - \alpha)\rho_l u] = -R \quad (60)$$

Pro plynnou fázi:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha\rho_V) + \nabla(\alpha\rho_V u) = R \quad (61)$$

Pro směs:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho) + \nabla(\rho u) = 0 \quad (62)$$

Člen R obecně určuje rychlost fázové změny a je možné ho vyjádřit jako rozdíl členů R_e a R_c :

$$R = R_e - R_c \quad (63)$$

Tyto členy určují tvorbu páry (vypařování respektive kondenzaci) a jsou funkcemi charakteristik toku (tlak, charakteristická rychlost toku) a vlastností tekutiny (hustoty jednotlivých fází tekutiny, tlak nasycených par, povrchového napětí na rozhraní kapalina-pára).

4.2.3. Zjednodušení Rayleigh – Plessetovy rovnice [49][50][51]

K modelování kavitace pomocí kavitačních modelů se obvykle používá zjednodušená forma Rayleigh-Plessetovy rovnice, kde se zanedbávají viskózní člen a člen s povrchovým napětím, které pokud je výrazný rozdíl mezi referenčním tlakem a tlakem sytých par jsou ve srovnání s tlakovým členem malé. Dále je možné zanedbat člen se zrychlením, který má vliv pouze v počátečním stádiu růstu bubliny. Rovnice (52) se tak zjednoduší do tvaru:

¹⁸ Rovnice (59) platí pro případ, že se proudění skládá právě ze dvou fází. Kavitační proudění, ale obsahuje přinejmenším i určité množství nerozpuštěných plynů. Toho se využívá u tzv. plně kavitačního modelu [50], kdy je zahrnut i tento vliv:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{f_V}{\rho_V} + \frac{f_G}{\rho_G} + \frac{1 - f_V - f_G}{\rho_l} \quad (64)$$

kde f_G značí hmotnostní zlomek plynu a ρ_G jeho hustotu.

¹⁹ V literatuře lze nalézt více názvů pro veličinu R , jedním z částých je „net phase change rate“ patrně bez českého ekvivalentu.

²⁰ Pokud by nebyly pravé strany rovnic rovny R , ale místo toho 0, jednalo by se tak o případ vícefázového proudění dvou tekutin bez fázové změny.

$$\frac{dR_b}{dt} = \sqrt{\frac{2 p_b - p_\infty}{3 \rho_l}} \quad (65)$$

4.3. Schnerr–Sauer model [49][51]

Kavitací model Schnerr-Sauer je odvozen za následujících předpokladů:

- Kavítace je děj, při kterém vlivem podmínek okolí (teplota a tlak) dochází k růstu a zániku bublin vyplněných párou.
- Kavítace probíhá z již existujících jader, proces nukleace je tedy uvažován jako heterogenní.
- Není brána v úvahu kavítace bublin nerozpuštěného plynu (viz pozn. 18 dříve).
- Rychlostní skluz mezi plynnou a kapalnou fází může být zanedbán.

Obecný tvar transportní rovnice pro páru je:

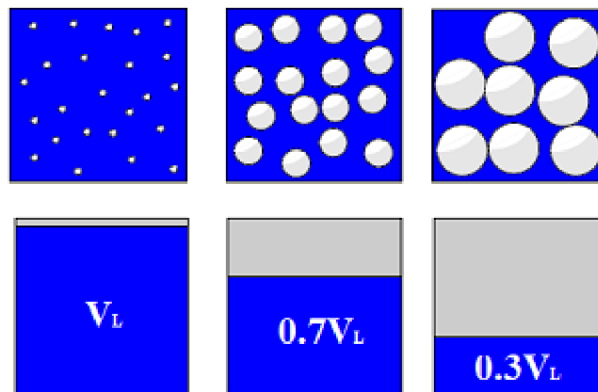
$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha \rho_v) + \nabla \cdot (\alpha \rho_v v) = \frac{\rho_v \rho_l}{\rho} \frac{D\alpha}{Dt} \quad (66)$$

Člen R určující rychlost fázové přeměny je tedy následující:

$$R = \frac{\rho_v \rho_l}{\rho} \frac{D\alpha}{Dt} \quad (67)$$

Schnerr-Sauer model poněkud specifický přístup k objemovému zlomku páry. Ve vztahu se počítá s koncentrací bublin na jednotku objemu n_b . Ta je definována jako podíl počtu bublin v počítané buňce N_b a objemu kapaliny v ní:

$$n_b = \frac{N_b}{V_L} \quad (68)$$



Obrázek 20: Nukleační koncentrace n_b [51]

Obrázek zobrazuje růst bublin a změnu jejich počtu v buňce v závislosti na změně objemu páry v ní. Na horních třech obrázcích lze vidět rostoucí bubliny v buňce. Je patrné, že jak roste jejich velikost, klesá jejich počet. Také v buňce klesá objem kapaliny, neboť je čím dál více vyplněna parou, jak ukazují dolní tři obrázky. Na začátku je počet bublin v buňce N_{b1} , což se rovná součinu nukleační koncentraci n_{b1} a objemu kapaliny v buňce V_{L1} . Poté co dojde k nárůstu bublin je objem kapaliny v buňce $V_{L2} = 0,7 \cdot V_{L1}$, také počet bublin v buňce N_{b2} je menší $N_{b2} = 0,7 \cdot N_{b1}$, přičemž platí, že $N_{b2} = n_{b2} \cdot V_{L2}$. S kombinováním těchto vztahů lze ukázat, že $n_{b1} = n_{b2}$. Nukleační koncentrace n_b je tedy konstanta. Počet bublin v buňce pak závisí na nukleační koncentraci a objemu kapaliny v buňce.

Objemový zlomek páry α lze odvodit následovně:

$$\alpha = \frac{V_V}{V_C} = \frac{N_b \cdot \frac{4}{3} \pi R_b^3}{V_V + V_L} = \frac{n_b V_L \cdot \frac{4}{3} \pi R_b^3}{n_b V_L \cdot \frac{4}{3} \pi R_b^3 + V_L} = \frac{n_b \cdot \frac{4}{3} \pi R_b^3}{1 + n_b \cdot \frac{4}{3} \pi R_b^3} \quad (69)$$

Kombinací transportních rovnic, upravené Reyleigh-Plessetovy rovnice a rovnice pro objemový zlomek páry je pak možné odvodit rovnici pro rychlost fázové změny R ve tvaru:

$$R = \frac{\rho_V \rho_l}{\rho} \alpha (1 - \alpha) \frac{3}{R_b} \sqrt{\frac{2(p_V - p_\infty)}{3 \rho_l}} \quad (70)$$

kde poloměr bubliny R_b je daný vztahem:

$$R_b = \left(\frac{\alpha}{1 - \alpha} \frac{3}{4\pi n_b} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (71)$$

Rovnici (70) lze přepsat do tvarů, které odpovídají probíhajícím procesům. Pokud tedy $p_V > p_\infty$ probíhá vypařování:

$$R_e = \frac{\rho_V \rho_l}{\rho} \alpha (1 - \alpha) \frac{3}{R_b} \sqrt{\frac{2(p_V - p_\infty)}{3 \rho_l}} \quad (72)$$

Anebo kondenzace, pokud $p_\infty > p_V$:

$$R_c = \frac{\rho_V \rho_l}{\rho} \alpha (1 - \alpha) \frac{3}{R_b} \sqrt{\frac{2(p_\infty - p_V)}{3 \rho_l}} \quad (73)$$

5. Návrh Venturiho trubice pro zařízení CaviPlasma

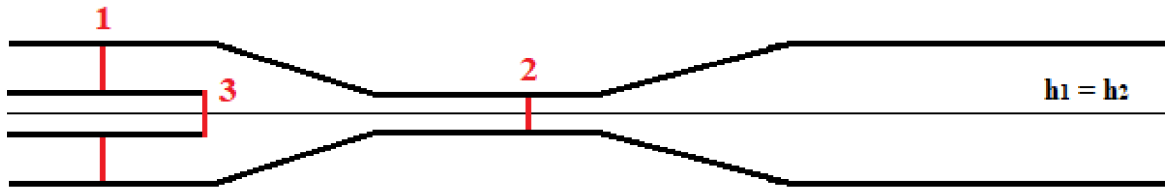
Praktická část diplomové práce je zaměřena na návrh tvaru Venturiho trubice tak, aby ji bylo možné využít pro zařízení CaviPlasma. Proto je nutné, aby nejen docházelo k tvorbě co největší kavitaci v trubici, ale aby tato oblast obklopovala místo, kde je do trubice uložena elektroda.

Celý proces návrhu trubice se tak skládal ze třech částí. Nejprve byl navrhnout vhodný průměr hrdla trubice. Poté byl zkoumán vliv úhlu rozšiřování difuzoru na velikost produkované kavitaci oblasti. Nakonec byla zasouvána elektroda dovnitř konfuzytorové části tak, aby došlo k tvorbě kavitace kolem elektrody.

5.1. Návrh průměru hrdla trubice

Obrázek níže zobrazuje Venturiho trubici s vloženou elektrodou. Je zřejmé, že průtok plochami 1²¹ a 2 musí být stejný:

$$Q_1 = Q_2 = Q \quad (74)$$



Obrázek 21: Venturiho trubice

S ohledem na rovnici kontinuity (74) lze mezi 1, 2 napsat Bernoulliho rovnici ve tvaru:

$$\frac{p_1}{\rho} + \frac{Q^2}{2} \cdot \left(\frac{1}{\left(\frac{\pi(d_1^2 - d_3^2)}{4} \right)^2} \right) + gh_1 = \frac{p_2}{\rho} + \frac{Q^2}{2} \cdot \left(\frac{1}{\left(\frac{\pi d_2^2}{4} \right)^2} \right) + gh_2 \quad (75)$$

Za předpokladu rovnosti výšek h_1 a h_2 je možné tyto členy z rovnice vyškrtnout. Aby docházelo ke kavitaci, nesmí být tlak v zúžení p_2 vyšší než tlak sytých par p_v . Je tedy možné dosadit tlak sytých par p_v za tlak p_2 . Po těchto úpravách je možné vyjádřit průměr hrdla d_2 jako:

$$d_2 = \left(\frac{8Q^2}{\pi^2 \left(\frac{(p_1 - p_v)}{\rho} + \frac{8Q^2}{\pi^2(d_1^2 - d_3^2)^2} \right)} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (76)$$

Aby mohlo v trubici dojít ke kavitaci, tak její průměr musí být menší než průměr d_2 .

²¹ Plocha 1 je mezikružší, závisející na průměru trubice d_1 a průměru elektrody d_3 .

Tabulka 6: Parametry pro návrh trubice

Hustota vody	ρ	998,2	kg/m ³
Průtok	Q	1,3	m ³ /hod
Průměr trubice	d_1	0,01	M
Průměr elektrody	d_3	0,004	M
Teplota vody	T	293,15	K
Tlak sytých par	p_v	2 340	Pa
Tlak v systému	p_1	101 325	Pa

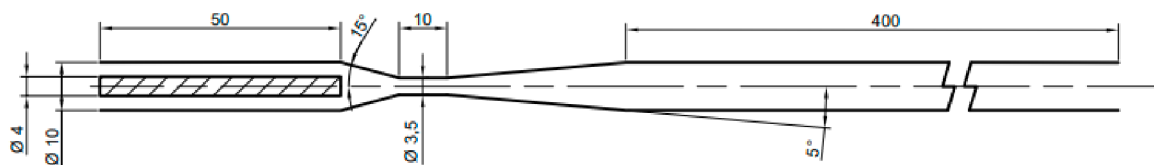
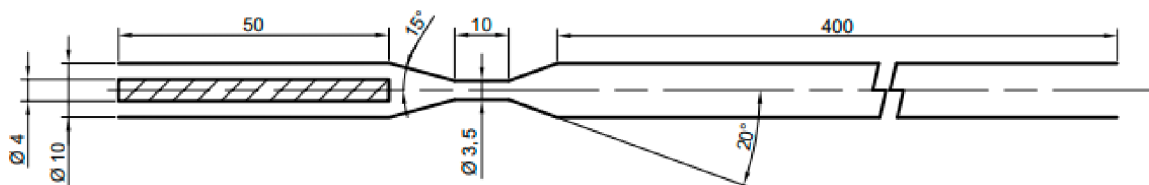
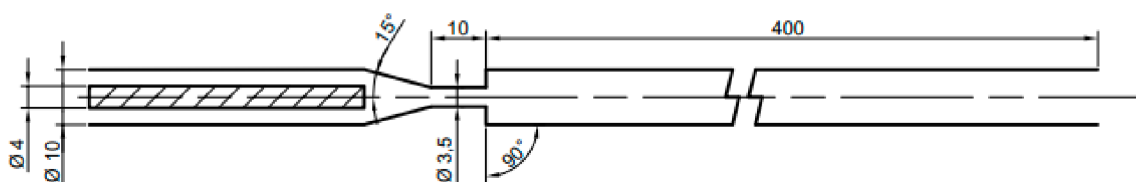
Po dosazení hodnot z tabulky do rovnice (76) vychází, že maximální průměr hrdla nesmí přesáhnout 5,5 mm. S ohledem na požadavek co největší kavitační oblasti a i vzhledem k již předchozím zkušenostem z experimentů [13] byl volen výrazně menší průměr $d_2 = 3,5$ mm.

5.2. Vliv rozšiřování difuzoru na tvorbu kavitace

5.2.1. Návrh geometrie trubice

Vliv výstupního úhlu z hrdla byl zkoumán pro 3 případy – výstupní úhel 5°, výstupní úhel 20° a náhlé otevření, tedy výstupní úhel 90°.

Pro simulaci byly vytvořeny následující geometrie:

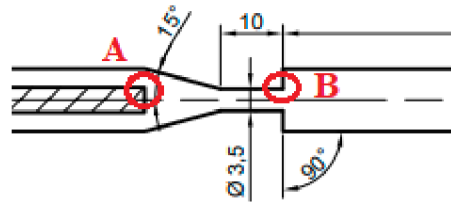
**Obrázek 22:** Výstupní úhel 5°**Obrázek 23:** Výstupní úhel 20°**Obrázek 24:** Výstupní úhel 90°

5.2.2. CFD výpočet v programu Ansys Fluent

5.2.2.1. Tvorba sítě

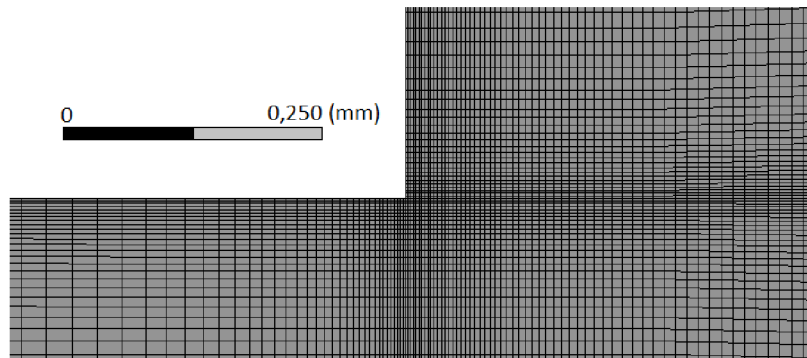
Sítě byly tvořeny pomocí čtvercových prvků se snahou o zachování co nejmenších hodnot Aspect ratio a Skewness. Zároveň byl kladen důraz na dostatečné zjemnění sítě u stěn, aby bylo možné využít model k- ϵ realizable bez použití stěnových funkcí.

Během tvorby sítě obecně nastávaly problémy na konci vložené elektrody, kde bylo nutné brát ohled na dostatečné zjemnění sítě ve dvou na sebe kolmých směrech. Stejný problém pak vznikal i na výstupu z hrdla trubice u geometrie s otevřeným koncem.



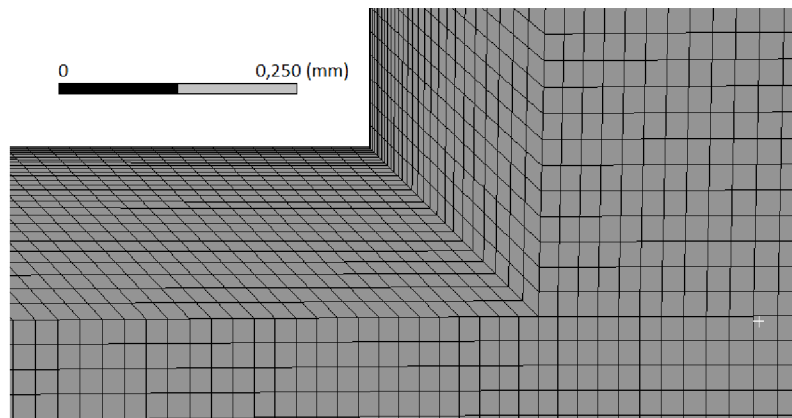
Obrázek 25: Problematická místa v geometriích

Problém byl řešen dvěma způsoby. Prvním způsobem bylo zjemnění směrem ke stěně bez výraznější úpravy dekompozice. Díky tomu bylo dosaženo na sebe pěkněji navazujících čtvercových buněk, avšak to vedlo k podlouhlým buňkám s relativně vysokým aspect ratio. Patrně díky tomu docházelo ke špatnému přestupu buňkami napříč trubicí a vznikaly problémy s konvergencí kontinuity u modelu s otevřeným koncem.



Obrázek 26: Detail sítě na výstupu z hrdla u náhlého otevření

Proto u tohoto modelu bylo voleno řešení s dekompozicí mezní vrstvy, jenž vedlo k lepším výsledkům z pohledu konvergence, ale patrně díky nedostatečnému zjemnění při zachování srovnatelného počtu prvků docházelo k jemnému prokreslení sítě do výpočtů.



Obrázek 27: Detail nové sítě, která lépe konvergovala



Obrázek 28: Detail prokreslení sítě do výpočtu

Byly tak vytvořeny tři sítě s následujícími parametry:

Tabulka 7: Parametry sítě pro trubici s výstupním úhlem 5°

Trubice - výstupní úhel 5°		
Počet prvků	664 200	
Počet uzlů	666 871	
	Průměr	Maximum
Aspect ratio	18,0	76,2
Skewness	$2,3 \times 10^{-2}$	0,17

Tabulka 8: Parametry sítě pro trubici s výstupním úhlem 20°

Trubice výstupní úhel 20°		
Počet prvků	422 400	
Počet uzlů	426 121	
	Průměr	Maximum
Aspect ratio	8,1	124,9
Skewness	$2,6 \times 10^{-2}$	0,2

Tabulka 9: Parametry sítě pro trubici s výstupním úhlem 90°

Trubice výstupní úhel 90°		
Počet prvků	392 499	
Počet uzlů	395 333	
	Průměr	Maximum
Aspect ratio	11,2	128
Skewness	$1,6 \times 10^{-2}$	0,5

5.2.2.2. Nastavení simulace

Výpočet byl prováděn pro vstupní rychlost 5,47 m/s, což odpovídá průtoku 1,3 m³/hod. Výstupní tlak byl zvolen 195 000 Pa.

Konečné nastavení řešiče bylo stejné pro všechny modely a je ukázáno v následující tabulce:

Tabulka 10: Nastavení simulace v programu ANSYS Fluent

Časový krok (s)	5×10^{-6} respektive 4×10^{-6} u výstupního úhlu 5°
Kavitační model	Schnerr – Sauer
Viskózní model	k-ε realizable, enhanced wall treatment
Provázání tlaku a rychlosti	Simple
Tlakové interpolační schéma	PRESTO!
Rovnice hybnosti	Second order upwind
Objemová fáze	QUICK
Rovnice turbulentní kinetické energie	Second order upwind
Turbulentní disipační poměr	Second order upwind

Pro oprávněné použití viskózního modelu k-ε bez použití stěnových funkcí je nutné, aby hodnota $wall\ y^+$ byla menší než 5, tato podmínka byla u všech modelů splněna, když hodnoty $wall\ y^+$ byly menší než 3 (vyjma zanedbatelného úseku na vstupu, přibližně 1/20 vstupní domény, kde dosahovali až hodnoty 5).

5.2.3. Srovnání výsledků

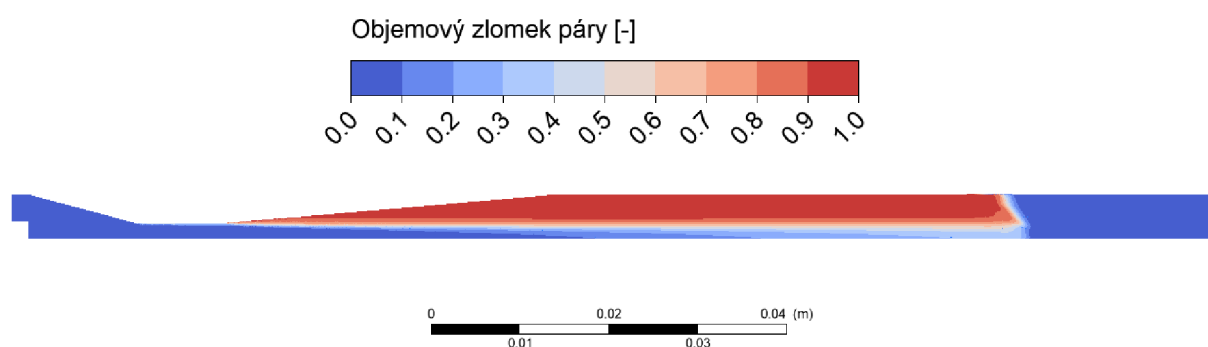
5.2.3.1. Trubice výstupní úhel 5°

Simulace byla počítána po dobu 0,46 sekundy, přičemž bylo dosaženo řádově následujících reziduí:

Tabulka 11: Dosažené rezidua

	kontinuita	x - rychlost	y - rychlost	k	E
rezidua	$< 1,5 \times 10^{-5}$	10^{-7}	10^{-7}	10^{-7}	10^{-6}

Byl pozorován vznik superkavitace, přičemž po počátečním výkmitu došlo k ustálení kavitační oblasti přibližně ve vzdálenosti 0,089 m od hrdla trubice.

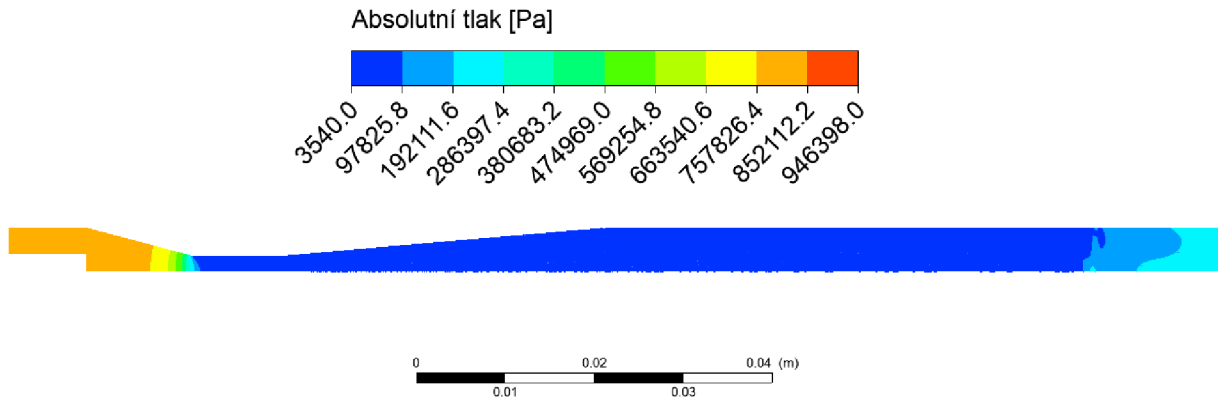


Obrázek 29: Oblast trubice vyplněná parou

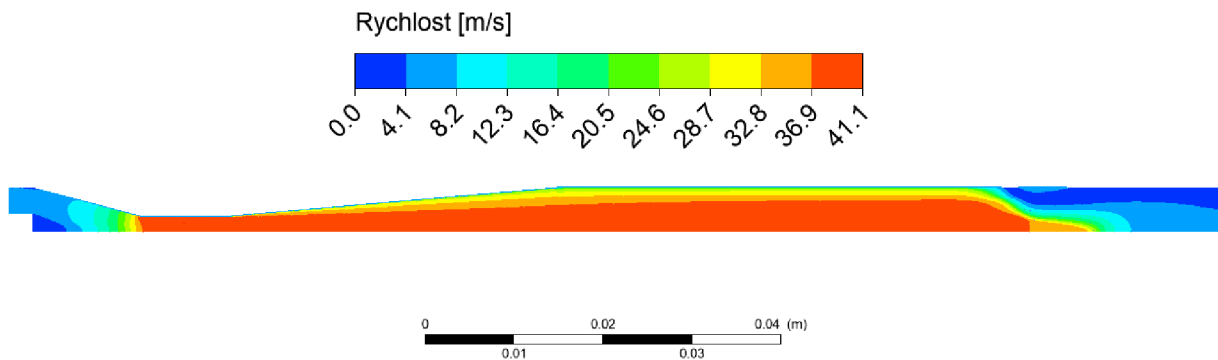
Kavitační číslo bylo vyhodnocováno dvěma způsoby. Nejprve z tlaku získaného z plochy v části trubice s vloženou elektrodou (0,025 m od vstupu) a rychlosti v hrdle trubice (počítané z průtoku) pomocí vztahu (56) a posléze z tlaků získaných ze dvou ploch (0,025 m od vstupu a výstupní tlakové podmínky) pomocí vztahu (57), přičemž hodnoty pro výpočet byly brány z posledních 500 časových kroků, kdy už byla jistota ustálené kavitační oblasti:

$$\sigma_1 = \frac{p_u - p_v}{\frac{1}{2} \rho_l u^2} = \frac{828739 - 3540}{\frac{1}{2} 998,2 \cdot 37,5^2} = 1,17$$

$$\sigma_2 = \frac{p_u - p_v}{p_u - p_d} = \frac{828739 - 3540}{828739 - 195000} = 1,3$$



Obrázek 30: Detail tlakového pole



Obrázek 31: Detail rychlostního pole

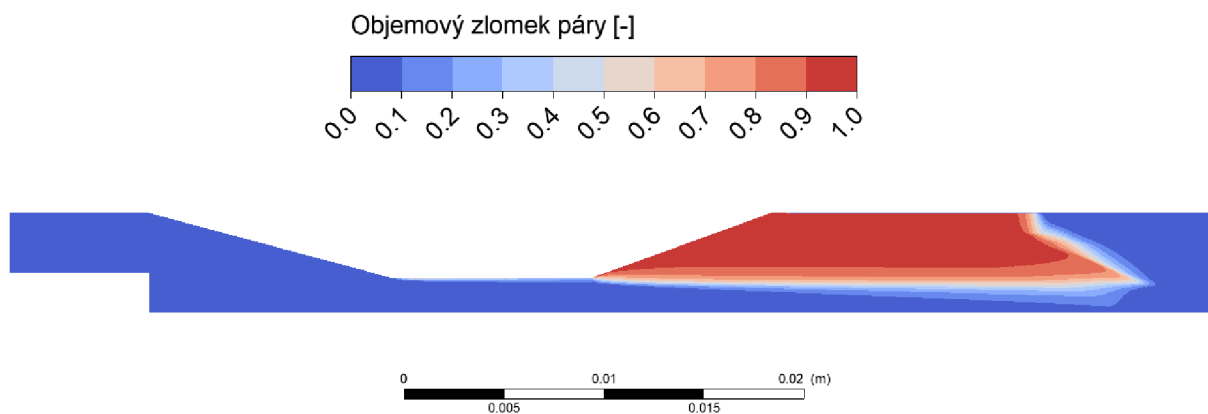
5.2.3.2. Trubice výstupní úhel 20°

Simulace byla počítána po dobu 0,33 sekundy, přičemž bylo dosaženo řádově následujících reziduí:

Tabulka 12: Dosažené rezidua

	Kontinuita	x - rychlost	y - rychlost	k	E
rezidua	10^{-6}	10^{-8}	10^{-9}	10^{-8}	10^{-7}

Opět byl pozorován vznik superkavitace, přičemž po počátečním výkmitu došlo k ustálení kavitační oblasti přibližně ve vzdálenosti 0,026 m od hrdla trubice.

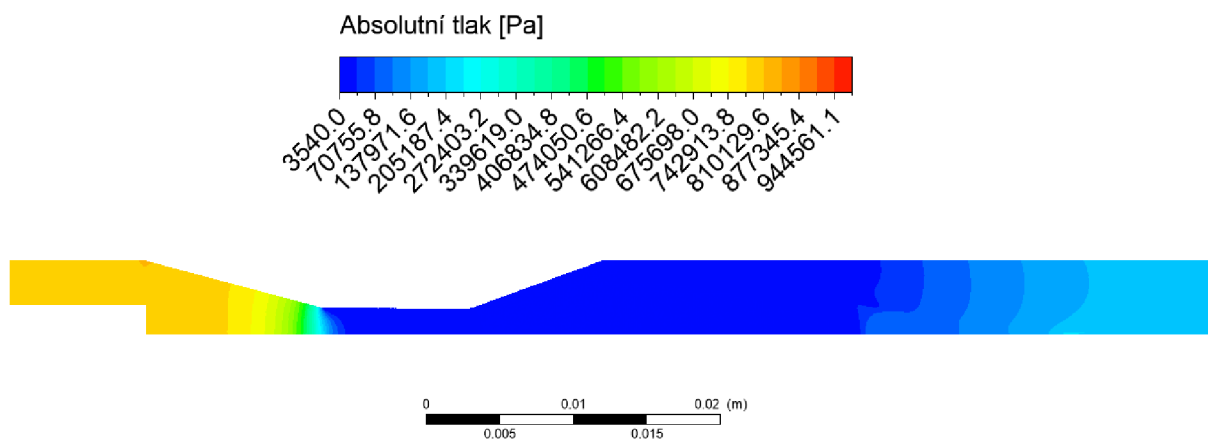


Obrázek 32: Oblast trubice vyplněná parou

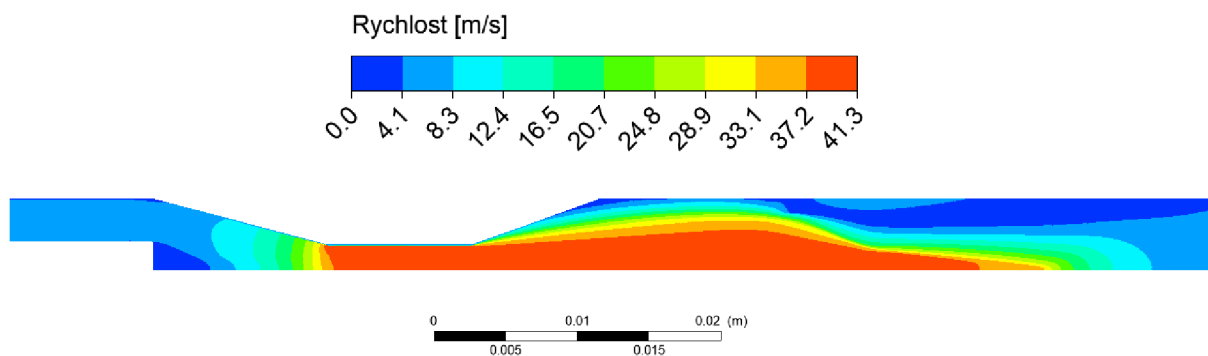
Kavitační číslo bylo opět vyhodnocováno dvěma způsoby z hodnot získaných na stejných plochách jako v předchozím případě:

$$\sigma_1 = \frac{p_u - p_v}{\frac{1}{2} \rho_l u^2} = \frac{809480 - 3540}{\frac{1}{2} 998,2 \cdot 37,5^2} = 1,15$$

$$\sigma_2 = \frac{p_u - p_v}{p_u - p_d} = \frac{809480 - 3540}{809480 - 195000} = 1,31$$



Obrázek 33: Detail tlakového pole



Obrázek 34: Detail rychlostního pole

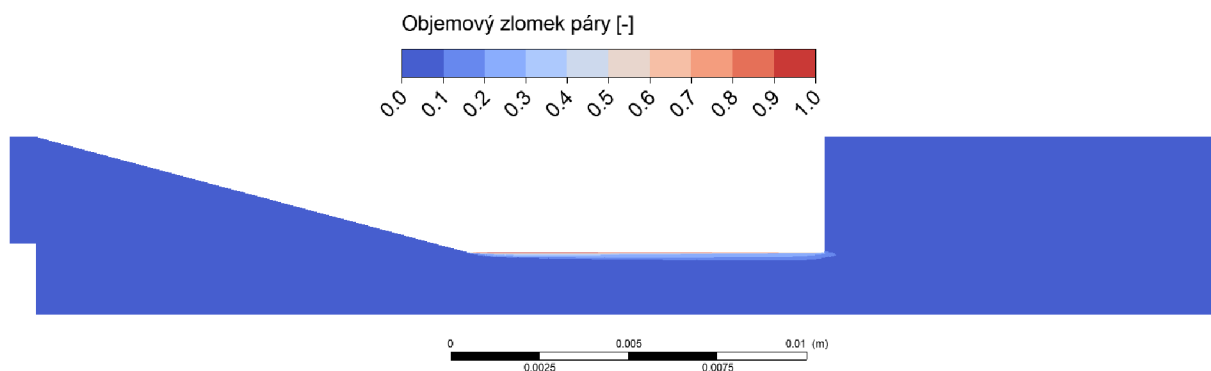
5.2.3.3. Trubice výstupní úhel 90°

Simulace byla počítána po dobu 0,18 sekundy, přičemž bylo dosaženo řádově následujících reziduí:

Tabulka 13: Dosažené rezidua

	Kontinuita	x - rychlost	y - rychlost	k	E
rezidua	10^{-6}	10^{-7}	10^{-8}	10^{-8}	10^{-6}

Za trubici nebyl pozorován vznik superkavitace, kavitace po ustálení vznikala pouze v oblasti na stěně hrdla trubice. Nabízí se zde možnost odtrhávání kavitačních mraků od „useknuté“ hrany, ale ani tento jev nebyl pozorován. To mohlo být způsobeno napočítáním nedostatečného časového úseku, a tedy nebyla zaznamenána celá perioda děje. Druhou možností je, že byla nedostatečně jemná snímkovací frekvence (bylo zaznamenáváno každých 250 časových kroků s velikostí 5×10^{-6} s).

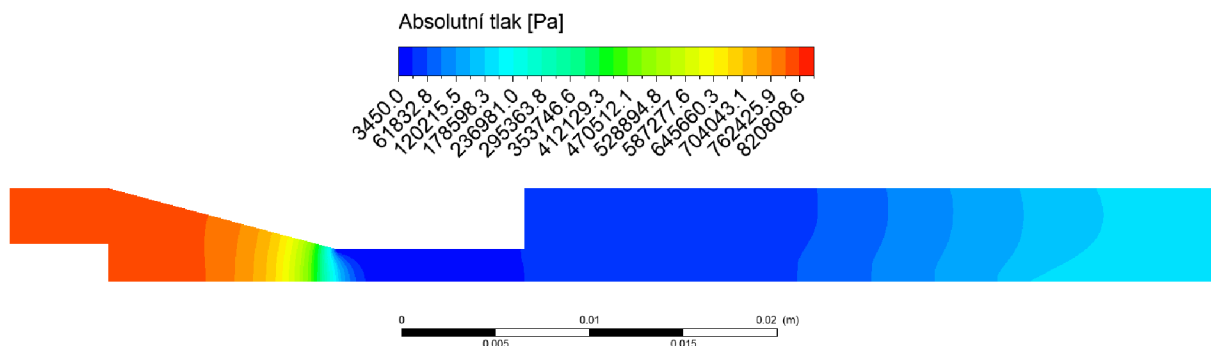


Obrázek 35: Kavitační oblast v hrdle trubice

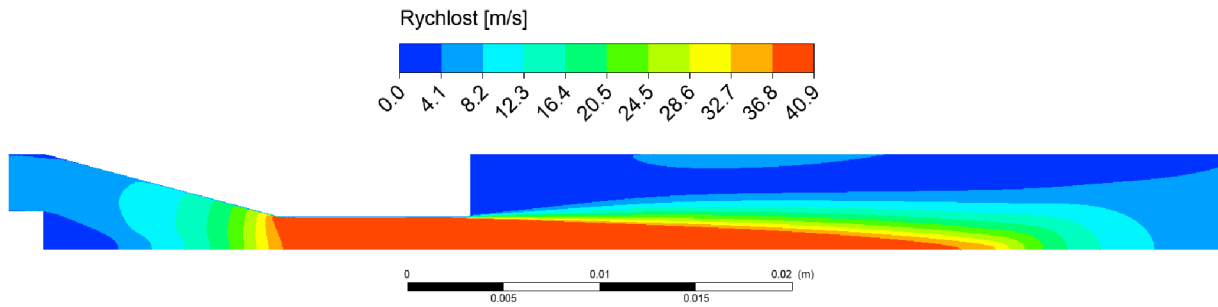
Kavitační číslo bylo vyhodnocováno stejně jako v předchozích případech:

$$\sigma_1 = \frac{p_u - p_v}{\frac{1}{2} \rho_l u_{ref}^2} = \frac{818927 - 3540}{\frac{1}{2} 998,2 \cdot 37,5^2} = 1,16$$

$$\sigma_2 = \frac{p_u - p_v}{p_u - p_d} = \frac{818927 - 3540}{818927 - 195000} = 1,31$$



Obrázek 36: Detail tlakového pole



Obrázek 37: Detail rychlostního pole

5.2.4. Shrnutí

Z výsledků získaných výpočty lze předpokládat trend zmenšování vytvořené kavitační oblasti v závislosti na zvětšování výstupního úhlu trubice.

5.3. Vliv zasouvání elektrody do konfuzoru na tvorbu kavitace

5.3.1. Návrh geometrie

K posouzení vlivu zasouvání elektrody do konfuzoru na tvorbu kavitace byla z výše počítaných třech geometrií zvolena ta, u které docházelo k tvorbě největší kavitační oblasti – tedy s výstupním úhlem 5°.

Elektroda byla zasunuta nejprve do vzdálenosti 3,39 mm od hrdla trubice, což přibližně odpovídá stejnému průtočnému průřezu jako je v hrdle trubice ($S_{3,39} = 9,26 \text{ mm}^2$ a $S_{\text{hrdla}} = 9,62 \text{ mm}^2$).

Dále pak byla zasouvána do vzdáleností 3 mm, 2,7 mm a 2,25 mm od hrdla. Tyto vzdálenosti jsou přibližně v místech, kde je poměr průtočných průřezů $S_x:S_{\text{hrdla}}$ 1,25:1; 1,5:1 a 2:1.

5.3.2. CFD výpočet v programu Ansys Fluent

5.3.2.1. Tvorba sítě

K výpočtu byla vytvořena síť ze čtvercových prvků o následujících parametrech:

Tabulka 14: Parametry sítě pro trubici s výstupním úhlem 5° a posunutím elektrody do 3,39 mm od hrdla

Trubice – výstupní úhel 5°, posunutí elektrody do 3,39 mm od hrdla		
Počet prvků	248 200	
Počet uzlů	250 756	
	Průměr	Maximum
Aspect ratio	4,7	100,8
Skewness	$2,1 \times 10^{-2}$	0,17

Tabulka 15: Parametry sítě pro trubici s výstupním úhlem 5° a posunutím elektrody do 3 mm od hrdla

Trubice – výstupní úhel 5°, posunutí elektrody do 3 mm od hrdla		
Počet prvků	945 300	
Počet uzlů	952 026	
	Průměr	Maximum
Aspect ratio	10,3	83,9
Skewness	$1,2 \times 10^{-2}$	0,18

Tabulka 16: Parametry sítě trubici s výstupním úhlem 5° a posunutím elektrody do 2,7 mm od hrdla

Trubice – výstupní úhel 5°, posunutí elektrody do 2,7 mm od hrdla		
Počet prvků	654 300	
Počet uzlů	659 086	
	Průměr	Maximum
Aspect ratio	7,5	89,4
Skewness	$1,6 \times 10^{-2}$	0,18

Tabulka 17: Parametry sítě trubici s výstupním úhlem 5° a posunutím elektrody do 2,25 mm od hrdla

Trubice – výstupní úhel 5°, posunutí elektrody do 2,25 mm od hrdla		
Počet prvků	423 300	
Počet uzlů	426 546	
	Průměr	Maximum
Aspect ratio	16,2	108
Skewness	$2,2 \times 10^{-2}$	0,18

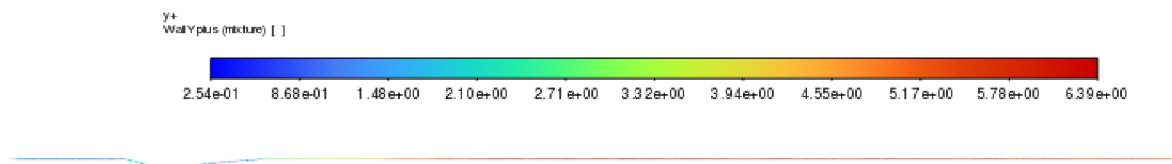
5.3.2.2. Nastavení simulace

Simulace byly prováděny pro vstupní rychlost 5,47 m/s a výstupní tlak 195 000 Pa. Finální nastavení výpočtu bylo s výjimkou časového kroku stejné jako v předchozích případech:

Tabulka 18: Nastavení simulace v programu ANSYS Fluent

Časový krok (s)	5×10^{-6} (3,39 mm); $2,5 \times 10^{-6}$ (3mm); $1,5 \times 10^{-6}$ (2,25 mm); 1×10^{-6} (2,25 mm)
Kavitační model	Schnerr – Sauer
Viskózní model	k-ε realizable, enhanced wall treatment
Provázání tlaku a rychlosti	Simple
Tlakové interpolační schéma	PRESTO!
Rovnice hybnosti	Second order upwind
Rovnice pro objemovou fázi	QUICK
Rovnice turbulentní kinetické energie	Second order upwind
Turbulentní disipační poměr	Second order upwind

Hodnoty wall y^+ byly pod hodnotou 5, bohužel v případě trubice s elektrodou zasunutou do vzdálenosti 2,7 mm došlo ve výstupní části výpočetní domény k nárůstu wall y^+ až na hodnotu 6,39. Zde tedy použitý viskózní model tedy není zcela korektní, ale vzhledem k tomu, že hodnoty y^+ pro hrdlo a nejbližší okolí jsou splněny (menší než 2) je akceptovatelný.



Obrázek 38: Stěna potrubí s elektrodou zasunutou do vzdálenosti 2,7 mm od hrdla, červeně je vyznačena oblast, kde není splněna hodnota wall y^+

5.3.3. Vyhodnocení výsledků

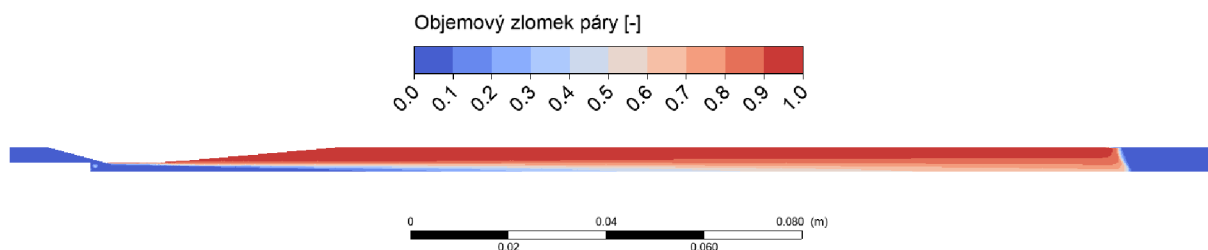
5.3.3.1. Trubice výstupní úhel 5°, elektroda zasunutá 3,39 mm od hrdla

Simulace probíhala po dobu 0,48 sekundy a bylo dosaženo následujících reziduí:

Tabulka 19: Dosažená rezidua

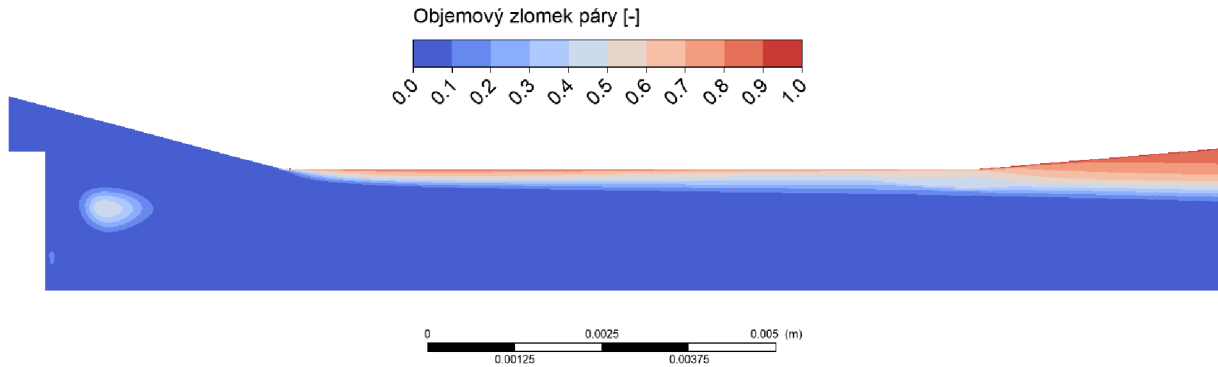
	kontinuita	x - rychlost	y - rychlost	k	ϵ
rezidua	10^{-6}	10^{-8}	10^{-8}	10^{-8}	10^{-6}

Byl pozorován vznik superkavitace, přičemž po počátečním výkmitu došlo k ustálení kavitační oblasti přibližně ve vzdálenosti 0,192 m od hrdla trubice.

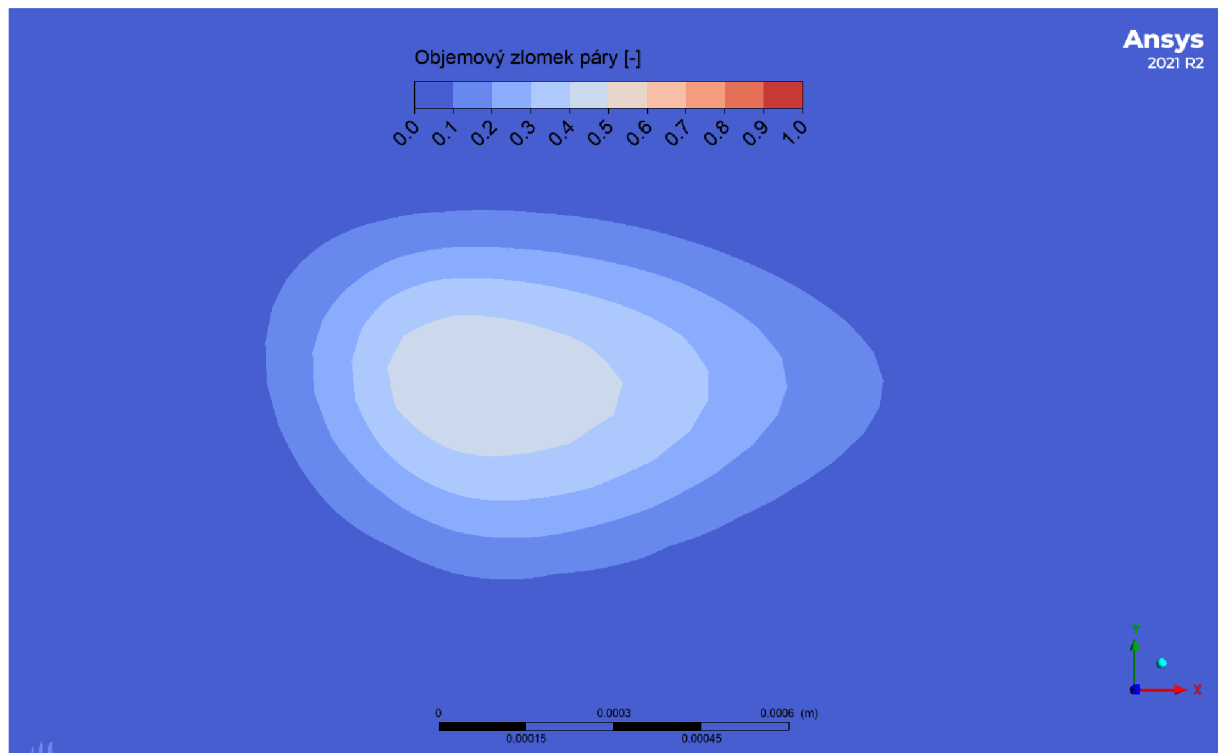


Obrázek 39: Oblast trubice vyplněná parou

Za povšimnutí stojí vznik prstence za elektrodou tvořeného přibližně z 50% parou, jehož průměr je přibližně 2,5 mm a průměr na průřezu se ustálil na 0,6 - 1 mm.



Obrázek 40: Detail hrdla trubice



Obrázek 41: Detail kavitačního prstence

Kavitační číslo bylo hodnoceno jednak z tlaku zaznamenávaného na ploše ve vzdálenosti 0,025 m od vstupu a rychlosti v hrdle pomocí vztahu (56), jednak z tlaku na ploše ve vzdálenosti 0,025 m a výstupní tlakové podmínky pomocí vztahu (57). Tlak byl vyhodnocován jako průměrná hodnota z dat z posledních 500 časových kroků, kdy už kavitační oblast byla ustálená.

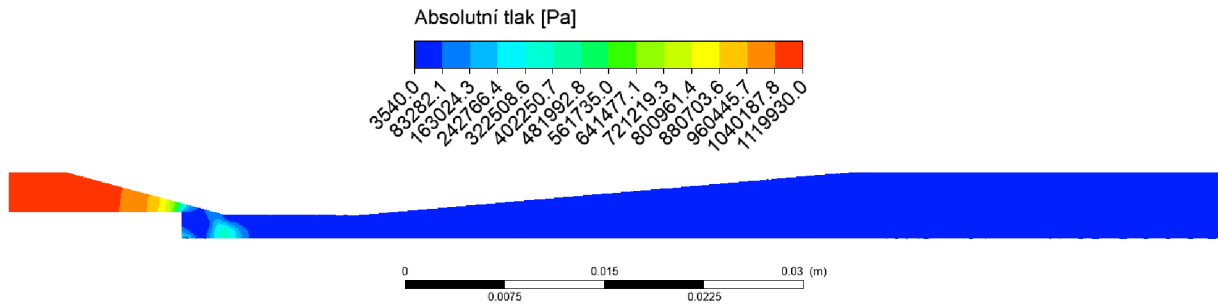
Hodnoty kavitačních čísel pak byly vyčísleny:

$$\sigma_1 = \frac{p_u - p_v}{\frac{1}{2} \rho_l u_{ref}^2} = \frac{1083204 - 3540}{\frac{1}{2} 998,2 \cdot 37,5^2} = 1,53$$

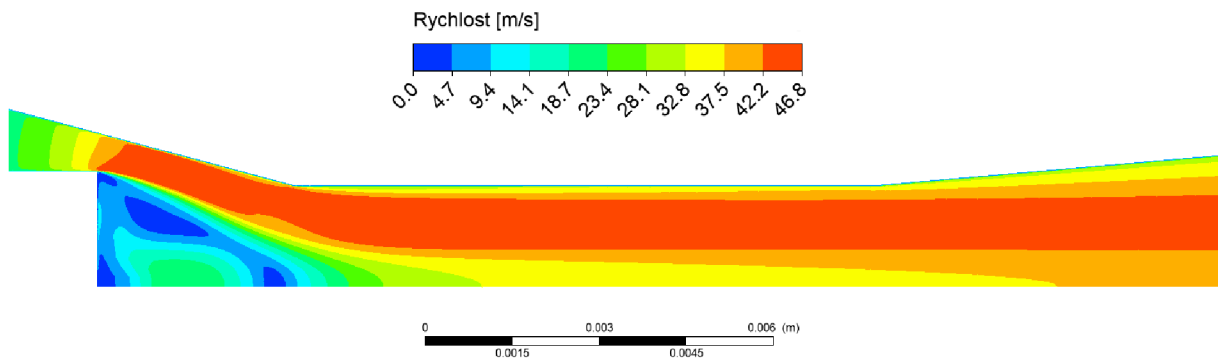
$$\sigma_2 = \frac{p_u - p_v}{p_u - p_d} = \frac{1083204 - 3540}{1083204 - 195000} = 1,22$$

Je vidět, že hodnota σ_1 je vyšší než v případech s nezasunutou elektrodou. To je způsobeno tím, že vlivem zasouvání elektrody dochází ke zmenšování průtočného průřezu mezi

elektrodou a stěnou. Zde pak má voda největší rychlost. Použití σ_1 pro vyhodnocování, tak není vhodné.



Obrázek 42: Detail tlakového pole



Obrázek 43: Detail rychlostního pole

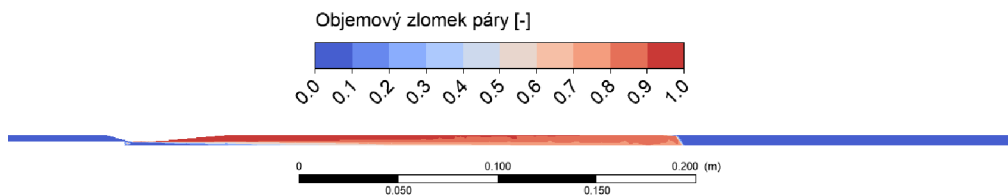
5.3.3.2. Trubice výstupní úhel 5°, elektroda zasunutá 3 mm od hrdla

Simulace probíhala po dobu 0,065 sekundy, za tu dobu bylo dosaženo následujících reziduí:

Tabulka 20: Dosažené rezidua

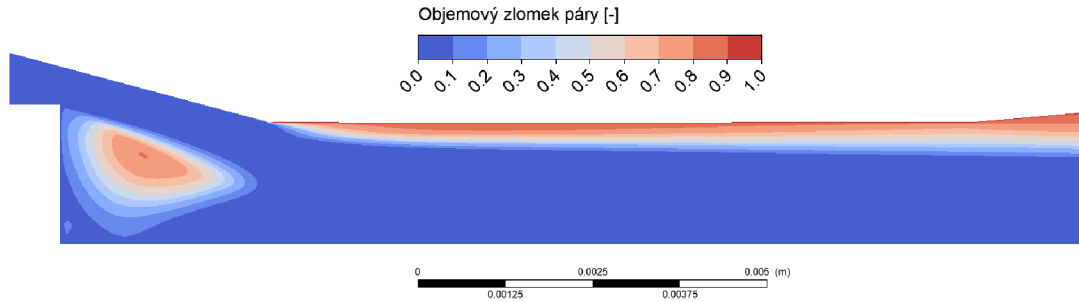
	kontinuita	x – rychlost	y – rychlost	k	ε
rezidua	10^{-5}	10^{-7}	10^{-8}	10^{-6}	10^{-6}

Bylo možné pozorovat vznik superkavitace. Bohužel však dosavadní doba výpočtu nestačila k ustálení kavitační oblasti.



Obrázek 44: Kavitační oblast v trubici

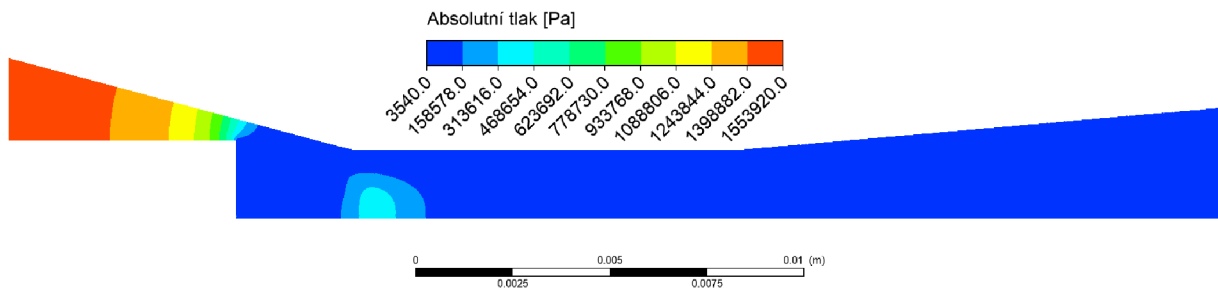
Dále možné pozorovat zvětšování průměru kavitačního prstence za elektrodou, ve kterém docházelo ke zvýšení objemu bublin páry. Vzhledem k dosavadnímu průběhu, kdy se jeho velikost měnila jen zanedbatelně, lze předpokládat, že dosažený rozměr je konečný.



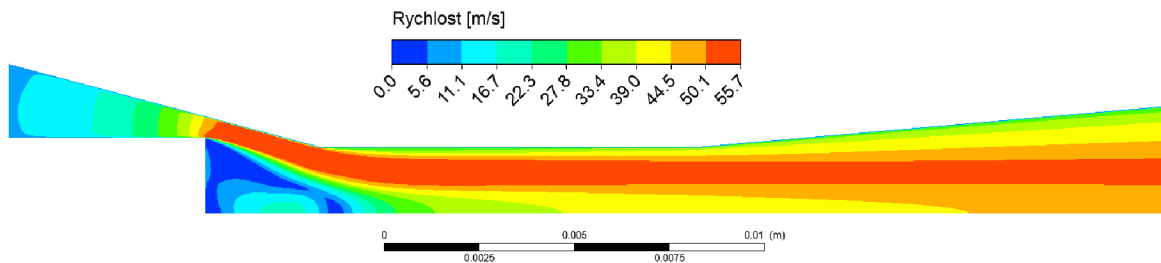
Obrázek 45: Detail kavitace v hrdle trubice

Kavitační číslo bylo počítáno pouze pomocí vztahu (57):

$$\sigma_2 = \frac{p_u - p_v}{p_u - p_d} = \frac{1506225 - 3540}{1506225 - 195000} = 1,15$$



Obrázek 46: Detail tlakového pole v hrdle



Obrázek 47: Detail rychlostního pole v hrdle

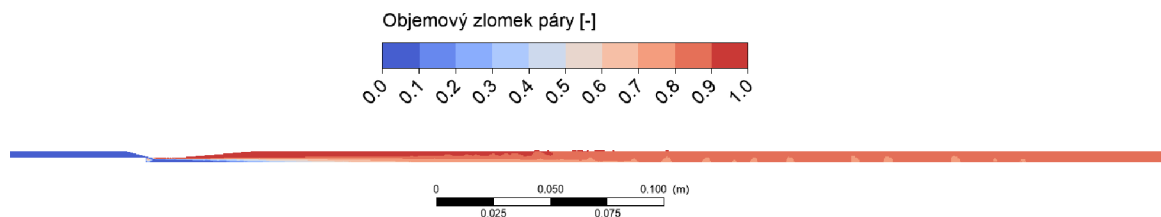
5.3.3.3. Trubice výstupní úhel 5°, elektroda zasunutá 2,7 mm od hrdla

Simulace byla počítána pro 0,1 sekundy, přičemž bylo dosaženo následujících reziduí:

Tabulka 21: Dosažené rezidua

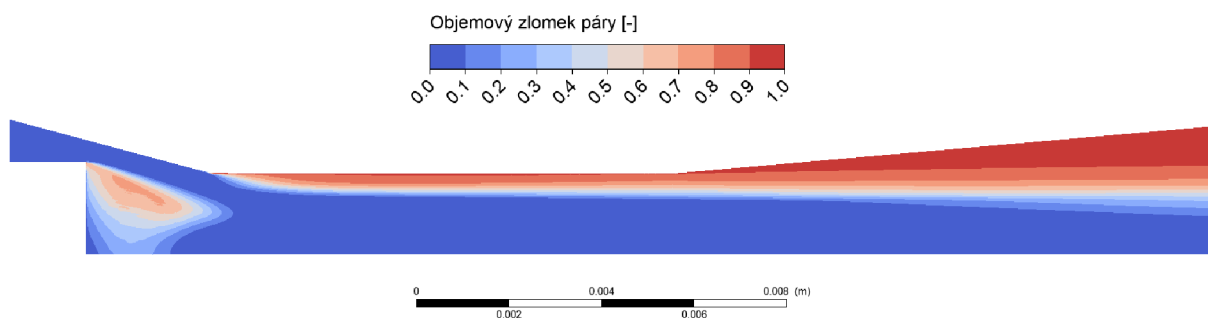
	kontinuita	x - rychlost	y - rychlost	k	ε
rezidua	10^{-3}	10^{-9}	10^{-9}	10^{-7}	10^{-7}

V čase 0,0685 sekundy došlo k vyplnění celé výpočetní domény parou, přičemž objem páry byl větší než 80%.



Obrázek 48: Trubice vyplněná parou

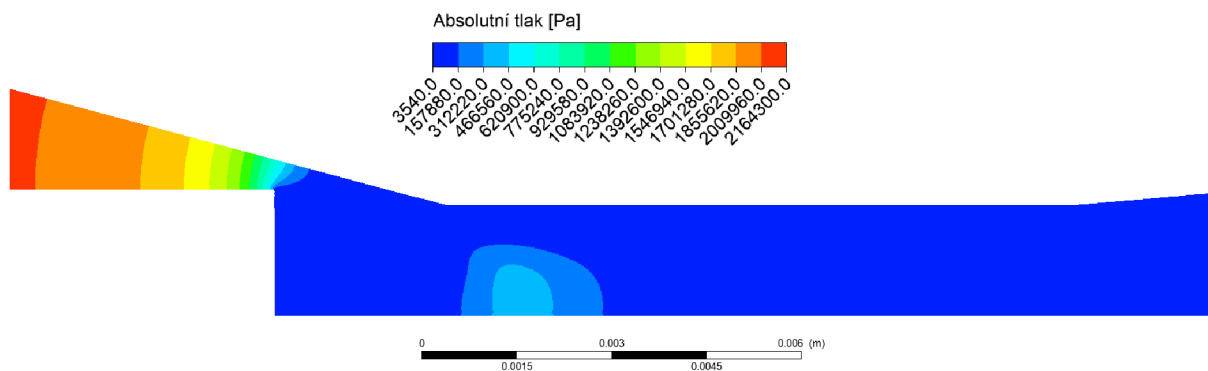
Bylo možné pozorovat neustále se zvětšující oblast vyplněnou parou za vloženou elektrodou, zároveň v ní rostl i procentuální objem páry. Stejně tak tomu bylo i v hrdle, kde se pára vyskytovala dál od stěn než v předchozích případech.



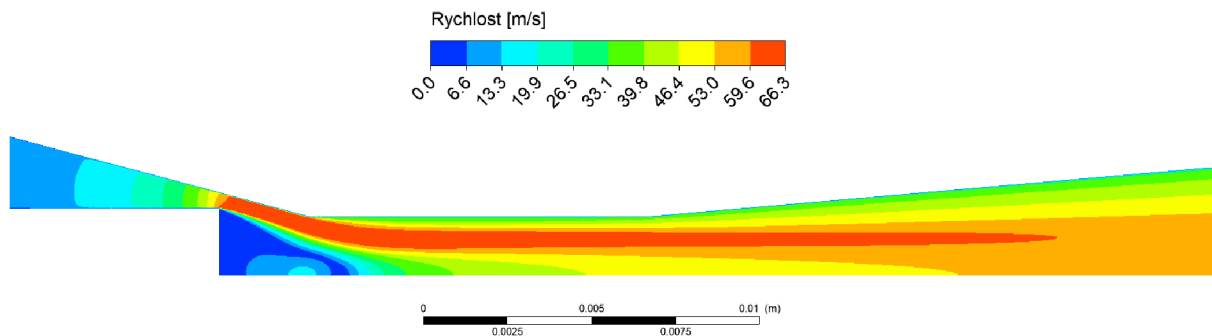
Obrázek 49: Detail hrdla trubice

Kavitační číslo bylo hodnoceno pouze z tlaků, protože vyhodnocování z rychlosti by opět nebylo příliš korektní.

$$\sigma_2 = \frac{p_u - p_v}{p_u - p_d} = \frac{2105097 - 3540}{2105097 - 195000} = 1,1$$



Obrázek 50: Detail tlakového pole v hrdle trubice



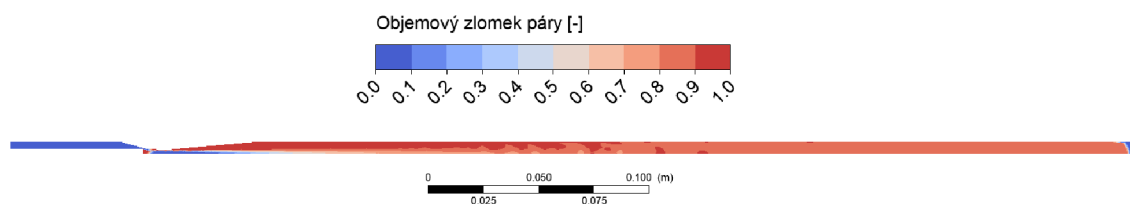
Obrázek 51: Detail rychlostního pole v hrdle trubice

5.3.3.4. Trubice výstupní úhel 5°, elektroda zasunutá 2,25 mm od hrdla

Simulace probíhala po dobu 0,039 sekundy. Po uplynutí tohoto času došlo k vyplnění celé výpočetní oblasti parou, a tak byla ukončena. Velikosti dosažených reziduí jsou uvedeny v následující tabulce:

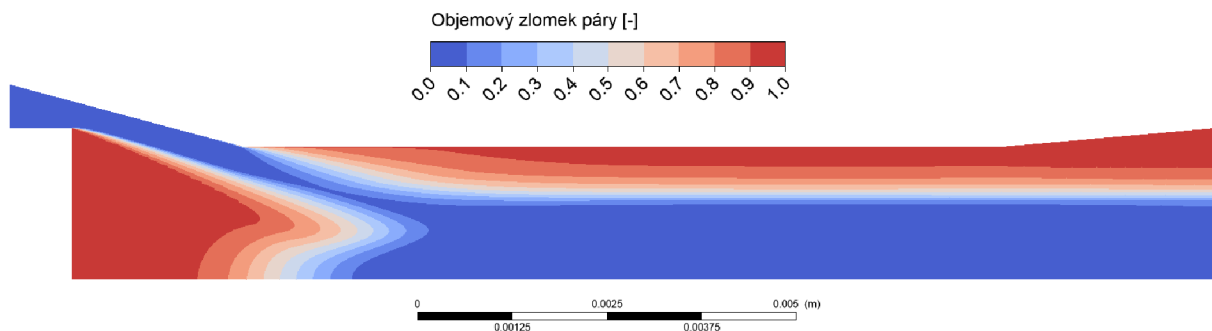
Tabulka 22: Dosažené rezidua

	Kontinuita	x - rychlost	y - rychlost	k	ϵ
rezidua	10^{-4}	10^{-8}	10^{-9}	10^{-7}	10^{-7}



Obrázek 52: Kavitační oblast v trubici

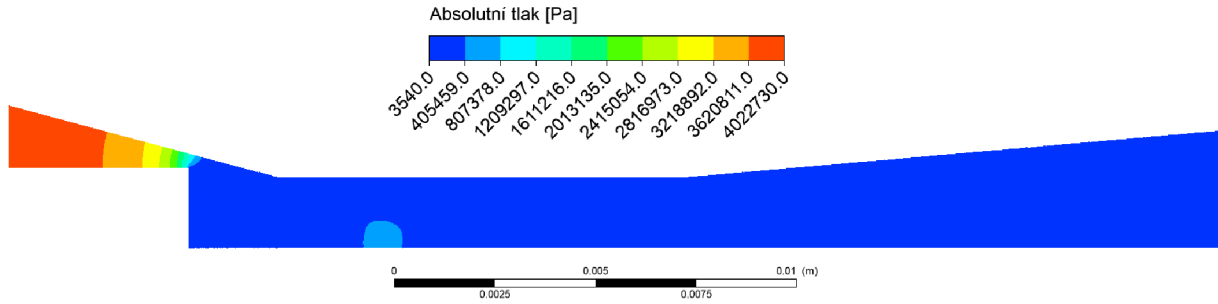
Bylo možné pozorovat největší kavitační oblast za vloženou elektrodou, ve které bylo objemové zastoupení páry více než 90% a vyplňovala téměř celou oblast mezi elektrodou a hrdlem Venturiho trubice.



Obrázek 53: Detail kavitace v hrdle trubice

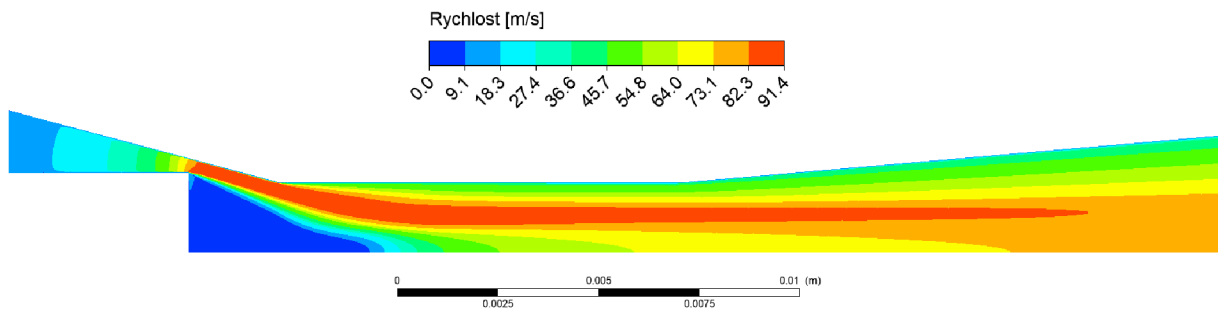
Kavitační číslo bylo opět vyhodnocováno pouze z tlaků:

$$\sigma_2 = \frac{p_u - p_v}{p_u - p_d} = \frac{3951631 - 3540}{3951631 - 195000} = 1,05$$



Obrázek 54: Detail tlakového pole

Vzhledem k nejmenšímu průřezu není překvapující, že i rychlost proudící vody byla nejvyšší ze všech případů.



Obrázek 55: Detail rychlostního pole

5.3.4. Shrnutí

S postupným zasouváním elektrody do konfuzoru bylo možné pozorovat čím dál větší projevy kavitace. Docházelo k růstu superkavitace nejen za hrdlem trubice, kde docházelo k prodlužování oblasti, ale i v hrdle kde narůstala tloušťka kavitační vrstvy. Zároveň mohl být pozorován vývoj kavitační oblasti za vloženou elektrodou, která přecházela z malého prstence vyplněného parou přibližně z 50% až po souvislou oblast, ve které objem páry převyšoval 90%.

Na konci kavitační oblasti za vloženou elektrodou vzniká prostor s poměrně vysokým tlakem, právě zde patrně dochází k zániku bublin páry. Je vidět, že tento prostor se mírně posouvá směrem do hrdla s tím, jak roste velikost kavitační oblasti. Je otázkou, zda zánik kavitační oblasti poměrně blízko elektrody nemůže způsobovat její poškození.

Ze srovnání kavitačních čísel je vidět, že jejich hodnota klesá, jak je zasouvána elektroda směrem k hrdlu a zvětšována kavitační oblast. To odpovídá teoretickým znalostem.

6. Závěr

Diplomová práce se zabývala zařízením CaviPlasma, které je společným patentem Vysokého učení technického v Brně, Masarykovy univerzity a Botanického ústavu Akademie věd ČR. Toto zařízení by se mohlo stát efektivním nástrojem pro čištění vody od sinic nebo od různých organických chemických sloučenin, které jsou obtížně odbouratelné jinými způsoby.

V rešeršní části diplomové práce bylo představeno samotné zařízení. Jelikož CaviPlasma využívá k čištění vody plasmový výboj, byly představeny i jiné „konkurenční“ metody využívající tento princip. Třebaže i ony dosahují teoreticky velmi dobrých výsledků, je jejich častým problémem obtížné nebo velmi energeticky a tudíž i finančně nákladné využití při čištění velkých objemů vod, neboť k zažehnutí výboje je nejprve nutné, aby okolní voda byla teplem elektrody přeměněna na páru. Právě v tom spočívá hlavní výhoda CaviPlasmy, která využívá přirozeného procesu v proudící kapalině, kdy vlivem zvýšení rychlosti kapaliny v hrdle Venturiho trubice dochází až k poklesu tlaku pod tlak sytých par a kapalina se tak přemění v páru „sama od sebe“.

Praktická část se zabývala návrhem geometrie Venturiho trubice pro toto zařízení, přičemž byla snaha najít takové řešení, aby tvorba kavitační oblasti byla co největší. To je důležité hlavně proto, že velikost plazmového výboje je v podstatě stejná jako velikost kavitační oblasti. Čím delší tedy kavitační zóna bude, tím delší bude i výboj a vzroste tak i doba, během které budou probíhat plazmochemické reakce, při kterých dochází k tvorbě chemicky reaktivních částic, jako jsou například OH^\bullet nebo H_2O_2 . Polutanty pak budou déle vystaveny jejich působení a proces čištění se tím výrazně zefektivní.

Proces návrhu probíhal ve dvou částech. V první části byl pozorován vliv úhlu, pod kterým docházelo k rozšiřování difuzoru, na velikost vytvořené kavitační oblasti. Byly zkoumány tři návrhy, u kterých docházelo k rozšiřování pod úhlem 5° , 20° a 90° . Byl pozorován trend zmenšující se výsledné kavitační oblasti s rostoucím výstupním úhlem.

V druhé části byl zkoumán vliv zasouvání elektrody s vysokým napětím dovnitř směrem k hrdlu trubice. K tomuto účelu byla využita geometrie, která v předchozím srovnání vyšla nejlépe vzhledem k velikosti vytvořené kavitační oblasti, tedy s výstupním úhlem difuzoru 5° . Elektroda byla nejprve zasunuta do vzdálenosti 3,39 mm od hrdla tak, že průtočný průřez v místě zasunuté elektrody je nepatrně menší než průtočný průřez hrdlem trubice. Byly pozorovány dva důsledky tohoto zasunutí. Jednak došlo ke zdvojnásobení velikosti kavitační oblasti ve výstupní části trubice, jednak došlo k vytvoření kavitačního kroužku za vloženou elektrodou. Proto byla elektroda zasouvána ještě hlouběji do konfuzoru, a to do vzdáleností 3 mm, 2,7 mm a 2,25 mm. S postupným zasouváním bylo pozorováno zvětšování kavitačních oblastí za trubicí, zvětšování tloušťky kavitační oblasti v hrdle i zvětšování kavitační oblasti mezi elektrodou a hrdlem, která se z prstence vyvinula v souvislou kavitační oblast, navíc s větším poměrným zastoupením bublin páry vůči vodě.

Z výše uvedeného se tak jeví vzhledem k využití v zařízení CaviPlasma jako nejvhodnější řešení použití Venturiho trubice s co nejmenším výstupním úhlem a s co nejvíce zasunutou elektrodou směrem do hrdla.

Otázkou je, zda je tvorba „statické“ kavitační oblasti mezi elektrodou a hrdlem žádoucí. Na jednu stranu bude jistě snadnější zažehnutí výboje, na druhou stranu se za oblastí vytváří prostor vysokého tlaku, kde patrně dochází k zániku bublin a není zcela jisté, zda by to nemohlo mít negativní vliv na elektrodu a způsobovat její poškození. K dalšímu výzkumu se tak nabízí třeba varianta s jiným tvarem hrotu elektrody například ve tvaru kužele. Za ním by nemuselo k tvorbě této oblasti docházet. Navíc by ji bylo možné snáze zasunout až úplně do superkavitační oblasti v hrdle trubice.

Výše uvedené výsledky byly srovnávány za pomoci kavitačního čísla. Podle teoretických znalostí by mělo u menšího čísla dojít k větším projevům kavitace. Tak tomu bylo i při srovnání vypočtených hodnot σ_2 pomocí vzorce počítajícím s tlaky. Použití vztahu pro σ_1 počítajícím s rychlostí pro vyhodnocení není korektní vzhledem k tomu, že vlivem zasouvání elektrody dovnitř dochází ke zmenšení průtočného průřezu pro vodu a nejmenší průřez už není v hrdle, ale mezi elektrodou a stěnou. Voda tak má v hrdle jinou vyšší rychlost.

Ve srovnání s výchozími výpočty [13] se jeví jako zajímavé, že při téměř dvojnásobném tlaku na výstupu docházelo k tvorbě srovnatelné kavitační oblasti při srovnatelném úhlu otevření (při úhlu otevření 20° docházelo k tvorbě stejné kavitační oblasti jako při průměrném úhlu otevření 25° [13]). Průměry potrubí a hrdla Venturiho dýzy byly navrženy stejně v obou případech a jediným rozdílným rozměrem byla délka hrdla, kdy v této práci bylo hrdlo o průměru 3,5 mm dlouhé 10 mm, zatímco ve [13] byl průměr 3,5 mm pouze v jednom bodě. Patrně tak tvorba kavitační oblasti nebude záviset pouze na výstupním úhlu difuzoru, ale i na délce hrdla. Tedy i tato souvislost by mohla být předmětem dalšího zkoumání.

Seznam zdrojů

- [1] RUDOLF, P.; POCHYLÝ, F.; ŠTAHEL, P.; RÁHEL, J.; MARŠÁLEK, B.; ČECH, J.; VUT, MUNI, Botanický ústav AVČR: *Zařízení pro čištění kapalin a způsob čištění kapalin s využitím tohoto zařízení*. 308532, patent. (2020)
- [2] RUDOLF, P.; POCHYLÝ, F.; ŠTAHEL, P.; RÁHEL, J.; MARŠÁLEK, B.; ČECH, J.: Device for treatment of liquids and the method of treatment of liquids with use of this device, PCT/CZ2020/000054, international patent application (2020)
- [3] KOČÍ, V, J BURKHARD a B MARŠÁLEK. Eutrofizace na přelomu tisíciletí. In: *Eutrofizace 2000: sborník semináře*. Praha: VŠCHT Praha, 2000, 3 - 13. ISBN 80-7080-396-7.
- [4] Huisman, J., Codd, G.A., Paerl, H.W. *et al.* Cyanobacterial blooms. *Nat Rev Microbiol* **16**, 471–483 (2018). <https://doi.org/10.1038/s41579-018-0040-1>
- [5] MARŠÁLEK, B. Nadhled nad opatřeními v povodí: prevence vnosu a recyklace fosforu, defragmentace zájmů a široká spolupráce. *Cyanobakterie ...: biologie, toxikologie a management : sborník konference ... Brno*. Chrudim: Vodní zdroje Ekomonitor, [2004]-, s. 11-13. ISBN 978-80-86188-33-1.
- [6] ARCHER, Tom. Fish suffocated in the Lake Erie algae bloom of August 2011, near Pelee Island, Ontario. *National Science Foundation* [online]. [cit. 2022-02-27]. Dostupné z: https://www.nsf.gov/news/news_images.jsp?cntn_id=127400&org=NSF
- [7] ARCHER, Tom. Algae wash ashore in waves on Lake Erie's southeastern shore. *National Science Foundation* [online]. [cit. 2022-02-27]. Dostupné z: https://www.nsf.gov/news/news_images.jsp?cntn_id=127400&org=NSF
- [8] ŘÍHOVÁ AMBROŽOVÁ, J. *Vodní květ*. From *Encyklopedie hydrobiologie : výkladový slovník* [online]. Praha: VŠCHT Praha, 2007 [cit. 2022-02-27]. Available from [www: <http://vydavatelstvi.vscht.cz/knihy/uid_es-006/ebook.html?p=V009>](http://vydavatelstvi.vscht.cz/knihy/uid_es-006/ebook.html?p=V009)
- [9] MARŠÁLEK, Blahoslav, Eliška MARŠÁLKOVÁ, Klára ODEHNALOVÁ, *et al.* Removal of *Microcystis aeruginosa* through the Combined Effect of Plasma Discharge and Hydrodynamic Cavitation. *Water*. 2020, **12**(1). ISSN 2073-4441. Dostupné z: [doi:10.3390/w12010008](https://doi.org/10.3390/w12010008)
- [10] JANČULA, Daniel a Blahoslav MARŠÁLEK. Critical review of actually available chemical compounds for prevention and management of cyanobacterial blooms. *Chemosphere*. 2011, **85**(9), 1415-1422. ISSN 00456535. Dostupné z: [doi:10.1016/j.chemosphere.2011.08.036](https://doi.org/10.1016/j.chemosphere.2011.08.036)
- [11] MATTHIJS, Hans C. P., Daniel JANČULA, Petra M. VISSER a Blahoslav MARŠÁLEK. Existing and emerging cyanocidal compounds: new perspectives for cyanobacterial bloom mitigation. *Aquatic Ecology*. 2016, **50**(3), 443-460. ISSN 1386-2588. Dostupné z: [doi:10.1007/s10452-016-9577-0](https://doi.org/10.1007/s10452-016-9577-0)
- [12] Ru, X.; Yu, Z.B.; Yang, F.; Huang, J.; Gao, L.H.; Sun, L.F. Remediation for Eutrophication by Integrated ECFLFAP-DBDHFP-OW Process. In 2011 International Conference on Environmental Technology and Management; Atlantis Press: Paris, France, 2011; pp. 99–107.
- [13] ČECH, Jan, Pavel ŠTAHEL, Jozef RÁHEL, Lubomír PROKEŠ, Pavel RUDOLF, Eliška MARŠÁLKOVÁ a Blahoslav MARŠÁLEK. Mass Production of Plasma Activated Water: Case Studies of Its Biocidal Effect on Algae and Cyanobacteria. *Water*. 2020, **12**(11). ISSN 2073-4441. Dostupné z: [doi:10.3390/w121113167](https://doi.org/10.3390/w121113167)
- [14] ITO, Masafumi, Jun-Seok OH, Takayuki OHTA, Masaharu SHIRATANI a Masaru HORI. Current status and future prospects of agricultural applications using atmospheric-pressure plasma technologies. *Plasma Processes and Polymers*. 2018, **15**(2). ISSN 16128850. Dostupné z: [doi:10.1002/ppap.201700073](https://doi.org/10.1002/ppap.201700073)

- [15] BOGAERTS, Annemie, Erik NEYTS, Renaat GIJBELS a Joost VAN DER MULLEN. Gas discharge plasmas and their applications. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*. 2002, **57**(4), 609-658. ISSN 05848547. Dostupné z: doi:10.1016/S0584-8547(01)00406-2
- [16] KIM, Hyun-Ha. Nonthermal Plasma Processing for Air-Pollution Control: A Historical Review, Current Issues, and Future Prospects. *Plasma Processes and Polymers*. 2004, **1**(2), 91-110. ISSN 1612-8850. Dostupné z: doi:10.1002/ppap.200400028
- [17] MALIK, Muhammad Arif, Abdul GHAFAR a Salman Akbar MALIK. Water purification by electrical discharges. *Plasma Sources Science and Technology*. 2001, **10**(1), 82-91. ISSN 0963-0252. Dostupné z: doi:10.1088/0963-0252/10/1/311
- [18] JIANG, Bo, Jingtang ZHENG, Shi QIU, Mingbo WU, Qinhu ZHANG, Zifeng YAN a Qingzhong XUE. Review on electrical discharge plasma technology for wastewater remediation. *Chemical Engineering Journal*. 2014, **236**, 348-368. ISSN 13858947. Dostupné z: doi:10.1016/j.cej.2013.09.090
- [19] GAO, Jinzhang, Jie YU, Quanfang LU, Xiaoyan HE, Wu YANG, Yan LI, Lumei PU a Zhiming YANG. Decoloration of alizarin red S in aqueous solution by glow discharge electrolysis. *Dyes and Pigments*. 2008, **76**(1), 47-52. ISSN 01437208. Dostupné z: doi:10.1016/j.dyepig.2006.08.033
- [20] GOMEZ, E., D. Amutha RANI, C.R. CHEESEMAN, D. DEEGAN, M. WISE a A.R. BOCCACCINI. Thermal plasma technology for the treatment of wastes: A critical review. *Journal of Hazardous Materials*. 2009, **161**(2-3), 614-626. ISSN 03043894. Dostupné z: doi:10.1016/j.jhazmat.2008.04.017
- [21] ZHANG, Yanzong, Jingtang ZHENG, Xianfeng QU a Honggang CHEN. Effect of granular activated carbon on degradation of methyl orange when applied in combination with high-voltage pulse discharge. *Journal of Colloid and Interface Science*. 2007, **316**(2), 523-530. ISSN 00219797. Dostupné z: doi:10.1016/j.jcis.2007.08.013
- [22] KOCHA, Tomoji, Mitsune YAMAGUCHI, Hirokazu OHTAKI, Teruo FUKUDA a Takaaki AOYAGI. Hydrogen peroxide-mediated degradation of protein: different oxidation modes of copper- and iron-dependent hydroxyl radicals on the degradation of albumin. *Biochimica et Biophysica Acta (BBA) - Protein Structure and Molecular Enzymology*. 1997, **1337**(2), 319-326. ISSN 01674838. Dostupné z: doi:10.1016/S0167-4838(96)00180-X
- [23] GRYMONPRÉ, David R., Wright C. FINNEY a Bruce R. LOCKE. Aqueous-phase pulsed streamer corona reactor using suspended activated carbon particles for phenol oxidation: model-data comparison. *Chemical Engineering Science*. 1999, **54**(15-16), 3095-3105. ISSN 00092509. Dostupné z: doi:10.1016/S0009-2509(98)00428-X
- [24] QU, Guangzhou, Dongli LIANG, Dong QU, Yimei HUANG, Ting LIU, Hui MAO, Puhui JI a Donglin HUANG. Simultaneous removal of cadmium ions and phenol from water solution by pulsed corona discharge plasma combined with activated carbon. *Chemical Engineering Journal*. 2013, **228**, 28-35. ISSN 13858947. Dostupné z: doi:10.1016/j.cej.2013.04.114
- [25] WANG, Huijuan, Jie LI, Xie QUAN a Yan WU. Enhanced generation of oxidative species and phenol degradation in a discharge plasma system coupled with TiO₂ photocatalysis. *Applied Catalysis B: Environmental*. 2008, **83**(1-2), 72-77. ISSN 09263373. Dostupné z: doi:10.1016/j.apcatb.2008.02.004
- [26] GHEZZAR, M.R., F. ABDELMALEK, M. BELHADJ, N. BENDERDOUCHE a A. ADDOU. Gliding arc plasma assisted photocatalytic degradation of anthraquinonic acid green 25 in solution with TiO₂. *Applied Catalysis B: Environmental*. 2007, **72**(3-4), 304-313. ISSN 09263373. Dostupné z: doi:10.1016/j.apcatb.2006.11.008
- [27] SAHNI, Mayank a Bruce R. LOCKE. Degradation of chemical warfare agent simulants using gas-liquid pulsed streamer discharges. *Journal of Hazardous Materials*. 2006, **137**(2), 1025-1034. ISSN 03043894. Dostupné z: doi:10.1016/j.jhazmat.2006.03.029

- [28] SUN, Bing, Masayuki SATO a J. SID CLEMENTS. Optical study of active species produced by a pulsed streamer corona discharge in water. *Journal of Electrostatics*. 1997, **39**(3), 189-202. ISSN 03043886. Dostupné z: doi:10.1016/S0304-3886(97)00002-8
- [29] NOSKIEVIČ, Jaromír. *Kavitace*. Praha: Academia, 1969, 278 s. : il.
- [30] BRENNEN, Christopher E. *Cavitation and bubble dynamics*. New York: Cambridge University Press, 2014. ISBN 978-110-7644-762.
- [31] ENRÍQUEZ, Oscar R., Christian HUMMELINK, Gert-Wim BRUGGERT, Detlef LOHSE, Andrea PROSPERETTI, Devaraj VAN DER MEER a Chao SUN. Growing bubbles in a slightly supersaturated liquid solution. *Review of Scientific Instruments*. 2013, **84**(6). ISSN 0034-6748. Dostupné z: doi:10.1063/1.4810852
- [32] TINGUELY, Mark. *The effect of pressure gradient on the collapse of cavitation bubbles in normal and reduced gravity*. Lausanne, 2013. Disertace. Švýcarský federální technologický institut v Lausanne.
- [33] SANDER, R. Compilation of Henry's law constants (version 4.0) for water as solvent. *Atmospheric Chemistry and Physics*. 2015, **15**, 4399-4981. ISSN 1680-7324. Dostupné z: doi:10.5194/acp-15-4399-2015
- [34] HOLEČEK, Oldřich. *Chemicko-inženýrské tabulky*. 2. vyd. Praha: VŠChT v Praze, 2007. ISBN 978-80-7080-444-5.
- [35] HENRY, William. III. Experiments on the quantity of gases absorbed by water, at different temperatures, and under different pressures. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*. 1803, **93**, 29-274. ISSN 0261-0523. Dostupné z: doi:10.1098/rstl.1803.0004
- [36] MOORE, Walter J a WALTER MOORE. *Fyzikální chemie*. Praha: SNTL, 1979, 974 s.
- [37] *Co je co v povrchové a koloidní chemii* [online]. Praha: VŠChT Praha, 2005 [cit. 2022-04-10]. Dostupné z: http://147.33.74.135/knihy/uid_es-001/hesla/koeficient_treni.htm
- [38] MOSTINSKY, I.L. *A-to-Z Guide to Thermodynamics, Heat and Mass Transfer, and Fluids Engineering* [online]. 2011 [cit. 2022-04-10]. Dostupné z: doi:10.1615/AtoZ.d.diffusion_coefficient
- [39] GROSS, T. F. a P. F. PELZ. Diffusion-driven nucleation from surface nuclei in hydrodynamic cavitation. *Journal of Fluid Mechanics*. 2017, **830**, 138-164. ISSN 0022-1120. Dostupné z: doi:10.1017/jfm.2017.587
- [40] ŠOB, František. *Hydromechanika*. Brno: CERM, 2002. Učební texty vysokých škol. ISBN 80-214-2037-5.
- [41] ATKINS, P. W. a Julio DE PAULA. *Fyzikální chemie*. Praha: Vysoká škola chemicko-technologická v Praze, 2013. ISBN 978-80-7080-830-6.
- [42] LOWER, Stephen. *Chem1 virtual textbook: a reference text for General Chemistry* [online]. Simon Fraser University [cit. 2022-04-10]. Dostupné z: <http://www.chem1.com/acad/webtext/states/liquids.html>
- [43] DRÁBKOVÁ, Sylva. *Mechanika tekutin*. Ostrava: Vysoká škola báňská - Technická univerzita, [2007]. ISBN 978-80-248-1508-4.
- [44] EPSTEIN, P. S. a M. S. PLESSET. On the Stability of Gas Bubbles in Liquid-Gas Solutions. *The Journal of Chemical Physics*. 1950, **18**(11), 1505-1509. ISSN 0021-9606. Dostupné z: doi:10.1063/1.1747520
- [45] Brennen, Christopher E. (2007) *The Amazing World of Bubbles*. Engineering and Science, 70 (1). pp. 30-41. ISSN 0013-7812 <https://resolver.caltech.edu/CaltechES:70.1.Bubbles>
- [46] KADIVAR, Ebrahim a Bettar OULD EL MOCTAR. *Dynamics of Laser-Induced Cavitation Bubble near Rigid and Flexible Boundaries* [online]. Universität Duisburg Essen [cit. 2022-04-10]. Dostupné z: https://www.uni-due.de/ISMT/ismt_dlcbfrfb_en.php

- [47] BRENNEN, Christopher E. *Fundamentals of multiphase flow*. New York: Cambridge University Press, 2005. ISBN 05-218-4804-0.
- [48] Cavitation in valves. *Val-Matic* [online]. Val-Matic Valve & Mfg., 2018 [cit. 2022-05-15]. Dostupné z: https://www.valmatic.com/Portals/0/pdfs/CavitationinValves_6-18.pdf
- [49] *ANSYS FLUENT 12.0 User's Guide* [online]. ANSYS, 2009 [cit. 2022-05-15]. Dostupné z: <https://www.afs.enea.it/project/neptunius/docs/fluent/html/th/node1.htm>
- [50] SINGHAL, Ashok K., Mahesh M. ATHAVALE, Huiying LI a Yu JIANG. Mathematical Basis and Validation of the Full Cavitation Model. *Journal of Fluids Engineering*. 2002, **124**(3), 617-624. ISSN 0098-2202. Dostupné z: doi:10.1115/1.1486223
- [51] Schnerr, G. H. & Sauer, J. (2001), Physical and Numerical Modeling of Unsteady Cavitation Dynamics, in 'ICMF-2001, 4th International Conference on Multiphase Flow' .
- [52] ÇENGEL, Yunus A. a John M. CIMBALA. *Fluid mechanics: fundamentals and applications*. Third edition. New York: McGraw Hill, [2014]. ISBN 978-0-07-338032-2.

Seznam použitých značek a symbolů

Značka	Základní jednotka	Význam
α	-	objemový zlomek páry
α_0	-	objemový podíl plynné fáze v mraku
β	-	parametr charakterizující kolaps kavitačního mraku
γ	-	koeficient skluzového tření
ζ	-	stupeň přesycení
η_0	Pa·s	dynamická viskozita prostředí
σ	N·m ⁻¹	povrchové napětí
σ	-	kavitační číslo (indexováno 1, 2 dle definice)
σ_i	-	počáteční kavitační číslo
σ_n	Pa	normálové napětí
Φ	J	mezimolekulární potenciál
κ	Pa	objemová stlačitelnost kapaliny
ρ	kg·m ³	hustota tekutiny
ρ_G	kg·m ³	hustota plynu
ρ_l	kg·m ³	hustota kapaliny
ρ_V	kg·m ³	hustota páry
μ_l	Pa·s	dynamická viskozita kapaliny
ν_l	m ² ·s	kinematická viskozita kapaliny
A	m ³ ·s ⁻¹	„nějaká“ funkce
A_0	m	poloměr kavitačního mraku
C_p	-	tlakový koeficient
c	mol·m ⁻³	koncentrace plynu v kapalině
c_∞	mol·m ⁻³	koncentrace plynu v kapalině
c_N	mol·m ⁻³	nasyčená koncentrace kapaliny
D	m·s ⁻¹	difuzní koeficient
$d_{(1,2,...)}$	m	průměr v potrubí
d	m	průměr trhliny
d_b	m	průměr bubliny
F	N	síla mezi molekulami kapaliny
F_σ	N	síla povrchového napětí
F_d	N	dynamická síla
F_{in}	N	síla v bublině od vnitřního tlaku
F_{out}	N	síla v bublině od vnějšího tlaku
F_t	N	síla mezi molekulami kapaliny v tečném směru
F_{VZ}	N	vztlková síla
f	Hz	frekvence
f_G	-	hmotnostní zlomek plynu

Vliv některých parametrů na kavitační vlastnosti dýzy v zařízení pro synergické spojení hydrodynamické kavitace a nízkoteplotního plazma

f_t	-	koeficient tření
f_v	-	hmotnostní zlomek páry
g	$m \cdot s^{-2}$	tíhové zrychlení
H	$mol \cdot m^{-3} \cdot Pa^{-1}$	Henryho konstanta
J	$mol \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$	hustota difuzního toku
K^{px}	Pa	Henryho konstanta
k	m	délka elementu charakterizujícího trhlinu
l	m	délka rozhraní mezi dvěma látkami
l_{ch}	m	charakteristický rozměr
L	m	průměr trysky
M	$kg \cdot mol^{-1}$	molární hmotnost
m	uvedené v textu	množství přidaného katalyzátoru
m_b	kg	hmotnost bubliny
\dot{m}	$kg \cdot s^{-1}$	hmotnostní tok do bubliny
N_b	-	počet bublin v jednotce objemu
\mathbf{n}	-	normálový vektor
n	mol	látkové množství
n_b	m^{-3}	nukleační koncentrace bublin
p	Pa	tlak
p_b	Pa	tlak uvnitř bubliny
p_d	Pa	tlak měřený za hrdlem Venturiho trubice
p_{in}	Pa	tlak uvnitř bubliny
p_{out}	Pa	vnější tlak na bublinu
p_p	Pa	parciální tlak plynu v kapalině
p_{ref}	Pa	referenční tlak
p_u	Pa	tlak měřený před Venturiho trubicí
p_v	Pa	tlak sytých par
p_∞	Pa	tlak v nekonečné vzdálenosti
Q	$m^3 \cdot s^{-1}$	průtok
Q_G	m^3/s	průtok kapaliny
Q_L	m^3/s	průtok plynu
R	$kg \cdot m^{-3} \cdot s^{-1}$	člen určující rychlost fázové změny
R_B	m	průměrný poloměr bubliny v mraku
R_b	m	poloměr bubliny
R_C	m	kritický poloměr bubliny
R_c	$kg \cdot m^{-3} \cdot s^{-1}$	člen určující rychlost kondenzace
R_e	$kg \cdot m^{-3} \cdot s^{-1}$	člen určující rychlost vypařování
r	m	radiální vzdálenost
r_p	m	poloměr částice
S	m^2	plocha
T	K	termodynamická teplota

t	s	čas
U	V	napětí
u	$m \cdot s^{-1}$	rychlost proudění
u_r	$m \cdot s^{-1}$	radiální rychlost
u_{ref}	$m \cdot s^{-1}$	referenční rychlost
V	m^3	objem
V_b	m^3	objem bubliny
V_C	m^3	celkový objem
V_L	m^3	objem kapaliny
V_V	m^3	objem páry
X	-	molární zlomek
x	m	poloha

Přehled konstant

Značka	Hodnota	Jednotka	Význam
k_B	$1,38 \cdot 10^{-23}$	$J \cdot K^{-1}$	Boltzmannova konstanta