



**VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ**

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

**FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ**

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

**ENERGETICKÝ ÚSTAV**

ENERGY INSTITUTE

**VLIV OTEVŘENÍ DIFUZORU NA DYNAMICKÉ  
VLASTNOSTI SPIRÁLNÍ VÍROVÉ STRUKTURY**

INFLUENCE OF DIFUSER'S OPENING ANGLE ON THE DYNAMIC PROPERTIES OF SPIRAL VORTEX  
STRUCTURE

**DIPLOMOVÁ PRÁCE**

MASTER'S THESIS

**AUTOR PRÁCE**

AUTHOR

**Bc. Jan Hazucha**

**VEDOUCÍ PRÁCE**

SUPERVISOR

**Ing. David Štefan, Ph.D.**

**BRNO 2019**

# Zadání diplomové práce

Ústav: Energetický ústav  
Student: **Bc. Jan Hazucha**  
Studijní program: Strojní inženýrství  
Studijní obor: Fluidní inženýrství  
Vedoucí práce: **Ing. David Štefan, Ph.D.**  
Akademický rok: 2018/19

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 otevření difuzoru na dynamické vlastnosti spirální vírové struktury**

### **Stručná charakteristika problematiky úkolu:**

Dynamické vlastnosti spirální vírové struktury jsou závislé nejenom na rychlostním profilu vstupujícím do difuzoru, ale také na geometrii difuzoru. Studium dynamiky spirální vírové struktury je svázáno s problematikou provozu vodních turbín mimo optimum. Bude využito CFD řešiče Ansys Fluent / CFX případně OpenFOAM. Srovnání bude provedeno pro vybraný typ modelu turbulence a hodnotu průtoku. Tlakové pulzace budou vyhodnoceny pomocí FFT. Geometrie pro tvorbu výpočetní sítě je k dispozici.

### **Cíle diplomové práce:**

Cílem diplomové práce je simulace vířivého proudění vytvořeného vírovým generátorem. V důsledku nestabilit, dochází v difuzoru k tvorbě spirální vírové struktury produkující vysoké tlakové pulzace. Výsledkem je posouzení vlivu několika variant otevření difuzoru na dynamické vlastnosti vírové struktury. Zejména vliv na frekvenci, amplitudu a minimální hodnotu tlaku.

### **Seznam doporučené literatury:**

ŠOB, František. Hydromechanika. Vyd. 2. Brno: Akademické nakladatelství CERM, 2008. ISBN isbn978-80-214-3578-0.

NECHLEBA, Miroslav. Vodní turbíny, jejich konstrukce a příslušenství. Praha: SNTL - Státní nakladatelství technické literatury, 1954.

ŠTEFAN, David. Study of the dissipation in spiraling vortical structures. Brno: Vysoké Učení Technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2015. 176s. Vedoucí práce doc. Ing. Pavel Rudolf, Ph.D.

BLÁHA, Jaroslav a Karel BRADA. Hydraulické stroje. Praha: SNTL - Nakladatelství technické literatury, 1992. Učební texty vysokých škol. ISBN 80-03-00665-1.

MUNSON, Bruce R., Donald F. YOUNG a Theodore H. OKIISHI. Fundamentals of fluid mechanics. 3rd ed. New York: John Wiley, c1998. ISBN 0-471-35502-X.

DRÁBKOVÁ, Sylva. Mechanika tekutin [CD-ROM]. Ostrava: VŠB-TUO, 2007 [cit. 2018-10-26]. ISBN 978-80-248-1508-4.

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2018/19.

V Brně, dne 26. 10. 2018



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

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

## **Abstrakt**

Diplomová práce se zabývá CFD simulací spirální vírové struktury v difuzorové části vírového generátoru. Cílem práce je posouzení vlivu změny úhlu otevření difuzoru na frekvenci a amplitudu tlakových pulzací, které jsou zapříčiněny vznikem a následným rozpadem spirální vírové struktury. Dále je zkoumána minimální hodnota tlaku pro každý úhel otevření. Všechny výsledky jsou následně porovnány mezi sebou ve formě grafů znázorňujících průběhy frekvencí či amplitud měřených po délce difuzoru. Byly zkoušeny dva modely turbulence a několik typů sítě.

## **Klíčová slova**

Vírový cop, Francisova turbína, sací trouba, vírový generátor, tlakové pulzace.

## **Abstract**

This master's thesis deals with CFD simulation of spiral vortex structure in the diffuser of swirl generator. The objective of the thesis is to evaluate influence of change in diffuser opening angle on frequency and amplitude of pressure pulsation. All results are compared in charts which shows courses of frequencies and amplitudes along the diffuser. Two different turbulence models and several types of mesh were tested

## **Key words**

Vortex rope, Francis turbine, draft tube, swirl generator, pressure pulsations.

## **Bibliografická citace**

HAZUCHA, Jan. *Vliv otevření difuzoru na dynamické vlastnosti spirální vírové struktury*. Brno, 2019. Dostupné také z: <https://www.vutbr.cz/studenti/zav-prace/detail/117160>. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Energetický ústav. Vedoucí práce David Štefan.

**Prohlášení**

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci na téma Vliv otevření difuzoru na dynamické vlastnosti spirální vírové struktury vypracoval samostatně s využitím literatury a pramenů uvedených v seznamu, který je součástí této práce.

24.5.2019

.....  
Bc. Jan Hazucha

### **Poděkování**

Děkuji panu Ing. Davidovi Štefanovi, Ph.D. za poskytnutí cenných rad, pomoci a dat z jeho disertační práce, které byly využity při vypracování této diplomové práce.

## Obsah

1	Úvod .....	9
2	Vířivé proudění.....	11
2.1	Základní pojmy vířivého proudění.....	11
3	Modely víru .....	14
3.1	Model rotace tuhého tělesa.....	14
3.2	Potenciální vír .....	14
3.3	Lambův model víru .....	15
3.4	Rankinův model víru.....	15
4	Proudění v sací troubě Francisovy turbíny mimo optimum .....	17
4.1	Proudění v sací troubě při podoptimálním průtoku.....	18
4.2	Proudění v sací troubě při nadoptimálním průtoku.....	19
5	Sací trouba .....	20
6	Vírový generátor.....	22
6.1	Geometrie vírového generátoru.....	22
6.2	Data z experimentu.....	23
6.3	Geometrie použité při CFD simulaci .....	25
7	CFD Simulace.....	26
7.1	Výpočetní síť .....	27
7.2	Model turbulence.....	29
7.3	Okrajové podmínky.....	31
7.4	Nastavení řešiče.....	31
8	Výsledky.....	32
8.1	Frekvence tlakových pulzací.....	33
8.2	Amplitudy tlakových pulzací .....	35
8.3	Hodnoty minimálního tlaku .....	36
9	Závěr.....	40
	Seznam použitých zdrojů.....	42
	Seznam použitých veličin .....	44
	Seznam příloh .....	45



## 1 Úvod

Vzhledem k nárůstu výroby energie z obnovitelných zdrojů závislých na klimatických podmínkách (tj. fotovoltaické a větrné elektrárny), je v dnešní době potřeba rychle a efektivně regulovat napětí v rozvodné síti. K tomuto účelu se výborně hodí vodní elektrárny, kde lze turbínu relativně rychle spustit / odstavit a tím efektivně reagovat na fluktuace v rozvodné síti. Nejlépe se k tomuto účelu hodí přečerpávací elektrárny, které jsou založeny na čerpadlové turbíně, kde geometrie oběžného kola je podobná Francisově turbíně.

Francisova turbína byla vyvinuta roku 1849 Jamesem B. Francistem. V minulosti byla využívána jako pohony mlýnů, pil či drobných živností a s pozdějšími modifikacemi, které vedly ke zlepšení účinnosti, se turbína vyrovnala parnímu stroji a byla často využívána v městských elektrárnách nebo ve velkých průmyslových závodech. Turbíny je obecně možné rozdělit do dvou skupin dle uložení hřídele, na horizontální a vertikální. [1][2]

V současnosti patří Francisova turbína k nejpoužívanějším turbínám ve světě vodních elektráren. Díky její provozuschopnosti v čerpadlovém režimu se často využívá v přečerpávacích vodních elektrárnách. V České republice se nachází PVE Dlouhé stráně, kde jsou instalovány dvě reverzní Francisovy turbíny. PVE Dlouhé stráně se mohou chlubit hned několika technickými „nej“ nejen v ČR, ale také v Evropě. Jedná se o vodní elektrárnu s největším spádem v České republice, který činí 510,7 m, dále má největší instalovaný výkon v ČR, který je 2 x 325 MW a také má největší reverzní turbínu v Evropě (325 MW). [3]

Diplomová práce se zabývá studiem spirální vírové struktury charakterizující proudění v sací troubě Francisovy turbíny při průtoku menším, než je průtok optimální. To znamená průtok, který je charakteristický pro částečné zatížení stroje. Takovýto stav bývá obvyklý právě v důsledku regulace elektrické sítě, kdy je potřeba generovat nižší výkon, než na který byla turbína navržena. Takovýto provozní režim ale sebou nese několik negativních jevů. Prvním z nich je nižší účinnost přeměny disponibilní hydro energie do energie elektrické. Zejména proto, že geometrie Francisovy turbíny je obvykle navržena pouze na provozní bod maximální účinnosti, tj. na jeden daný průtok. Výstupní úhel lopatky oběžného kola Francisovy turbíny je pevně dán, a proto je znemožněna reakce na změnu průtoku. Druhým a podstatně důležitějším jevem je, že vlivem rychlostního profilu za oběžným kolem dochází v kuželu sací trouby k proudění s velkou tangenciální rychlostí a následně v důsledku nárůstu tlaku po délce difuzoru k tzv. spirálnímu rozpadu víru. V turbinářské terminologii se takovýto vírové struktury říká vírový cop. Tento jev je doprovázen řadou nepříjemností, jako je hluk, vibrace a tlakové pulzace. Právě tlakové pulzace mají negativní vliv na životnost některých částí a mohou mít za následek vážné poškození strojního i stavebního vybavení vodní elektrárny.

Vzhledem k tomu, že byl vírový cop v savce Francisovy turbíny častým předmětem studií, byl na pracovišti Odboru fluidního inženýrství v minulosti vytvořen vírový generátor, který umožňuje experimentální měření dynamických vlastností spirálního víru na geometricky jednodušším zařízení, než je kompletní model turbíny.

Pro účely této práce je použita geometrie difuzoru vírového generátoru, která odpovídá experimentálnímu zařízení, které bylo použito při experimentálním měření v disertační práci mého vedoucího Ing. Davida Štefana, Ph.D. Tato geometrie slouží jako referenční a má následující rozměry: vstupní průměr potrubí 53,6 mm, výstupní průměr 98 mm, délka difuzoru 221 mm a úhel otevření difuzoru 11,5°.

V diplomové práci bude následně provedena modifikace referenční geometrie. Dojde k upravení úhlu otevření difuzoru při zachování jeho délky a vstupního průměru. Pro porovnání s referenční geometrií byly vybrány úhly otevření  $17,2^\circ$ ,  $14,3^\circ$ ,  $8,6^\circ$  a  $5,7^\circ$ . Pro všechny úhly otevření bude provedena CFD simulace ve výpočetním software Ansys Fluent. Byl testován vliv sítě a modelů turbulence. Geometrie byla omezena pouze na část bez lopatek, kdy jako vstupní okrajová podmínka se použil předem napočtený rychlostní profil samostatné lopatkové části. Pro referenční geometrii jsou k dispozici experimentální záznamy tlaku po délce difuzoru, které poslouží k validaci CFD modelu.

Hlavním cílem práce je posouzení vlivu zvolených variant otevření difuzoru na dynamické vlastnosti simulované vírové struktury. Sledován bude hlavně vliv na frekvenci, amplitudu a minimální hodnotu tlaku. Pro referenční geometrii s úhlem otevření difuzoru  $11,5^\circ$  bylo dříve zjištěno, že spirální vírová struktura je v čase nestabilní – spirální vír periodicky vzniká a rozpadá se s příslušnou frekvencí odpovídající synchronním pulzacím. Vzhledem k tomu docházelo i k poklesu frekvence rotace (asynchronních pulzací) spirálního víru po délce difuzoru. Proto bude posouzen vliv otevření difuzoru i na tento jev.

Výsledky práce by měly pomoci k pochopení vazby dynamických vlastností spirálního víru na geometrické proporce difuzoru.

## 2 Vířivé proudění

S vířivým prouděním se denně setkává úplně každý. Může se jednat o ty nejmenší vzdušné víry, které mohou být vyvolány sebemenším pohybem a zůstanou bez povšimnutí a nijak neovlivňují život na Zemi. V přírodě se rovněž vyskytují víry, které jsou mnohem větší a mají více energie. Jedná se například o tornáda, která mohou mít průměr několika metrů nebo hurikány, které mají průměr několik desítek až stovek kilometrů.

Jak docházelo k rozvoji technických oborů, začal si člověk všimnout, že víry ovlivňují chod strojů, ať už se jednalo o stroje hydraulické nebo o letadla a všechny možné dopravní prostředky. Ve většině případů je vír či vířivé proudění vnímáno jako nežádoucí jev. Například víry na vstupu do čerpadla mají za následek přisávání vzduchu, nebo víry v savce vodní turbíny, které mohou způsobit tlakové pulzace, zpětné proudění a odtrhávání proudu od stěny. Výše zmíněné jevy způsobují v hydraulických strojích ztráty. Je to energie disipována vířivým prouděním, která snižuje účinnost hydraulických strojů, a proto se vyplatí tyto fyzikální jevy sledovat a snažit se jim předcházet.

Vířivé proudění však nemá jen samé zápory. Byly zkonstruovány stroje, které využívají toho fyzikálního jevu. Za zmínku stojí vířivé čerpadlo a vířivá turbína. Vířivé proudění bývá také používáno k efektivnímu promíchávání směsí.

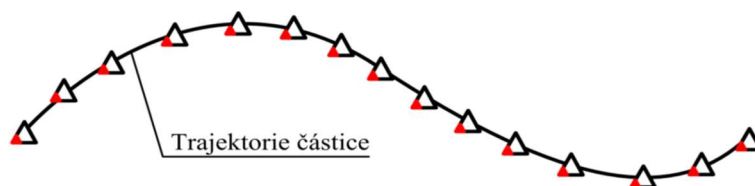
### 2.1 Základní pojmy vířivého proudění

Jednou ze základních veličin popisujících vířivé proudění je vektor víru rychlosti  $\Omega$ , který je možno definovat více způsoby. V rovnici (2.1) [4] je využito diferenciálního operátoru  $\nabla$ . Další rovnice (2.2) je zapsaná pomocí Einsteinovy sumační symboliky. [4]

$$\Omega = \nabla \times c \quad (2.1)$$

$$\Omega_i = \varepsilon_{ijk} \frac{\partial c_k}{\partial x_j} \quad (2.2)$$

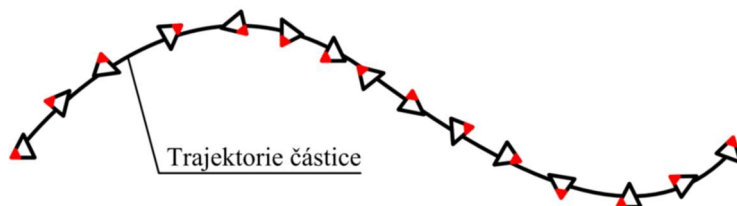
Je-li hodnota vektoru víru rychlosti nulová, jedná se o potenciální proudění, které je nevířivé. Projevuje se to tak, že částice pohybující se po přímkách nebo po křivkách (proudnicích), vzhledem k pozorovateli neotáčejí kolem své osy.



Obr. 2.1 Pohyb částice při nevířivém proudění [3]

Jestliže je hodnota vektoru víru rychlosti nenulová, jedná se o vířivé proudění a částice se vůči pozorovateli pohybují, a navíc se otáčejí kolem své vlastní osy. Při pohybu ideální kapaliny převažuje potenciální proudění, avšak v místech s velkým rychlostním gradientem vzniká vířivé proudění, např. v mezní vrstvě, v místě odtržení mezní vrstvy a při obtékání hran, koutů nebo překážek. [6]

Dalším důležitým pojmem je vírová čára, jedná se o myšlenou křivku, pro kterou platí, že vektor rychlosti je tečný v každém jejím bodě a dává nám představu o rozložení vířivosti. Platí pro ni následující vztah. [4]



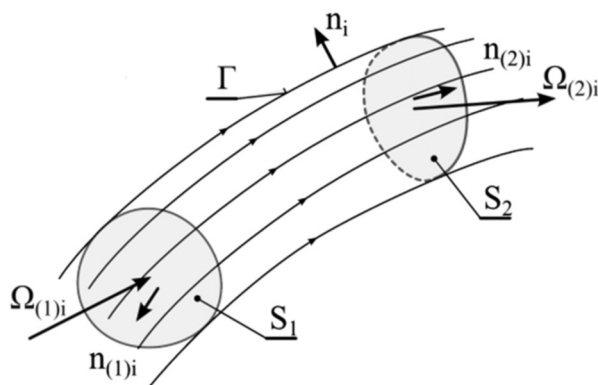
Obr. 2.1 Pohyb částice při vířivém proudění [4]

$$\frac{dx_1}{\Omega_1} = \frac{dx_2}{\Omega_2} = \frac{dx_3}{\Omega_3} = konst \quad (2.3)$$

Pomocí vírové čáry je možné definovat vírovou trubici. Vírová trubice je tvořena vírovými čarami, které procházejí uzavřenou křivkou, která sama není vírovou čarou. Tok vektoru víru rychlosti uzavřenou plochou je vyjádřen rovnicí (2.4). Z definice vyplývá, že tok vektoru víru rychlosti stěnou vírové trubice je nulový. Po úpravě rovnice je získán vztah pro tok vektoru víru rychlosti plochou  $S$ , který představuje intenzitu víru  $\mu$ , viz rovnice (2.5), ve které  $\Omega_n$  představuje složku vektorů víru rychlosti kolmou na řez  $S$ . [4]

$$\int_{S=S_1+S_2+\Gamma} \Omega_i n_i dS = \int_{S_1} \Omega_{(1)i} n_{(1)i} dS + \int_{S_2} \Omega_{(2)i} n_{(2)i} dS + \int_{\Gamma} \Omega_i n_i dS = 0 \quad (2.4)$$

$$\mu = \int_S \Omega_n dS \quad (2.5)$$



Obr. 2.2 Vírová trubice [4]

Intenzita se podél vírové trubice nemění. Z čehož vyplývá, že trubice je buď nekonečná (uzavřený prsteneček) nebo se dotýká některé z hranic oblasti (stěna, dno, vodní hladina). Tento závěr se nazývá druhou Helmholtzovou větou o prostorovém zachování víru. [4]

V praxi není možné přímé měření hodnot vektoru víru rychlosti, a proto je zavedena cirkulace rychlosti  $\Gamma$ . Ta umožňuje nepřímé určení hodnoty intenzity víru na základě zjištěného rychlostního pole. Cirkulace rychlosti je definována jako křivkový integrál složky rychlosti tečné k uzavřené křivce  $k$ , viz rovnice (2.8). [3]

$$dk_i = \tau_i dk = dx_i \quad (2.6)$$

$$c_{(t)} = c_i \tau_i \quad (2.7)$$

K popsání cirkulace rychlosti je využito rovnic pro element křivky (2.6) a tečnou rychlost (2.7). V obou dvou rovnicích vystupuje člen  $\tau_i$ , který reprezentuje jednotkový vektor tečný k vírové čáře. [3]

$$\Gamma = \oint_k c_{(t)} dk = \oint_k c_i \tau_i dk = \oint_k c_i dx_i \quad (2.8)$$

### 3 Modely víru

Vír je velmi častým jevem při proudění kapaliny a při provozování energetických strojů jako jsou čerpadla či turbíny mívá za následek spíše negativní než pozitivní účinky. Může dojít například ke vzniku vírového copu v sací troubě nebo k odtržení mezní vrstvy od stěny za ohybem a ke zpětnému proudění. Modely víru lze použít k jednoduchému analytickému popisu vířivého proudění. V následujících podkapitolách jsou stručně nastíněny některé z nich. [5]

#### 3.1 Model rotace tuhého tělesa

V tomto případě je základním předpokladem to, že je obvodová složka rychlosti přímo úměrná poloměru, tedy vzdálenosti bodu od osy rotace. Celý model proudění je možno brát jako rotace tuhého tělesa, z toho vyplývá, že obvodová rychlost  $\omega$  bude mít ve všech bodech stejnou hodnotu. K definování obvodové rychlosti je nutné zavést polární souřadnice  $(r, \theta)$ , viz rovnice (3.1). [7]

$$c_{\theta} = \omega_0 r \quad (3.1)$$

Obvodová rychlost  $\omega_0$  je v tomto případě konstanta. Vzhledem k tomu, že obvodová rychlost  $\omega$  je ve všech bodech modelu stejná, je možné považovat hodnoty těchto dvou obvodových rychlostí za totožné. [7]

#### 3.2 Potenciální vír

Tento model víru platí pro ideální kapalinu, která je nestlačitelná a neviskózní, jde o nejjednodušší model. Je popsán jako případ, kdy pro všechny částice ve sledované oblasti, kromě částic ležících na vírové čáře platí podmínka nevířivého proudění, viz rovnice (3.2). [5]

$$\text{rot } c = 0 \quad (3.2)$$

V kapalině je vyvolán translační pohyb okolo vírové čáry, který mají za následek rotující částice na vírové čáře. Potenciální vír lze modelovat za předpokladu, že se jedná o ideální kapalinu, a v té platí Helmholtzovy věty, které říkají, že v takto definované kapalině nemůže vířivost vznikat ani zanikat, a že intenzita víru je časově a prostorově neměnná. Což je možné vyložit tak, že vírová vlákna jsou buď nekonečná, nebo uzavřená.

Dalším poznatkem, který vychází z Helmholtzových vět, je to, že vířivost je vázána na konkrétní částice a nepřenáší se z jedné na druhou. Rychlosti kolem vírového vlákna mají hyperbolický průběh a je-li známa cirkulace  $\Gamma$  kolem vírového vlákna, pak pro rychlost platí vztah z rovnice (3.3) a (3.4). [5]

$$c = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{r}{r_c^2} \quad (3.3)$$

$$c_i = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{r^2} \varepsilon_{i3k} (x_k - x'_k) \quad (3.4)$$

Veličina  $x_k$  je souřadnice polohy víru a  $x'_k$  je souřadnice bodu, ve kterém hledáme rychlost. Při pohledu na rovnici (3.3) je patrné, že se zmenšující se vzdáleností od osy rotace se zvyšuje rychlost  $v_i$ , což neodpovídá realitě. Ve skutečnosti tomu je právě naopak. Rychlost se vlivem viskózních sil snižuje a dostává se až k nule. Z toho vyplývá, že tento model odpovídá skutečnosti pouze ve větších vzdálenostech od vírového vlákna. [5]

### 3.3 Lambův model víru

Tento model rovinného víru platí pro nekonečně rozlehlý prostor, vyplněný nestlačitelnou kapalinou a je v něm možné najít řešení Navier-Stokesových rovnic. Závislost rychlosti na vzdálenosti je dána vztahem:

$$c(r, t) = \frac{\Gamma_0}{2\pi r} \left[ 1 - e^{-\frac{r^2}{4vt}} \right] \quad (3.4)$$

V řešení je zahrnut vliv kinematické viskozity  $\nu$ , difuze víru a rovněž časová závislost rychlostního profilu. Tento analytický model umožňuje srovnávat další modely víru. Avšak nelinearita Navier-Stokesových rovnic zabraňuje použití zákonu superpozice, což znamená, že na rozdíl od případu potenciálního víru není možné v určitém bodě počítat účinky více vírů. [5]

### 3.4 Rankinův model víru

Skutečné víry mají jádro, které rotuje téměř jako pevné těleso a ve větší vzdálenosti od osy rotace se chovají jako potenciální vír. V Rankinově modelu víru jsou spojeny charakteristické vlastnosti modelu rotace tuhého tělesa a potenciálního víru. Ve větších vzdálenostech od vírové čáry má obvodová rychlost téměř stejný průběh jako u potenciálního víru. Problém modelu potenciálního víru nastává s přiblížením k ose rotace, kde hodnota obvodové rychlosti skokově narůstá až k nekonečnu, což neodpovídá realitě. Proto jsou do tohoto modelu přidány i vlastnosti modelu rotace tuhého tělesa. V případě skutečného víru se obvodové rychlosti směrem k ose rotace blíží k nule. [7]

Spojením dvou modelů vírů vzniká teoretické rozhraní, na kterém může dojít k fyzikálním nesrovnalostem, jako například nespojitosti rychlostí nebo se samotnou definicí vírového jádra a jeho interpretací. Průběhy rychlostí jsou dány vztahy jak pro vírové jádro, tak i pro oblast mimo jádro.

Pro  $r < r_c$  platí:

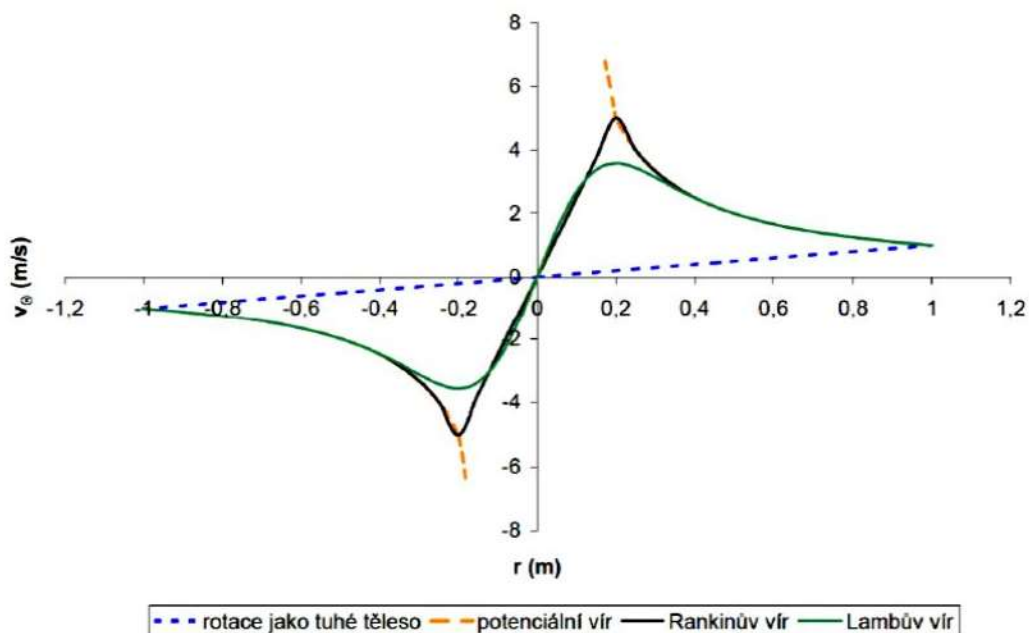
$$c = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1r}{r_c^2} \quad (3.4)$$

pro  $r > r_c$

$$c = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{r_c} \quad (3.4)$$

V rovnicích (3.3) a (3.4) člen  $r_c$  má význam poloměru vírového jádra. Jako poloměr vírového jádra považoval Rankin místo, kde se rychlost u modelu potenciálního modelu víru rovná maximální rychlosti Lambova modelu. Z tohoto bodu pak hodnota rychlosti lineárně klesá k nule. Výhodou toho modelu je, že v oblasti mimo vírové jádro je možné uplatnit princip superpozice, avšak nesmí docházet k překrývání vírových vláken. [5]

Na Obr. 3.1 jsou znázorněny průběhy rychlostí v závislosti na vzdálenosti od jádra víru určené pomocí rovnic pro jednotlivé modely vírů

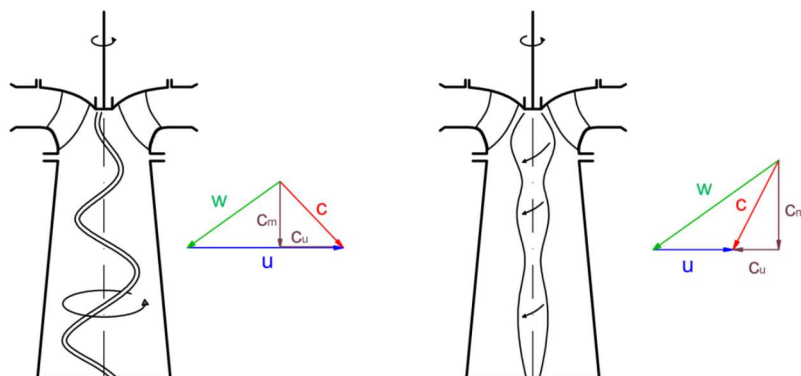


Obr. 3.1 Porovnání jednotlivých modelů vírů [8]



## 4 Proudění v sací troubě Francisovy turbíny mimo optimum [9]

Jak bylo zmíněno v úvodu, lopatky Francisovy turbíny jsou navrhovány na určitou hodnotu průtoku a jejich výstupní úhly jsou pevně dány a nedají se regulovat dle aktuálního průtoku, jak je tomu třeba u Kaplanovy turbíny, v jejíž sacce se vírový cop téměř nevyskytuje. Je-li turbína provozována v blízké oblasti návrhového bodu, jsou složky rychlosti ve výstupním rychlostním profilu převážně axiální. Při provozování turbíny mimo oblast optimálního průtoku, dochází v sací troubě ke vzniku vírového copu, který je indikován značnými tangenciálními složkami absolutní rychlosti  $c_u$  ve výstupním rychlostním profilu, viz Obr. 4.1.



Obr. 4.1 Vírový cop při podoptimální a nadoptimálním zatížení [11]

Provozování mimo optimum je možné rozdělit na průtoky nižší a vyšší, než je optimální průtok, které jsou pak pojmenovány jako průtoky nadoptimální a podoptimální. V případě podoptimálního průtoku dochází v sací troubě ke vzniku vírového copu, jehož smysl rotace je stejný jako rotace oběžného kola turbíny. Při nadoptimálním průtoku rovněž dochází ke vzniku vírového copu, avšak jeho smysl rotace je opačný od smyslu rotace oběžného kola turbíny. Rozdílný smysl otáčení vírového copu při nadoptimálním a podoptimálním průtoku má vliv na charakteristický tvar vírové struktury. Při podoptimálním průtoku vzniká vírová struktura, která má spirální tvar (Obr. 4.1 vlevo), kdežto při nadoptimálním průtoku dochází ke stabilizaci vírové struktury v ose rotace a vzniká osově symetrický vír, jak je možno vidět na Obr. 4.1 vpravo.

Přítomnost vírového copu v sací troubě je vždy spojena s řadou nepříjemných jevů. Hlavním problémem jsou tlakové pulzace v radiálním i axiálním směru. Ty mohou vést ke vzniku hluku, vibrací a kavitace. Všechny tyto jevy dohromady mají za následek snižování životnosti jednotlivých komponent strojního zařízení a mohou dokonce způsobit poškození stavební konstrukce elektrárny.

K vyjádření míry zavíření v proudu v oblasti sací trouby se využívá vírové číslo  $Sr$  z anglického názvu *Swirl ratio*. Jedná se o bezrozměrný parametr, který je poměr axiálního momentu hybnosti a axiálního toku hybnosti, viz rovnice (4.1), kde  $R$  je vstupní průměr do sací trouby,  $c_m$  a  $c_t$  jsou axiální a radiální složky rychlosti.

$$Sr = \frac{1}{R} \frac{\int_0^R c_m c_t r^2 dr}{\int_0^R c_m^2 r dr} \quad (4.1)$$

## 4.1 Proudění v sací troubě při podoptimálním průtoku

Vírový cop v sací troubě při takovém zatížení turbíny má spirální tvar, je tedy osově nesymetrický. Jeho charakter a vlastnosti se mění v závislosti na vzdálenosti od návrhového bodu. Tyto změny je možné pozorovat v určitých pásmech, která je možno vyjádřit v procentech optimálního průtoku  $Q_{opt}$ .

První zaznamenané pásmo má rozsah 70-80 %  $Q_{opt}$ . V tomto pásmu vzniká spirální vír, jehož rotace má stejný smysl jako rotace oběžného kola turbíny. Po provedené frekvenční analýzy bylo zjištěno, že tlakové pulzace mají stejnou frekvenci jako precese víru. Byly zde rovněž zaznamenány tlakové pulzace s frekvencí blížíící se násobkům frekvence šroubovitého víru.



Obr. 4.2 Vírový cop při podoptimálním provozu (vlevo) [11], Zdvojený vírový cop (vpravo) [12]

Dalším významným pásmem je oblast 50-85 %  $Q_{opt}$ . Zde rovněž dochází ke vzniku spirálního víru a jeho smysl otáčení je stejný jako rotace oběžního kola turbíny. Frekvence precesního pohybu je v tomto případě stejná jako frekvence tlakových pulzací nižší než frekvence otáček oběžného kola, pohybuje se v rozsahu 20-40 % hodnoty frekvence otáček oběžného kola.

Klesne-li průtok na 40-50 % hodnoty  $Q_{opt}$ , dochází k rozpadu vírového copu na mnoho menších vírů, což je způsobeno velkou vířivostí při malých axiálních rychlostech. To vše má za následek, že tlakové pulzace ztrácí svůj periodický charakter a změní se v širokopásmový šum.

Ve velmi malém rozmezí průtoků může dojít ke vzniku dvou vírových copů, které jsou vůči sobě posunuty o 180°, jak je možné vidět na Obr. 4.2 (vpravo). Tato okolnost je snadno zjištělná, protože při ní dochází ke skokovým změnám u měřených hodnot.

## 4.2 Proudění v sací troubě při nadoptimálním průtoku

V případě nadoptimálního proudění se vírový cop objevuje zřídka. Jeho tvar je převážně osově symetrický. Vír nevykonává precesní pohyb a udržuje se převážně v ose rotace. Nicméně se stále projevuje pravidelnými a silnými tlakovými pulzacemi.

U některých turbín se však může objevit i spirální vír. Tento jev je pravděpodobně spojen s nízkou axiální rychlostí proudění v oblasti náboje oběžného kola a tím pádem je možné se tomuto jevu vyhnout vhodným návrhem geometrie oběžného kola. V současnosti se spirální vír při nadoptimálním provozu téměř nevyskytuje. Vírový cop se často vyskytuje, ale nemusí být vždy viditelný. Někdy tomu tak je v důsledku vzniku kavitace, tj. při vyšších hodnotách kavitačního čísla.

## 5 Sací trouba [13]

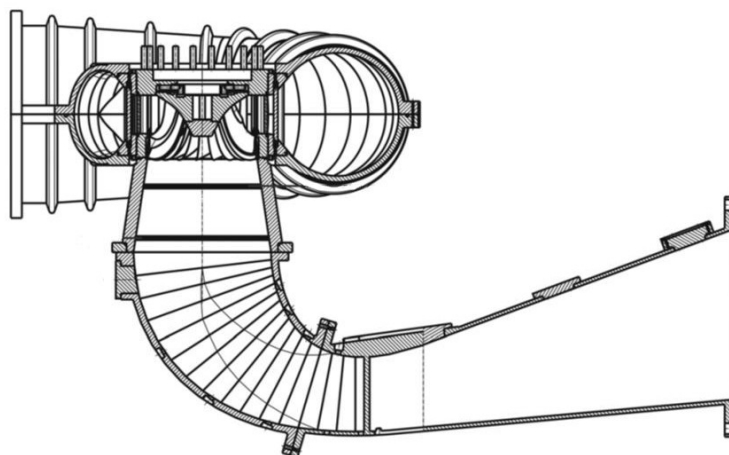
Ve všech systémech využívajících vodní turbíny je snahou, aby bylo maximálně využito spádu. Turbína se může umístit co nejbližší hladině spodní vody tak, aby se nezatapila v případě, že dojde ke zvýšení hladiny v důsledku vydatných dešťů, jarního tání sněhu a podobně. V případě takového umístění turbíny stále není využito veškeré potenciální energie vody, ta totiž po opuštění výtokového průřezu oběžného kola volně padá, aniž by konala užitečnou práci.

Aby došlo k plnému využití spádu, měla by být turbína umístěna pod hladinou spodní vody. Tím by se však zhoršil přístup k turbíně, což by bylo velmi nepraktické. Kvůli špatné přístupnosti se uplatňuje sací trouba. Jedná se o systém, ve kterém je turbína i oběžné kolo umístěno nad hladinou spodní vody. Oběžné kolo je obklopeno vzduchotěsnou troubou, která je spojena s rozváděcím kolem a sahá až pod hladinu spodní vody. V důsledku čehož je oběžné kolo vyplněno vodou, aniž by turbína byla umístěna pod hladinou spodní vody. Také nedochází ke ztrátě na spádu, protože sací trouba je zcela zaplavena vodou, a ta svou vahou snižuje tlak ve výstupním průřezu oběžného kola. Dochází zde k přeměně z kinetické energie na tlakovou.

Dalším velmi důležitým úkolem sací trouby je snižování výstupní ztráty z oběžného kola, která je přímo ovlivněna výstupní rychlostí z oběžného kola  $c_2$ . Úkolem sací trouby je snížení rychlosti  $c_2$  a tím pádem i snížení hodnoty ztrátové energie, která je definována vztahem (5.1), ve kterém  $g$  představuje tíhové zrychlení a  $\alpha$  poměrnou výstupní ztrátu z oběžného kola.

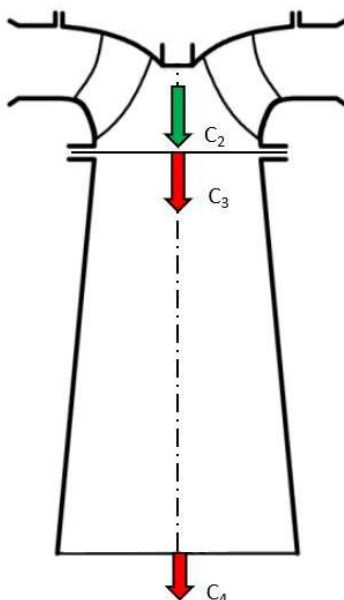
$$\frac{c_2^2}{2g} = \alpha H \quad (5.1)$$

Základní dělení sacích trub je na přímé a kolenové. Přímá sací trouba má rozsah účinností mezi 70 až 90 %, ale její instalace do stavební konstrukce elektrárny bývá nemožná či velmi komplikovaná, protože je velmi dlouhá, a proto se používá jen zřídka. Mnohem častěji využívána je kolenová sací trouba, která má sice rozmezí účinností mezi 60 až 85 %, ale její instalace je levnější a jednodušší.



Obr. 5.1 Kolená sací trouba [14]

Velký vliv na efekt snižování ztrát má geometrie sací trouby. Její vstupní průřez by měl být přibližně stejně velký jako průřez na výstupu z oběžného kola. V případě, že voda opouštějící oběžné kolo ústí do velkého průřezu, je velká část výstupní rychlosti ztracena vlivem vznikajícího vířivého proudění a sací trouba tím postrádá svůj význam. Jsou-li průřezy na výstupu z oběžného kola a na vstupu do sací trouby přibližně stejné, je možno považovat výstupní rychlost  $c_2$  za přibližně stejně velkou jako vstupní rychlost do sací trouby  $c_3$ .



Obr. 5.2 Přímá sací trouba; vstupní a výstupní rychlosti

Bude-li zvětšování průřezu po délce sací trouby pozvolné, bude voda vyplňovat celý objem a výstupní rychlost ze sací trouby  $c_4$  bude menší než  $c_3$ . To znamená, že energetická ztráta způsobená rychlostí  $c_2$  bude snížena o energetickou ztrátu rozdílu rychlostí  $c_3$  a  $c_4$ , ve které ještě musí být zohledněna účinnost sací trouby. Výsledná energetická ztráta potom může být určena z rovnice (5.2), kde je  $\zeta$  poměrný zisk sací trouby a  $\eta_s$  je účinnost sací trouby.

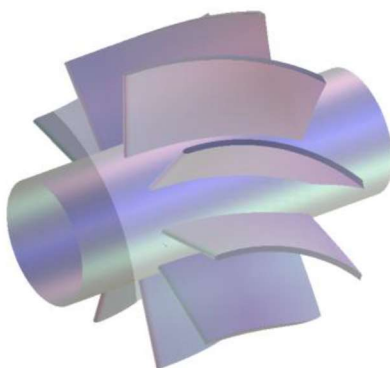
$$\frac{c_2^2}{2g} - \eta_s \frac{c_3^2 - c_4^2}{2g} = H(\alpha - \zeta) \quad (5.2)$$

## 6 Vírový generátor

V této kapitole je stručný popis vírového generátoru, který byl použit při experimentu Ing. Davida Štefana, Ph.D. Data získaná při experimentu slouží jako referenční a jsou použita k výběru vhodné kombinace výpočetní sítě a modelu turbulence, což bude více rozvedeno v následující kapitole. Obsahem této kapitoly jsou vyhodnocená data z experimentu a ukázky dalších geometrií difuzoru, na kterých byl CFD simulací zkoumán vliv změny geometrie na hodnoty frekvence a amplitudy tlakových pulzací, které jsou zapříčiněny přítomností vírového copu v difuzoru.

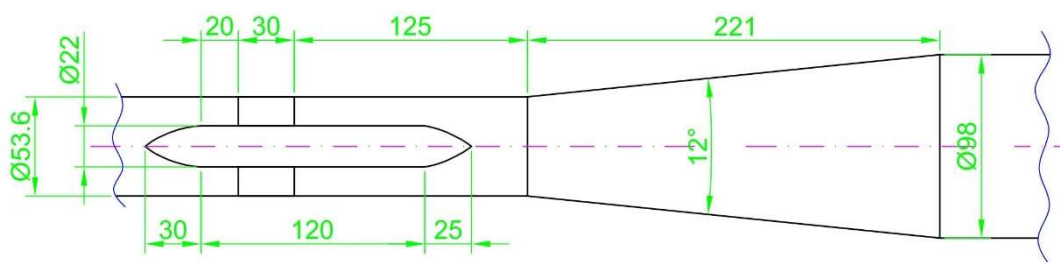
### 6.1 Geometrie vírového generátoru

Zařízení složené ze dvou hlavních částí. Z lopatkové části vírového generátoru (Obr. 6.1) a z kuželového difuzoru. Vírový generátor byl navržen tak, aby převedl čistě axiální proudění na proudění s významnou tangenciální složkou. Tato změna je provedena pomocí deseti axiálních lopatek, které jsou umístěny na vnitřním profilu zakončeném do špičky. Prohnutí lopatek se lineárně mění z 30° do 50°, jejich délka je 50 mm a tloušťka 1 mm. Lopatková část byla vytištěna na 3D tiskárně a následně přes příruby smontována dohromady s difuzorovou částí. [15]



Obr. 6.1 Lopatková část vírového generátoru [15]

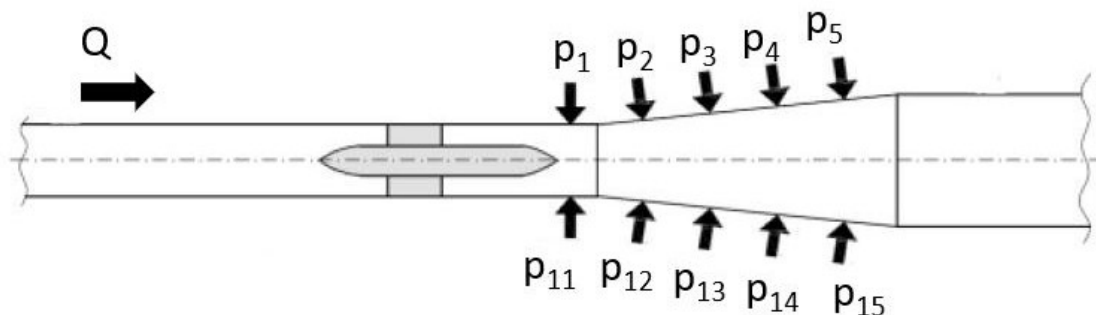
Kuželový difuzor je napojený po proudu za vírovým generátorem. Vstup do difuzoru se nachází 125 mm za odtokovou hranou vírového generátoru. Jeho hlavní rozměry jsou znázorněny v Obr. 6.2, které jsou rovněž brány jako referenční.



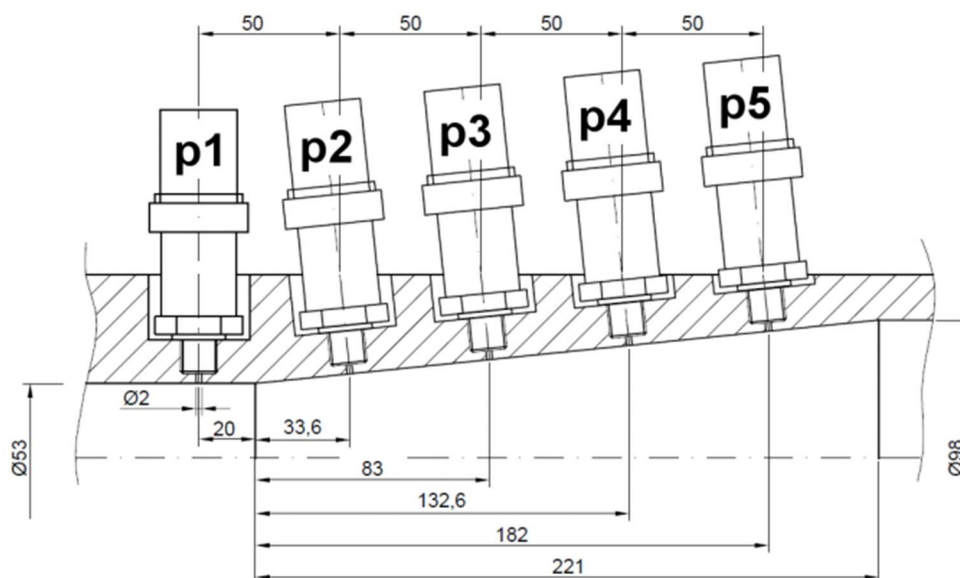
Obr. 6.2 Rozměry vírového generátoru [15]

## 6.2 Data z experimentu

V průběhu experimentu byly zaznamenávány hodnoty tlaku po délce difuzoru pomocí pěti naproti sobě umístěných snímačů tlakových snímačů. Jejich rozmístění je možné vidět na Obr. 6.3 a Obr. 6.4. Zpracování dat bylo provedeno pomocí Fourierovy transformace, po kterém bylo možno určit vlastní frekvence tlakových pulzací zapříčiněných přítomností spirální vírové struktury v difuzoru.

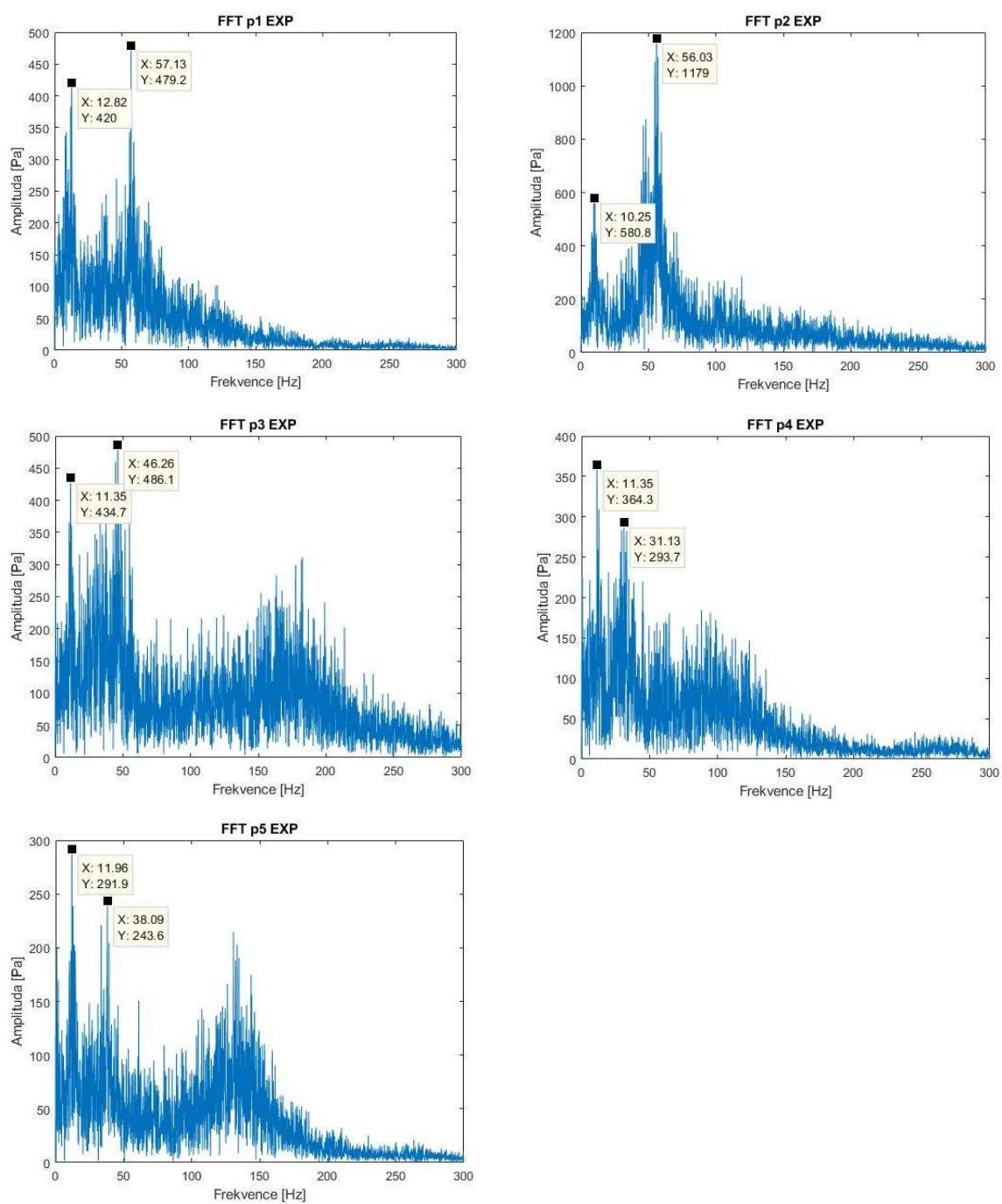


Obr. 6.3 Rozmístění tlakových snímačů [15]



Obr. 6.4 Poloha tlakových snímačů [15]

Výstupem z Fourierovy transformace je graf zobrazující vlastní frekvence a jejich tlaková amplituda. Nejvíce zajímavé jsou hodnoty první a druhé vlastní frekvence. První vlastní frekvence se ve spojitosti s vírovým copem nazývá synchronní, znázorňuje frekvenci pulzací v axiálním směru. K těmto pulzacím dochází při periodickém rozpadu spirálního víru, který se následně zborťí směrem zpět ke vstupu do difuzoru. Druhá vlastní frekvence se nazývá asynchronní. Znázorňuje pulzace v radiálním směru, které jsou způsobené rotací spirálního víru po obvodu difuzoru. Bylo zjištěno, že pro referenční geometrii hodnota asynchronní frekvence má po délce difuzoru sestupnou tendenci, což je také možné vidět na výsledcích Fourierovy transformace experimentálních dat (Obr. 6.5). Tento fakt bude jedním ze sledovaných parametrů při změně geometrie difuzoru. [11]

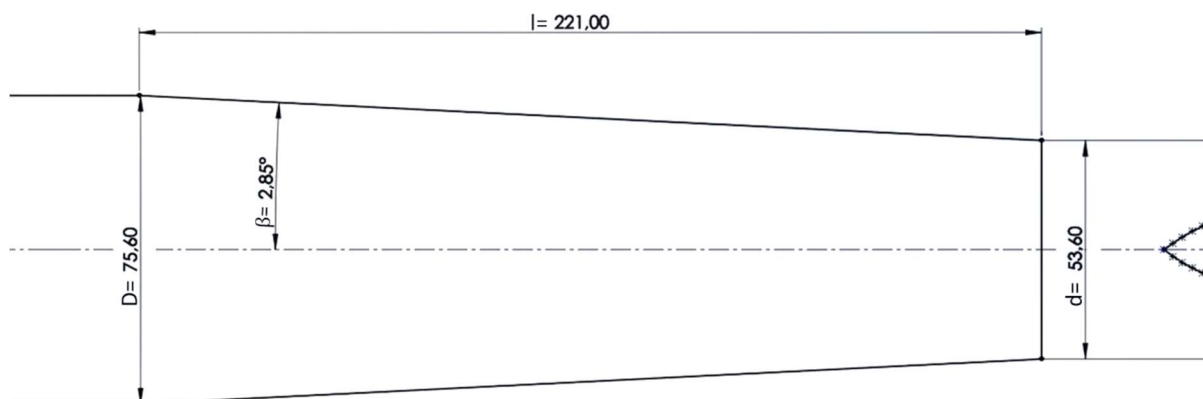


Obr. 6.5 Výsledky FFT pro data z experimentu



### 6.3 Geometrie použité při CFD simulaci

K posouzení vlivu dynamických vlastností spirální vírové struktury pomocí CFD simulace byly vytvořeny další varianty 3D modelů s rozdílnými úhly otevření difuzoru, které jsou procentuálním zvětšením/zmenšením úhlu otevření referenční geometrie. Úpravy vycházely z referenční geometrie, kdy došlo ke zvětšení/zmenšení úhlu otevření difuzoru o 25 a 50 %. Při tvorbě nových variant zůstal nezměněn průměr vstupního potrubí do difuzoru  $d = 53,6$  mm a jeho délka  $l = 221$  mm. Měněn byl úhel otevření a průměr výstupního potrubí  $D$ . Geometrie se zmenšeným úhlem otevření o 50 % je zobrazen na Obr. 6.6.



Obr. 6.6 Rozměry difuzoru

Jak již bylo výše zmíněno, délka difuzoru  $l$  a průměr vstupního potrubí  $d$  jsou neměnné. Změny ostatních rozměrů jsou zaznamenány v Tab 1.

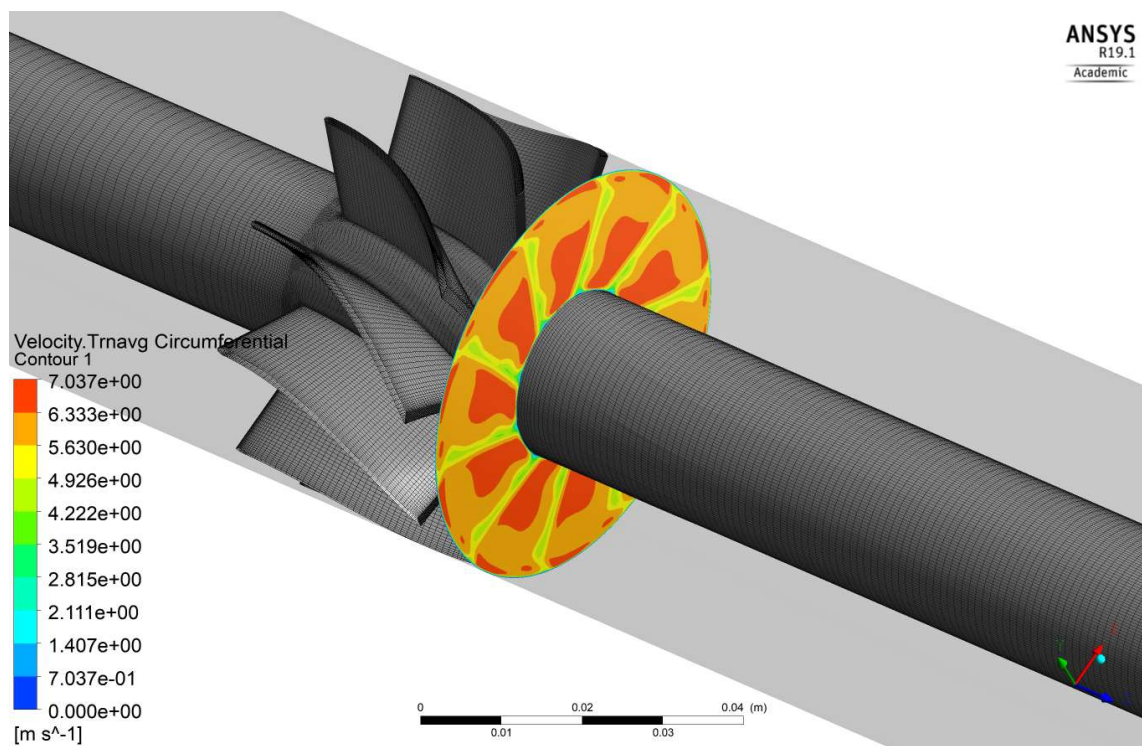
	$\theta$	$D$
	[°]	[mm]
<b>11,5°</b>	11,5	98,00
<b>+25 %</b>	14,3	109,05
<b>+50 %</b>	17,2	120,45
<b>-25 %</b>	5,7	86,83
<b>-50 %</b>	8,6	75,60

Tab. 6.1 Rozměry difuzoru pro různé úhly otevření

## 7 CFD Simulace

K porovnání vlivu různých úhlů otevření difuzoru pomocí CFD simulace byl zvolen výpočetní software Ansys Fluent 19.1. Pro zjednodušení výpočtu bude CFD geometrie obsahovat pouze difuzor bez lopatkové části vírového generátoru, respektive byly odstraněny pouze lopatky (Obr. 6.6). Lopatková část vírového generátoru slouží k vytvoření rychlostního profilu se značnou složkou tangenciální rychlosti. Tato část byla nahrazena rychlostním profilem vyexportovaným z oddělené simulace lopatkové části, která byla provedena v Ansys CFX, viz Obr. 7.1.

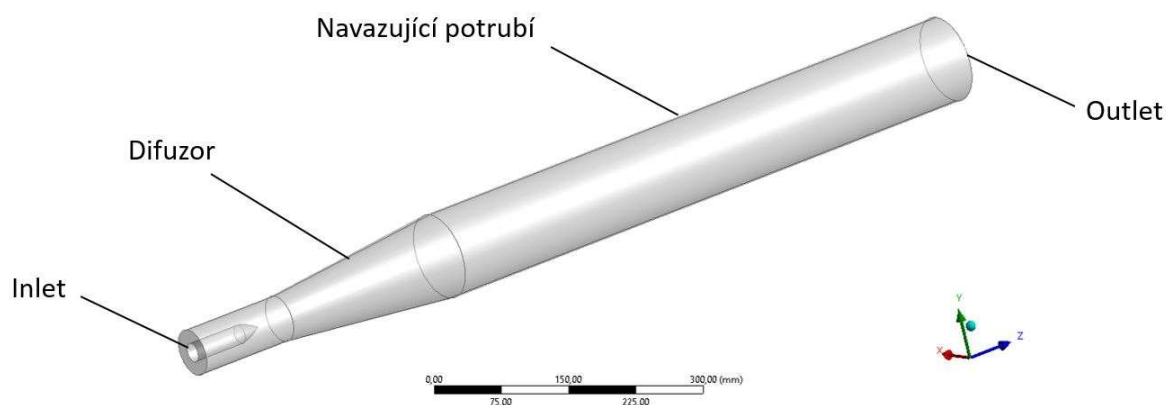
Při experimentu docházelo ve sledované oblasti ke vzniku kavitace. Modelování kavitace je úloha s dvoufázovým prouděním, což ztěžuje řešení úlohy vysokými nároky na kvalitu výpočetní sítě a také vyžaduje mnohem delší výpočetní čas. S ohledem na náročnost úlohy a omezeným možностям (sít' do 512 tisíc buněk) bylo po konzultaci s vedoucím práce rozhodnuto o zanedbání vlivu kavitace a řešení celé úlohy jako jednofázové.



Obr. 7.1 Rychlostní profil; Obvodová rychlost

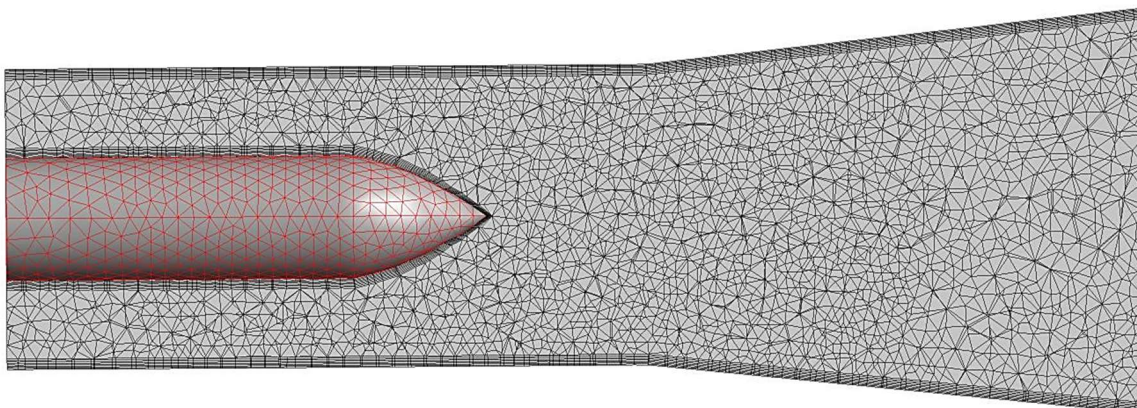
## 7.1 Výpočetní síť

Dříve, než došlo ke spuštění CFD simulací pro porovnání různých otevření difuzoru, musela být zvolena vhodná kombinace výpočetní sítě a modelu turbulence, viz kapitola 7.2. Vhodnost této kombinace byla posuzována dle vypočtených hodnot frekvence tlakových pulzací ve všech sledovaných bodech (Obr. 6.4), které poté byly srovnány s výsledky z experimentu (Obr. 6.5). Je nutné podotknout, že simulace budou prováděny na studentské licenci softwaru Ansys, a proto může být výpočetní síť tvořena maximálně počtem 512 tisíc buněk. Při tvorbě sítě byla hlavní pozornost věnována vytvoření jemné sítě v oblasti od inletu přes difuzor až po začátek navazujícího potrubí.



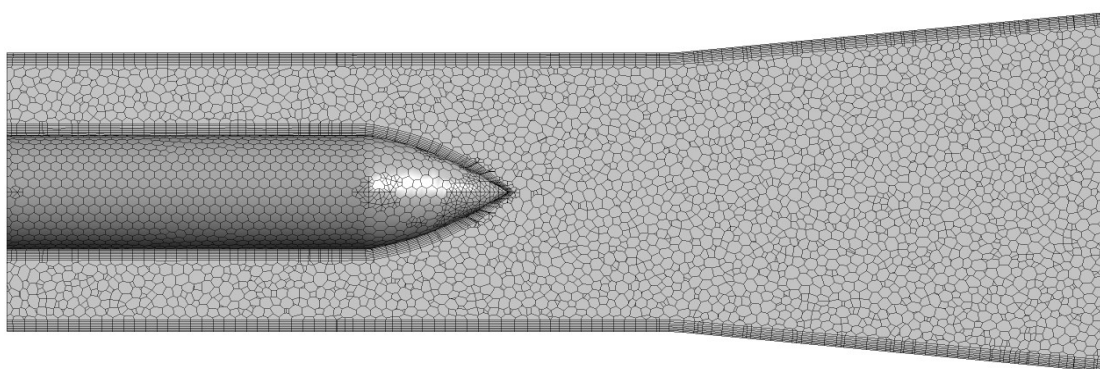
Obr. 7.2 3D model použitý při CFD simulaci

Jako první vytvořena síť složená pouze z tetra prvků. Tato síť obsahovala přibližně 398 tisíc buněk a při stěnách byla vytvořena mezní vrstva. Ta měla 8 vrstev a tloušťka první buňky byla 0,2 mm. Velikost další buňky byla vždy 1,05násobek tloušťky předchozí buňky. Základní velikost buněk byla nastavena na 10 mm, ale v oblastech lopatkové části a difuzoru došlo k zjemnění sítě, viz Obr. 7.3. V této oblasti se nachází buňky o velikosti 3 až 3,5 mm, které se postupně po délce difuzoru zvětšují až na 10 mm. Je důležité, aby změny velikosti buněk byly plynulé, a proto jsou odstupňovány po 1 mm.



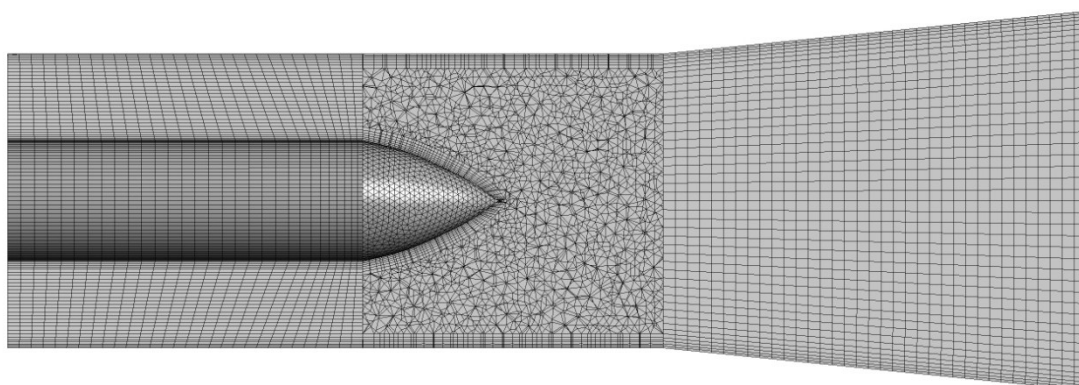
Obr. 7.3 Tetrahedrální síť

Další z možností bylo vytvoření polyhedrální sítě. Máme-li tetrahedrální síť, je možné ji importovat do Ansys Fluent a zde ji konvertovat na polyhedrální. Výhodou je, že dojde ke zmenšení celkového počtu buněk a kvalita sítě se přitom nezhoršuje. Specifický tvar buněk se dobře vypořádá s ostrými úhly či jinými jinak kritickými místy, která jsou normálně velmi problematická, při tvorbě hexahedrální sítě. V tomto případě došlo k zjemnění již vytvořené tetrahedrální sítě, kde v oblasti přechodu mezi lopatkovou částí a difuzorem byly vytvořeny buňky o velikosti 1 mm. Velikost buněk se poté postupně po délce difuzoru zvětšovala po 0,5 mm až do oblasti za koncem difuzoru, kde měly buňky velikost 10 mm. Výsledná síť obsahovala přibližně 960 tisíc buněk. V tuto chvíli muselo být využito výzkumné licence Ansys, aby mohla být síť importována do Fluentu a zde převedena na polyhedrální síť. Výsledná polyhedrální síť obsahovala přibližně 490 tisíc buněk a mohla být opět použita ve studentské licenci Ansys.



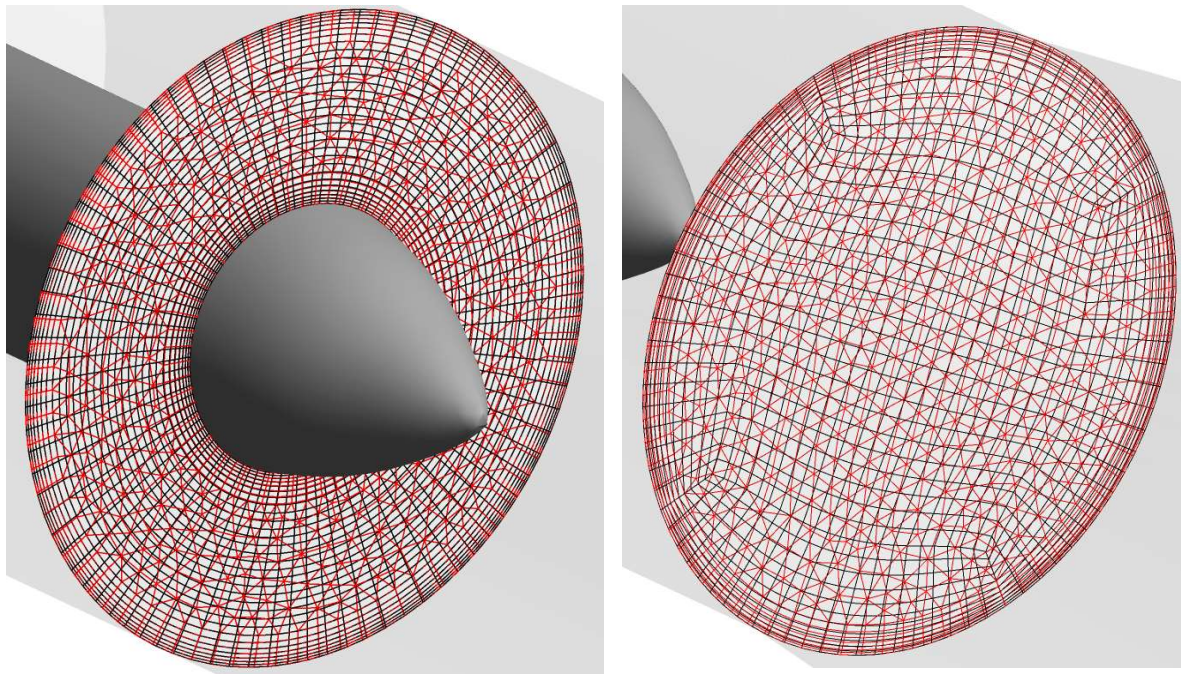
Obr. 7.4 Polyhedrální síť

Poslední variantou je kombinace hexahedrální a tetrahedrální sítě, viz Obr. 7.5. Čistě hexahedrální síť by mohla být lepší, ale do špičky ukončená lopatková část by byla velmi problematická na tvorbu sítě a vzhledem k omezenému počtu buněk není jisté, zda by kvalita hexahedrální sítě nebyla nakonec horší než zvolená kombinace. Tetrahedrální část sítě byla vytvořena v programu Mesh. Hexahedrální části byly vytvořeny s pomocí vedoucího diplomové práce v ICEM CFD, kde byly všechny části rovněž spojeny v jeden celek.



Obr. 7.5 Kombinovaná síť

Síť je tvořena z celkového počtu 508 tisíc buněk. V obou dvou částech je vytvořena mezní vrstva. Výhodou této sítě je samozřejmě to, že je z velké části tvořena hexahedrálními prvky, které jsou lepší z hlediska stability a přesnosti výpočtu. Rovněž je zde jedna nevýhoda, která plyne z kombinace dvou různých typů sítě. Vznikají zde dvě rozhraní, na kterých není síť konformní, viz Obr. 7.6.



Obr. 7.6 Nekonformní síť na rozhraní dvou oblastí

## 7.2 Model turbulence

K vytvořeným sítím z předchozí kapitoly byly přiřazeny dva modely turbulence, se kterými byla provedena CFD simulace a na základě srovnání s výsledky z experimentu bude vybrána finální kombinace výpočetní sítě a modelu turbulence.

První možností je model realizable  $k$ - $\varepsilon$  se stěnovou funkcí non-equilibrium wall function. Jedná se o často používaný dvou rovnicový model pro simulace turbulentního proudění. Využívá dvou transportních rovnic pro turbulentní kinetickou energii  $k$  a disipaci turbulentní kinetické energie  $\varepsilon$ . Model je vhodný pro simulace proudění v oblasti hlavního proudu zahrnující prvky rotačního pohybu. Pro modelování v blízkosti stěn existují přesnější modely, např.  $k$ - $\omega$ , ale ten vyžaduje  $y^+$  okolo 1. Takové kvality sítě v blízkosti stěny by bylo při použití studentské licence těžko dosažitelné. V rovnici 7.1 je uveden vztah pro  $y^+$ , kde  $y$  vyjadřuje absolutní vzdálenost od stěny,  $u_\tau$  friction velocity a  $\nu$  kinematickou viskozitu [16].

$$y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu} \quad (7.1)$$

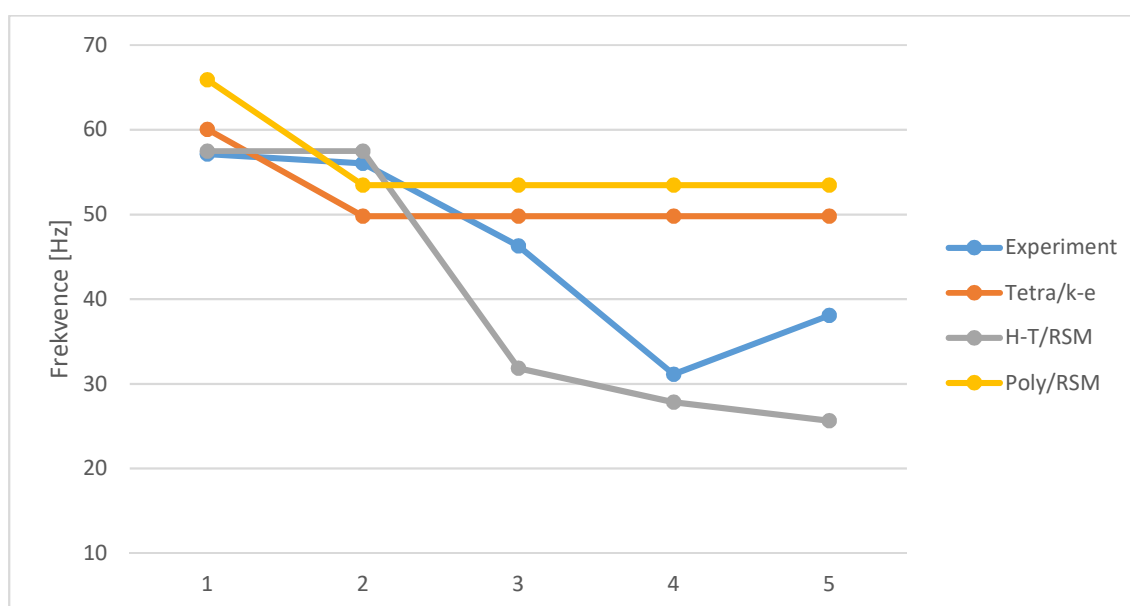
Druhou možností je použití Reynolds Stress Model. Jde o sedmi rovnicový model, který je oproti  $k$ - $\epsilon$  složitější a má delší výpočetní čas, ale za daných podmínek je přesnější než  $k$ - $\epsilon$ . Velký vliv na konvergenci má rovněž kvalita sítě. U žádné ze všech tří použitých sítí nebyla hodnota  $y^+$  vyšší než 50.

Hlavním parametrem, podle kterého byla posuzována vhodnost zvolené kombinace sítě a modelu turbulence, byla frekvence asynchronních tlakových pulzací a jejich sestupná tendence po délce difuzoru tak, jako tomu bylo v případě experimentu. Hodnotám z experimentu se nejvíce blížila simulace, kdy byla použita kombinovaná hexahedrální a tetrahedrální síť s Reynolds Stress modelem turbulence (dále H-T/RSM), viz Tab. 7.1. U ostatních kombinací byla hodnota asynchronních tlakových pulzací po délce difuzoru konstantní, např. Tetrahedrální síť spolu s modelem turbulence  $k$ - $\epsilon$  (dále Tetra/ $k$ - $\epsilon$ ).

	$f_1$	$f_2$	$f_3$	$f_4$	$f_5$
	[Hz]	[Hz]	[Hz]	[Hz]	[Hz]
Experiment	57.13	56.03	46.26	31.13	38.09
Tetra/ $k$ - $\epsilon$	60.05	49.79	49.79	49.79	49.79
Poly/RSM	65.90	53.46	53.46	53.46	53.46
T-H/ RSM	57.48	57.48	31.85	27.83	25.63

Tab. 7.1 Porovnání asynchronních frekvencí

Jak je možné vidět v Graf 7.1, průběh H-T/RSM nekopíruje zcela přesně modrou křivku znázorňující data z experimentu, ale je třeba brát v potaz to, simulace proběhly na sítích, které neměly více než 512 tisíc buněk. Cílem těchto simulací nebylo získání dat, které by měly co nejpřesněji odpovídat experimentu, ale pouze získání dat, které mu budou kvalitativně odpovídat. Při pohledu na Graf 7.1 je zřejmé, že kombinace Tetra/ $k$ - $\epsilon$  či Poly/RSM jsou mezi body  $P_2$  až  $P_5$  (tedy v oblasti difuzoru) konstantní.



Graf 7.1 Porovnání asynchronních frekvencí pro různé modely turbulence

### 7.3 Okrajové podmínky

Jako vstupní okrajová podmínka při CFD simulaci byl zvolen velocity inlet, který je definován rychlostním profilem. Ukázka roviny exportu a kontur vyexportovaných složek rychlosti a turbulentních veličin je na Obr. 7.1. Síť lopatkové části byla vytvořena v software ICEM jako plně hexahedrální, kdy jeden periodický lopatkový kanál obsahoval 344280 elementů. Výpočetní síť byla prodloužena na vstupu i výstupu, tak aby okrajové podmínky neovlivňovaly zájmovou oblast. Výpočet v CFX byl proveden jako nestacionární s využitím modelu turbulence  $k-\varepsilon$ . Vyexportovaný rychlostní profil byl časově vystředěn.

Pro výstup z domény byl zvolen pressure outlet. Vzhledem k tomu, že se za difuzorem nachází dlouhé ustalovací potrubí a proudění v této oblasti by mělo být ustálené, byla nastavena hodnota relativního tlaku na výstupu z domény na 0 Pa.

Žádná ze stěn nebyla v průběhu experimentu pohyblivá, a proto byla všem ostatním plochám přiřazena okrajová podmínka wall.

### 7.4 Nastavení řešiče

Po určení nejvhodnější kombinace výpočetní sítě a modelu turbulence se již nastavení řešiče nijak neměnilo a zůstalo pro simulace se všemi úhly otevření difuzoru stejné. Jednalo se tedy o nestacionární úlohu s časovým krokem  $\Delta t = 1,667 \text{ E-4 s}$ , který byl zvolen s ohledem na dominantní periodu simulovaného děje. Byla uvažována nestlačitelná kapalina, a proto není třeba uvažovat změnu hustoty a tím pádem byl zvolen pressure based solver. Pro zjednodušení výpočet probíhal jako jednofázový bez ohledu na případný výskyt kavitace v experimentu.

Jak již byla dříve zmíněno, model turbulence byl nastaven Reynolds Stress Model. Pro daný případ dosahoval přesnějších výsledků než model  $k-\varepsilon$  a kvalita použité sítě je pro něj vyhovující. Tento sedmi rovnicový model vychází z RANS přístupu, kde dochází k zavedení Reynoldsovy dekompozice do Navier-Stokesovy rce.

Jako schéma pro řešení propojení tlaku a všech složek rychlostí bylo zvoleno schéma PISO, které je oproti SIMPLE či SIMPLEC vhodné pro řešení nestacionárních úloh. Schéma pro řešení tlaku bylo vybráno PRESTO!, které je vhodné pro úlohy, ve kterých se objevuje zavířené proudění či dochází k proudění s tangenciálními složkami rychlosti. Podmínkou pro využití schémat PISO a PRESTO! je nastavení pressure based solver. [17] Rovnice hybnosti a turbulentních veličin byly řešeny s využitím schémat s druhým řádem přesnosti.

Simulace byla z počátku spuštěna jak stacionární se základním nastavením řešiče. Přibližně po 200 iteracích došlo k přepnutí na nestacionární simulaci s 15 vnitřními iteracemi v každém časovém kroku a byla nastavena výše zmíněná schémata. Od této chvíle byly rovněž zaznamenávány hodnoty tlaku v deseti bodech stejně tak, jako tomu bylo při experimentu.

## 8 Výsledky

Cílem práce bylo posouzení vlivu otevření geometrie difuzoru na dynamické vlastnosti spirální vírové struktury pomocí CFD simulace. Konkrétně byly vyšetřovány hodnoty frekvence synchronních a asynchronních tlakových pulzací. Tyto pulzace vznikají v důsledku periodicky se opakujícího vzniku a zborcení spirální vírové struktury v difuzorové části vírového generátoru. Dále jsou posuzovány amplitudy tlakových pulzací a hodnoty minimálního tlaku. Každý získaný datový soubor byl upraven tak, aby data odpovídala délce simulace 10 s, což odpovídalo přibližně 60 tisícům hodnot.

Před vyhodnocením výsledků bylo nutné tlakové záznamy upravit dle rovnic (8.1) a (8.2) tak, aby byla v grafech Fourierovy transformace lépe odečtena hodnota frekvence a amplitudy tlakových pulzací. V rovníčích (8.1) a (8.2) představuje  $p_s$  a  $p_a$  hodnotu tlaku při synchronních a asynchronních tlakových pulzacích. Tlak  $p_1$  je hodnota tlaku naměřeného v bodě  $P_1$  a tlak  $p_{11}$  je z tlakového snímače  $P_{11}$ , viz Obr. 6.3. [15]

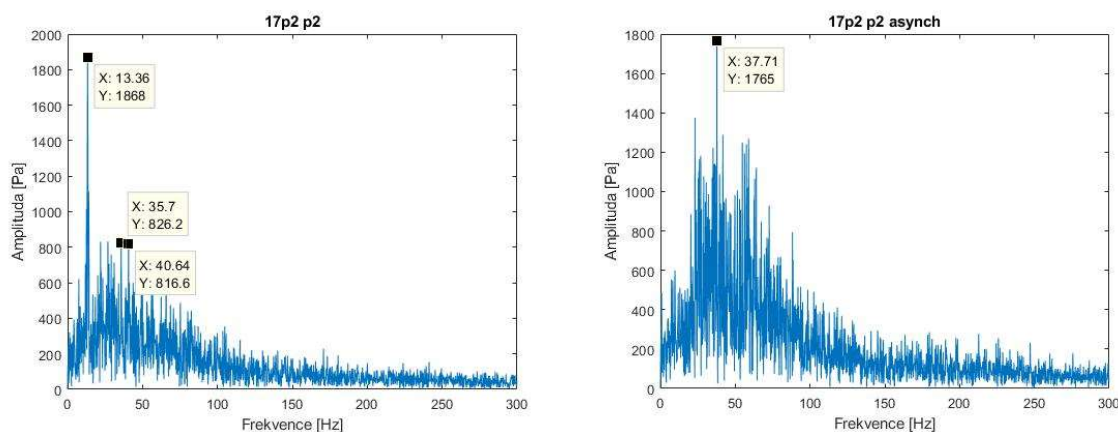
$$p_s = p_1 + p_{11} \quad (8.1)$$

$$p_a = p_1 - p_{11} \quad (8.2)$$

Po této úpravě byla určena průměrná hodnota tlaku  $p_{stř}$  ze všech tlaků  $p_s$  a ta byla poté odečtena od každé hodnoty, viz rovnice (8.3). Získané hodnoty tlaků synchronních pulzací  $p_{synch}$  pak byly použity ve Fourierově transformaci. Stejným principem byly upraveny hodnoty pro získání tlaků asynchronních pulzací  $p_{asynch}$ . [15]

$$p_{synch} = p_s - p_{stř} \quad (8.3)$$

Před provedením těchto úprav byla vyhodnocena synchronní a asynchronní frekvence do jednoho grafu a velmi často se stávalo, že určení některé z nich nebylo zcela jednoznačné, viz Obr. 8.1 vlevo. Po provedení těchto úprav získáváme zvlášť graf pro synchronní a asynchronní frekvenci. Důležitou změnou je rovněž to, že hledaná frekvence jednoznačně rozpoznatelná (Obr. 8.1 vpravo).



Obr. 8.1 Porovnání zpracovaných dat



## 8.1 Frekvence tlakových pulzací

V Tab. 8.1 jsou vypsány hodnoty frekvencí synchronních tlakových pulzací, které působí v axiálním směru. Tyto pulzace jsou způsobeny rozpadem spirálního víru, který se následně bortí do místa jeho vzniku. Pulzace v axiálním směru mají negativní vliv na oběžné kolo a jemu přilehlé komponenty.

	$f_1$	$f_2$	$f_3$	$f_4$	$f_5$
	[Hz]	[Hz]	[Hz]	[Hz]	[Hz]
<b>5,7°</b>	8,79	11,35	10,70	10,80	4,02
<b>8,6°</b>	6,59	8,24	8,79	8,24	10,25
<b>11,5°</b>	10,98	10,98	10,98	7,69	7,14
<b>14,3°</b>	11,90	11,90	12,27	12,27	6,77
<b>17,2°</b>	12,63	12,63	12,63	8,24	8,24

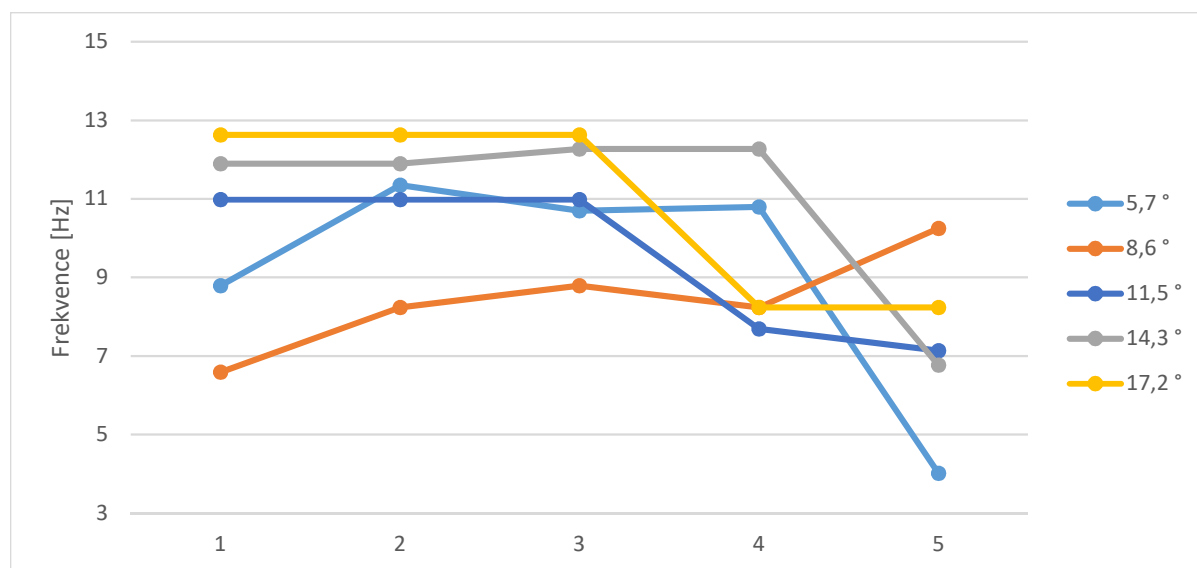
Tab. 8.1 Frekvence synchronních tlakových pulzací

Hodnoty asynchronních tlakových pulzací, které působí v radiálním směru a jsou způsobeny rotací spirálního víru v difuzoru, jsou zaznamenány v Tab. 8.2.

	$f_1$	$f_2$	$f_3$	$f_4$	$f_5$
	[Hz]	[Hz]	[Hz]	[Hz]	[Hz]
<b>5,7°</b>	44,88	45,03	42,47	42,27	36,43
<b>8,6°</b>	58,58	50,71	30,94	30,94	30,94
<b>11,5°</b>	60,23	54,55	27,28	27,28	27,28
<b>14,3°</b>	61,69	56,20	28,19	28,19	20,69
<b>17,2°</b>	58,95	37,71	26,00	23,07	15,74

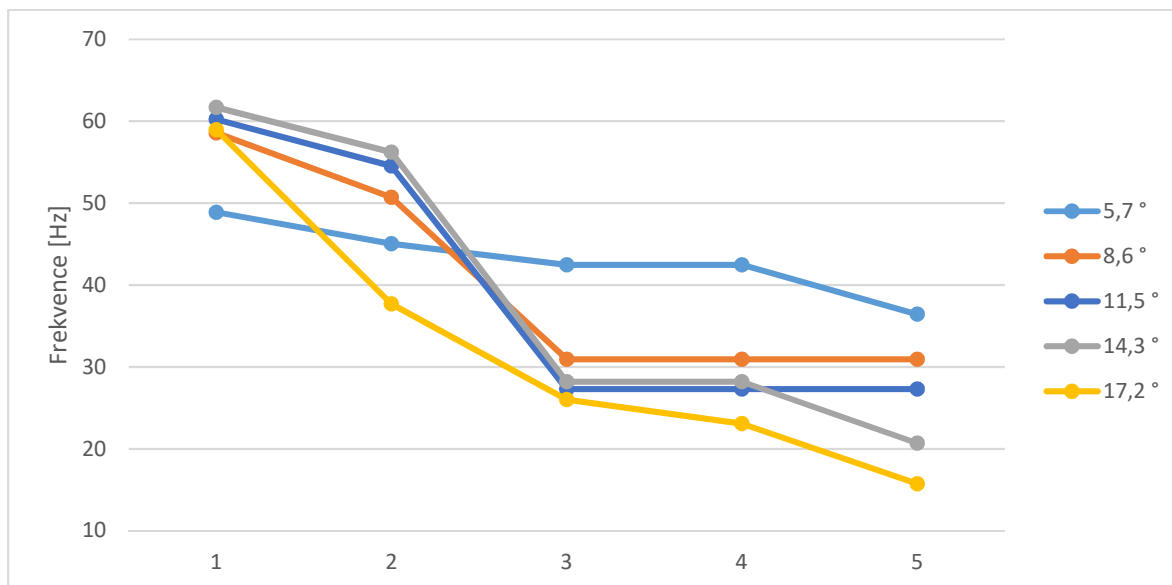
Tab. 8.2 Hodnoty asynchronních tlakových pulzací

Prezentované výsledky frekvence synchronních tlakových pulzací (Graf 8.1) mohou být zkreslené délkou vyhodnocovaného signálu, ale také vlivem zkrácené CFD geometrie bez lopatkové části.



Graf 8.1 Porovnání frekvencí synchronních tlakových pulzací

Porovnání asynchronních frekvencí (Graf 8.2) ukazuje, že pro nejmenší úhel otevření ( $5,7^\circ$ ) je změna frekvence plynulá a rozdíl mezi body  $P_1$  a  $P_5$  je nejmenší. Naopak pro dva největší úhly otevření ( $14,3^\circ$  a  $17,2^\circ$ ) je pokles frekvence mnohem strmější a rozdíl mezi body  $P_1$  a  $P_5$  vícenásobně větší. Spirální vírová struktura vznikající v difuzoru s menším úhlem otevření se vyvíjí převážně v axiálním směru, protože k výraznějšímu vyvinutí v radiálním směru mu brání nedostatek prostoru (oproti větším úhlům otevření) a tím pádem je stabilnější a nedochází k jeho zborcení tak brzy jak u difuzoru s větším úhlem otevření, viz Obr. 8.2a Obr. 8.3.



Graf 8.2 Porovnání frekvencí asynchronních pulzací

## 8.2 Amplitudy tlakových pulzací

V Tab. 8.3 a Tab. 8.4 jsou uvedeny hodnoty amplitud tlakových pulzací naměřené během simulace v pěti bodech. Byly vyhodnoceny stejně jako frekvence pomocí Fourierovy transformace ze stejných datových souborů.

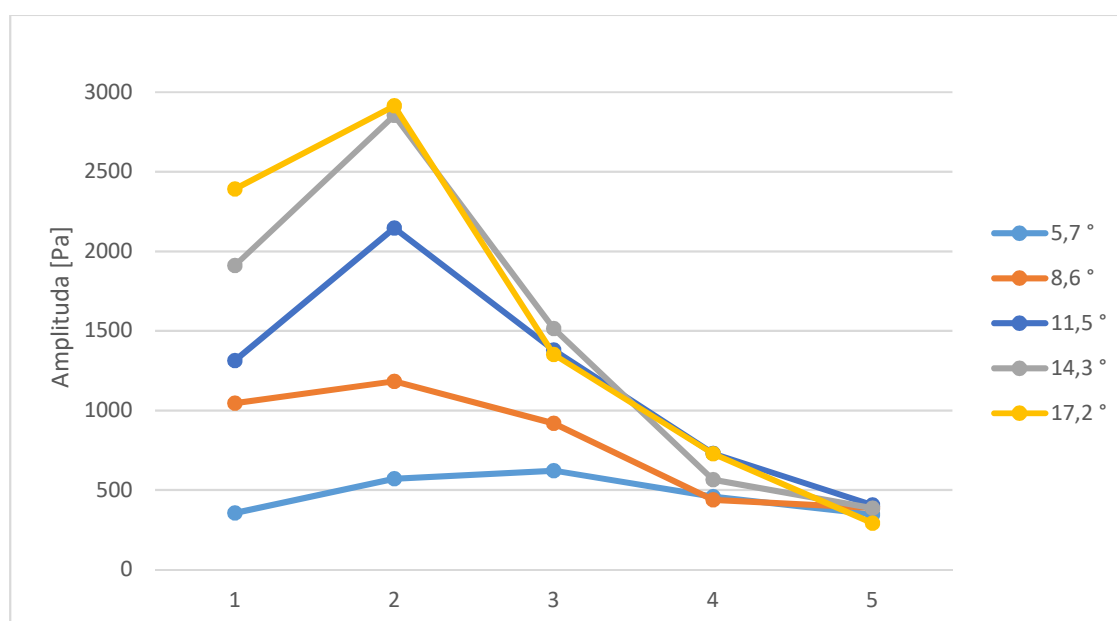
	$A_1$	$A_2$	$A_3$	$A_4$	$A_5$
	[Pa]	[Pa]	[Pa]	[Pa]	[Pa]
<b>5,7°</b>	355,6	571,4	621,4	458,4	345,9
<b>8,6°</b>	1045,0	1183,0	917,9	438,3	387,4
<b>11,5°</b>	1313,0	2146,0	1380,0	728,8	405,0
<b>14,3°</b>	1910,0	2854,0	1514,0	564,7	385,1
<b>17,2°</b>	2392,0	2914,0	1351,0	728,2	291,7

Tab. 8.3 Amplitudy synchronních tlakových pulzací

	$A_1$	$A_2$	$A_3$	$A_4$	$A_5$
	[Pa]	[Pa]	[Pa]	[Pa]	[Pa]
<b>5,7°</b>	178,0	612,7	682,8	396,6	215,9
<b>8,6°</b>	533,5	1177,0	1403,0	1407,0	754,9
<b>11,5°</b>	337,2	779,2	792,9	692,8	347,7
<b>14,3°</b>	806,9	1262,0	1593,0	1018,0	393,0
<b>17,2°</b>	1077,0	1765,0	1816,0	1569,0	584,6

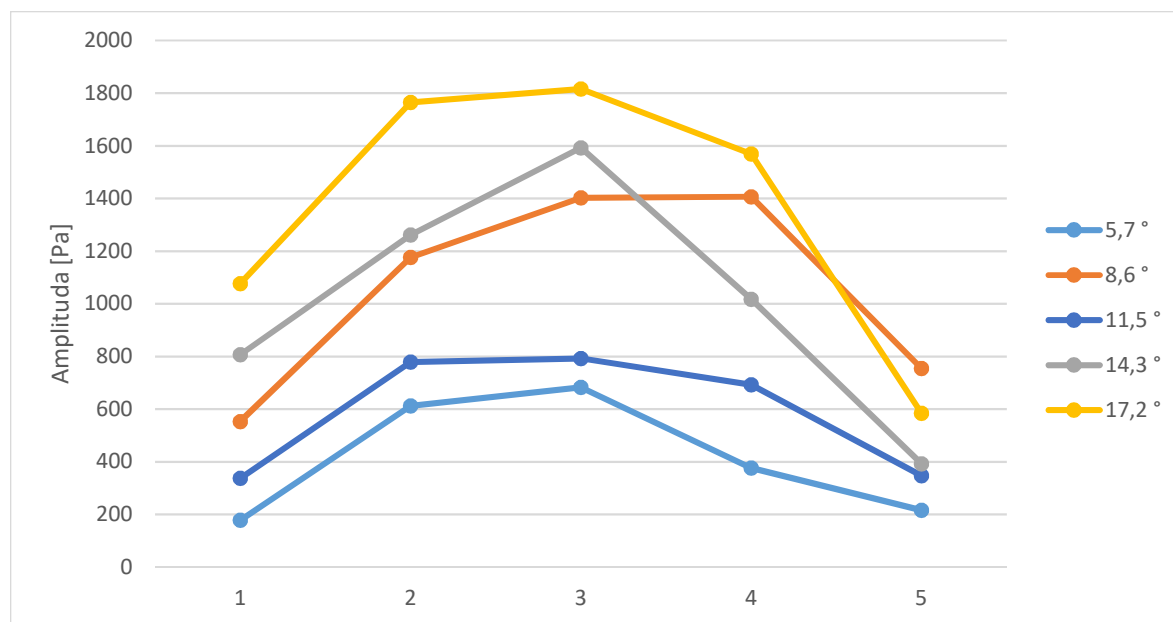
Tab. 8.4 Amplitudy asynchronních tlakových pulzací

Z Graf 8.3 je patrné, že se zvětšujícím se úhlem otevření difuzoru se zvyšuje hodnota tlakových amplitud v bodě P<sub>1</sub>. Nárůst hodnot v bodě P<sub>2</sub> je rovněž závislý na úhlu otevření a pro úhly otevření 11,5°, 14,3° a 17,2° je mnohem výraznější než pro menší úhly otevření. Pro menší úhly otevření (5,7° a 8,6°) dochází pouze k mírnému nárůstu mezi body P<sub>1</sub> a P<sub>2</sub>. To může být způsobeno zejména tím, že jsou spirální vírové struktury při menším úhlu otevření stabilnější, a proto nedochází k periodickému zborcení spirálního víru. Tuto skutečnost je možné vidět při porovnání Obr. 8.2 a Obr. 8.3.



Graf 8.3 Porovnání amplitud synchronních tlakových pulzací

Při porovnání amplitud asynchronních tlakových pulzací (Graf 8.4) je opět možné vidět, že pro nejmenší úhel otevření jsou hodnoty amplitud nejnižší a jejich průběh nejvyrovnanější. Pro největší úhel jsou naměřeny nejvyšší hodnoty tlakových pulzací mezi body P<sub>2</sub> až P<sub>4</sub> a poté následuje prudký pokles. V případě větších otevření difuzoru se spirální vírové struktura naskytne příležitost se více vyvinout v radiálním směru a tím také způsobovat silnější tlakové pulzace. V tomto případě však dochází k dřívějšímu zborcení a v bodě P<sub>5</sub> již není naměřena tak vysoká hodnota tlakových pulzací jako v předchozích bodech, protože se v tomto bodě spirální vírová struktura nevyskytuje s takovou intenzitou. To koresponduje s Graf 8.2, kde v bodě P<sub>5</sub> frekvence asynchronních tlakových pulzací nejnižší pro úhel otevření 17,2°.



Graf 8.4 Porovnání amplitud asynchronních tlakových pulzací

### 8.3 Hodnoty minimálního tlaku

Hodnoty minimálního tlaku byly získány vypočtením hodnoty průměrného tlaku ze všech tlaků změřených v bodech P<sub>1</sub> až P<sub>5</sub>.

	p <sub>1</sub>	p <sub>2</sub>	p <sub>3</sub>	p <sub>4</sub>	p <sub>5</sub>
	[Pa]	[Pa]	[Pa]	[Pa]	[Pa]
<b>5.7°</b>	4745,10	3641,41	5511,29	6912,82	8991,13
<b>8.6°</b>	374,01	-661,27	1326,09	2541,32	3930,49
<b>11.5°</b>	-1317,40	-2909,50	-1173,70	166,64	1630,88
<b>14.3°</b>	-572,45	-2989,97	-1469,81	-426,70	978,89
<b>17.2°</b>	-967,28	-3733,82	-2970,31	-2254,98	-600,23

Tab. 8.5 Hodnoty minimálního tlaku

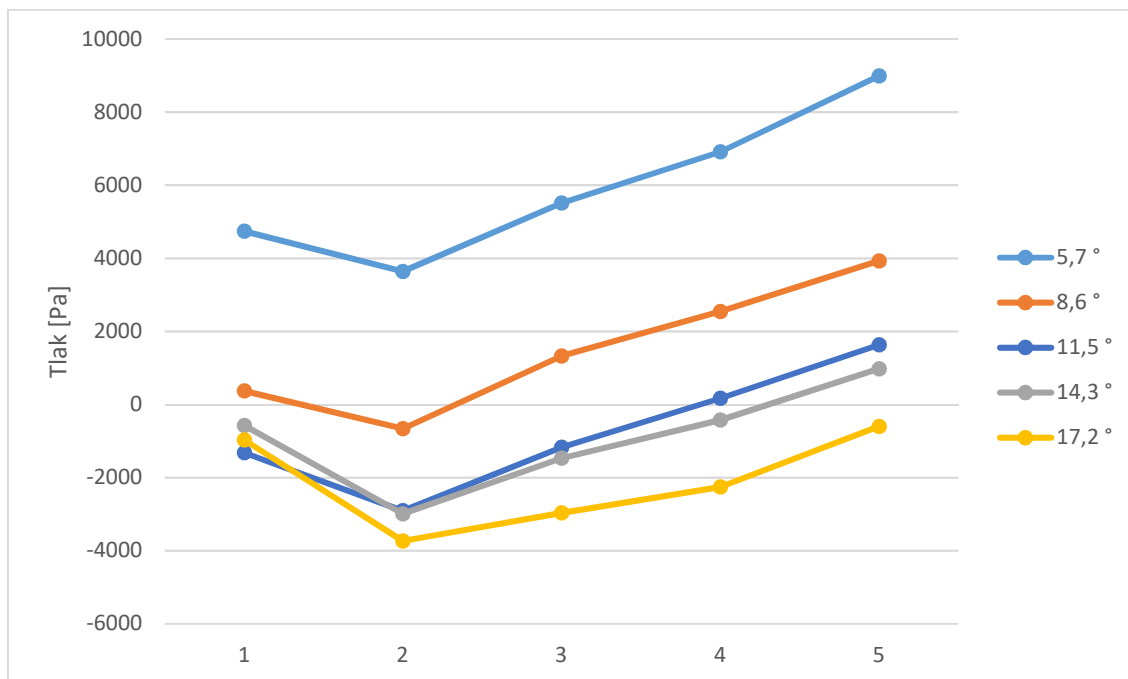
Minimální hodnoty tlaků naměřené pro různé otevření difuzoru (Graf 8.5) mají velmi podobný průběh. Mezi body P<sub>1</sub> a P<sub>2</sub> hodnota tlaku klesá. Od bodu P<sub>2</sub> začíná hodnota tlaku růst, to dle Bernoulliho rovnice znamená, že dochází ke snižování rychlosti. Což je požadovaným efektem difuzoru nebo-li sací trouby. Jestliže dochází ke snižování rychlosti v difuzoru, dochází taktéž ke snižování energetických ztrát a zvyšuje se účinnost celého energetického

zařízení. Mírou posouzení účinnosti je změna tlaku, ke které dojde v difuzoru. K největší změně dochází při úhlu otevření 5,7°, viz Tab. 8.6

		5.7°	8.6°	11.5°	14.3°	17.2°
$\Delta p$	[Pa]	5349,72	4591,76	4540,38	3968,87	1380,85

Tab. 8.6 Tlakový spád v difuzoru

Je důležité povšimnout si, že hodnoty tlaků pro všechny úhly otevření dosahují záporných

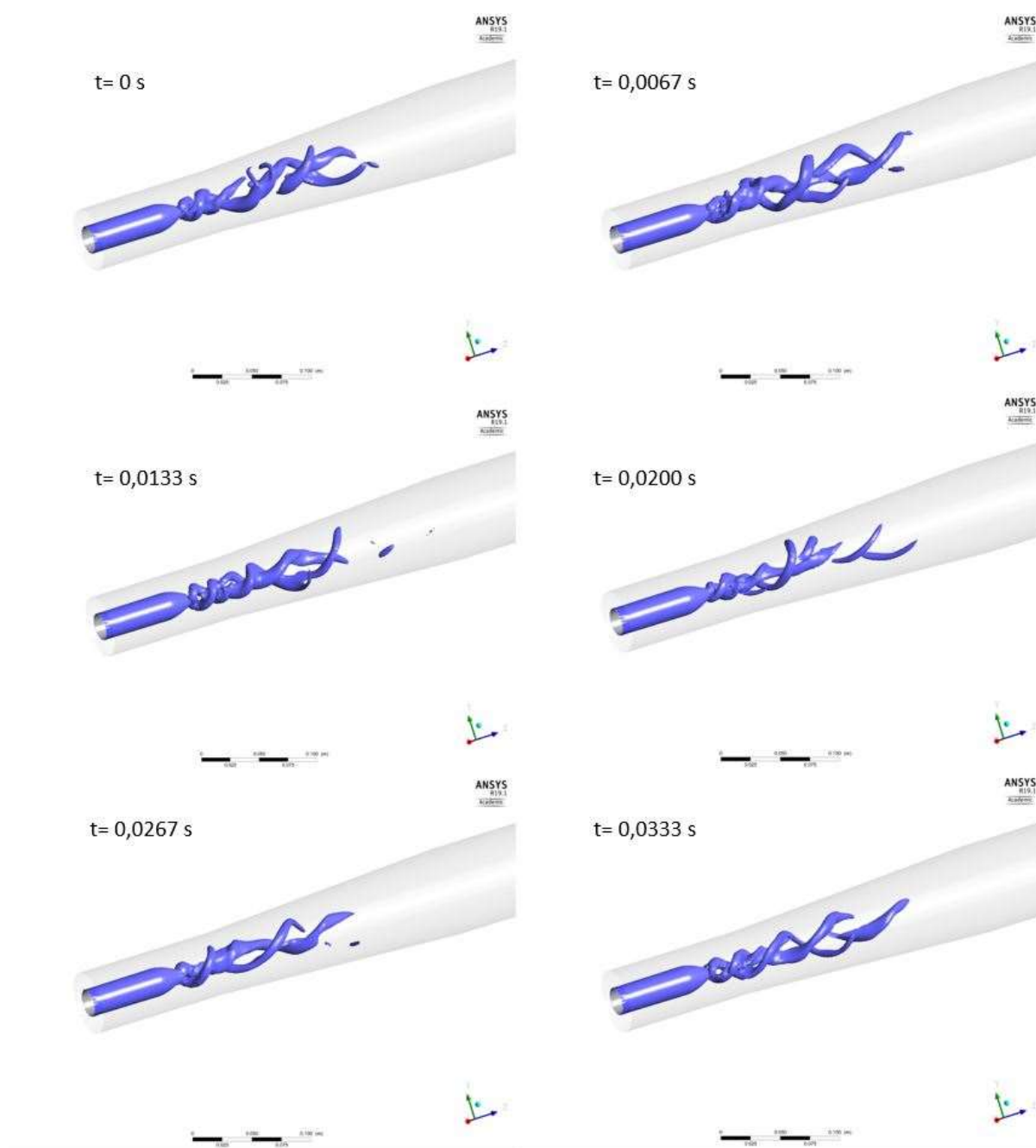


Graf 8.5 Minimální hodnoty tlaku

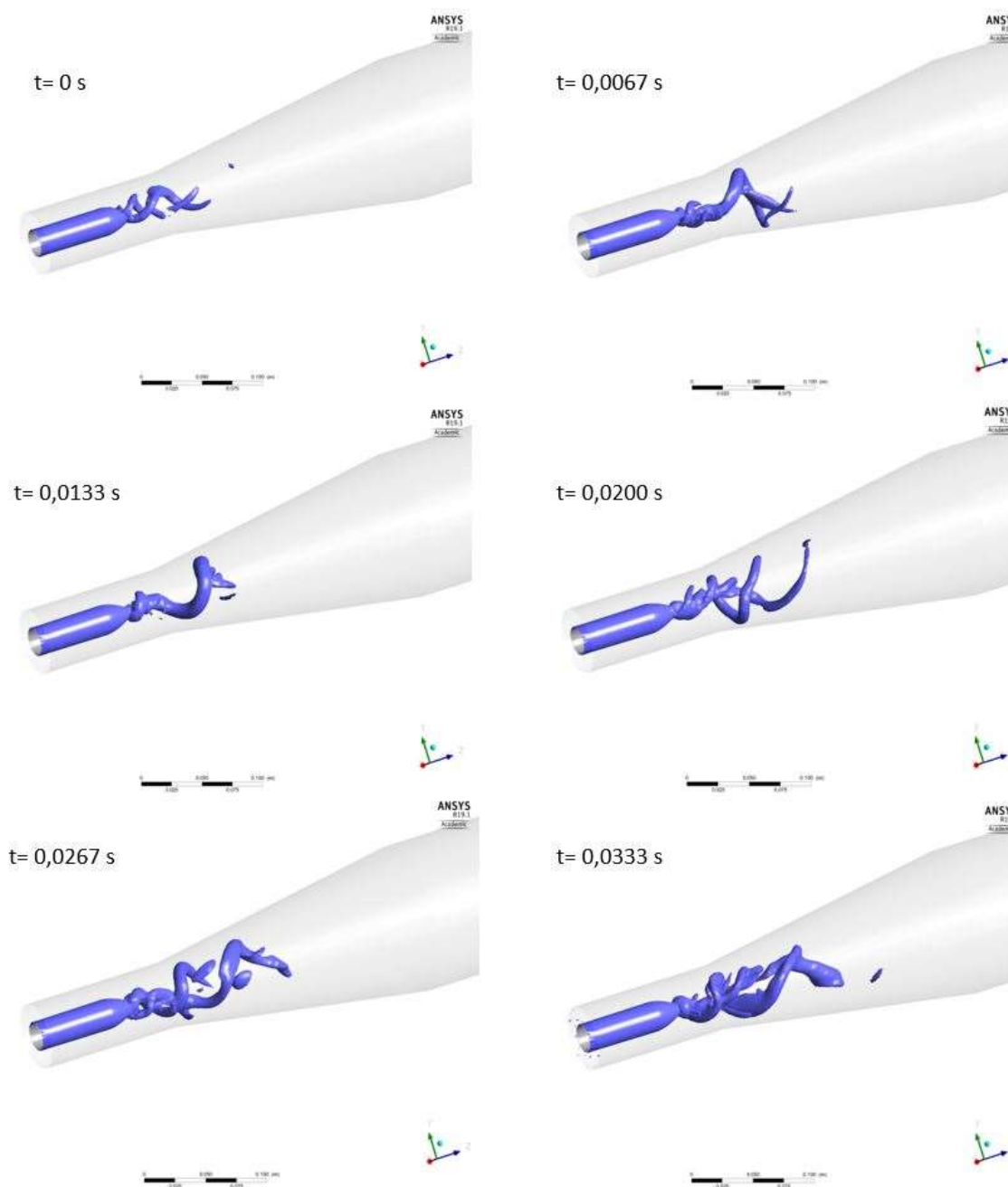
hodnot. S tím je spojeno riziko vzniku kavitace. Jedná se o průměrné hodnoty tlaků naměřené v příslušných bodech, takže je velmi pravděpodobné, že ke vzniku kavitace může dojít i v případě úhlu otevření 5,7°, ale pro ostatní úhly otevření je toto riziko podstatně větší vzhledem k hodnotám jejich průměrných tlaků.

Na Obr. 8.2 a Obr. 8.3 jsou zobrazeny spirální vírové struktury pro nejmenší otevření difuzoru ( $5,7^\circ$ ) a největší otevření difuzoru ( $17,2^\circ$ ). Obrázky byly vyhodnoceny pomocí programu CFD Post. K zobrazení jádra spirální vírové struktury byla použita veličina Swirling Strength, která byla nastavena na hodnotu 0,095.

Na obrázcích je vidět, že spirální vírová struktura pro nejmenší úhel otevření difuzoru se vyvíjí více v axiálním směru. Naopak spirální vírová struktura pro největší úhel otevření se více vyvíjí v radiálním směru a v axiálním směru nedosahuje tak daleko. Což je spojeno s hodnotami asynchronních frekvencí (Graf 8.4), kde dochází k prudkému poklesu hodnot frekvence mezi body P4 a P5.



Obr. 8.2 Spirální vírové struktura při úhlu otevření difuzoru  $5,7^\circ$



Obr. 8.3 Spirální vírová struktura při úhlu otevření difuzoru  $17,2^\circ$

## 9 Závěr

Cílem této diplomové práce bylo provedení CFD simulace pro různé otevření difuzoru při zachování okrajových podmínek. Byl posuzován vliv změny geometrie difuzoru na dynamické vlastnosti spirální vírové struktury. Tato struktura ve formě vírového copu velmi často vzniká v sací troubě Francisovy turbíny, je-li provozována mimo optimální průtok.

Tato práce se opírá o data z disertační práce Ing. Davida Štefana, Ph.D., ve které bylo provedeno měření tlakových pulzací ve vírovém generátoru. Při experimentu byl použit vírový generátor s úhlem otevření difuzoru  $11,5^\circ$ .

Dříve než došlo k samotnému posuzování dynamických vlastností, bylo nutné vybrat správný model turbulence a vhodnou výpočetní síť. Simulace byly prováděny na 3D modelu se stejným úhlem otevření, jaký byl použit při experimentu. Cílem těchto simulací nebylo dosažení stejných výsledků jako při experimentu, ale nalezení vhodné kombinace modelu turbulence a výpočetní sítě. Dosažení výsledků podobným k těm z experimentu by bylo velmi komplikované už jenom pro to, že výpočetní síť byla limitována studentskou verzí programu Ansys, kde je možné vytvořit síť o maximálním možném počtu 512 tisíc buněk. Což je pro řešení takové úlohy nedostatečné množství, chceme-li dosáhnout velmi přesných výsledků. Dalším faktorem ovlivňujícím přesnost simulace je to, že při experimentu docházelo ke vzniku kavitace a proudění bylo tedy dvoufázové, ale při simulaci je uvažováno jednofázové proudění a účinky kavitace jsou tím pádem zanedbány. Hlavním posuzovaným parametrem byla hodnota asynchronní frekvence tlakových pulzací, která by měla mít po délce difuzoru sestupnou tendenci, tak jak tomu bylo v experimentu. Takového jevu bylo dosaženo pouze u kombinace modelu turbulence Reynolds Stress Model a kombinované výpočetní sítě složené z jedné části tvořené tetrahedrálními prvky a dvěma částmi tvořenými z hexahedrálních prvků.

K celkovému posouzení změny dynamických vlastností byly vybrány 4 geometrie, u kterých byl zmenšen/zvětšen úhel otevření difuzoru o 25 % a 50 % s tím, že délka difuzoru a průměr vstupního potrubí byly zachovány. Všechny simulace byly prováděny pro stejný průtok  $Q = 13$  l/s, se stejným časovým krokem  $\Delta t = 1,667 \text{ E-4}$  s. Geometrie použita v této práci byla omezena pouze na difuzorovou část bez lopatkové části vírového generátoru. Lopatková část byla nahrazena rychlostním profilem vyexportovaným z předem provedené simulace, která nebyla obsahem této práce. Tento krok byl proveden z důvodu zmenšení oblasti k vysíťování, aby bylo možné vytvořit co nejkvalitnější síť v oblasti difuzorové části vírového generátoru.

V průběhu simulace byly zaznamenávány hodnoty tlaků v 10 bodech, viz Obr. 6.3. Jelikož bylo vyhodnocení prováděno pomocí Fourierovy transformace (FFT), byly výsledné hodnoty odčítány z grafu. Byly hledány hodnoty synchronních a asynchronních tlakových pulzací, které se při provedení FFT jeví jako první a druhá vlastní frekvence. Tyto frekvence však pokaždé nebyly jednoznačně rozpoznatelné, a proto bylo nutné měřit hodnoty tlaků pomocí tlakových snímačů, které byly umístěny naproti sobě (posunuty o  $180^\circ$  po obvodu potrubí). Postup zpracování souborů s naměřenými tlaky je uveden v kapitole 8. Naměřené hodnoty pak byly zpracovány v programu excel a FFT byla provedena programem Matlab.

Při posuzování hodnot frekvence synchronních tlakových pulzací bylo zjištěno, že pro větší úhly otevření difuzoru jsou frekvence vyšší, ale neplatí to, že by větší úhel otevření znamenal vyšší frekvenci. V případě nejmenších dvou frekvencí (pro úhel  $5,7^\circ$  a  $8,6^\circ$ ) má geometrie s menším úhlem otevření vyšší hodnotu frekvence. Tuto skutečnost by bylo potřeba hlouběji prozkoumat, ale jako jedna z případných cest by bylo provést vyhodnocení delšího tlakového záznamu, kde by bylo více period synchronních pulzací.

U porovnání asynchronních frekvencí tlakových pulzací bylo z Graf 8.2 jasně vidět, že frekvence mají po délce difuzoru sestupnou tendenci. Pro nejmenší úhel otevření ( $5,7^\circ$ ) je pokles nejplynulejší a rozdíl mezi frekvencí v bodě  $P_1$  a  $P_5$  je nejmenší. Což značí,



že se spirální vírová struktura v takové geometrii vyvíjí spíše v axiálním směru, jelikož ji to do radiálního směru neumožňuje stěna difuzoru. Naopak průběh frekvencí pro největší úhel otevření ( $17,2^\circ$ ) se vyznačuje prudkým poklesem hodnot a rozdíl mezi hodnotou frekvence v  $P_1$  a  $P_5$  je největší. Spirální vírová struktura se v tomto případě vyvíjí mnohem více v radiálním směru a ve směru axiálním dochází k jejímu zborcení mnohem dříve než u spirální vírové struktury, která vzniká v geometrii s úhlem otevření  $5,7^\circ$ , viz Obr. 8.3. Průběhy frekvencí tlakových pulzací pro zbylé otevření difuzoru jsou si navzájem velmi podobné. Je možné, že při zmenšení či zvětšení úhlu otevření  $11,5^\circ$  o 25 % není dostatečně velké na to, aby se odlišnosti projevíly. To může být důsledkem toho, že zvolená síť nebyla dostatečně jemná. Na vině může být i model turbulence. Existují i vhodnější modely turbulence, ale ty vyžadují velmi vysokou kvalitu sítě u stěny, což nebylo možné dosáhnout vzhledem k limitům studentské verze programu Ansys.

Při posuzování vlivu změny geometrie na amplitudu synchronních tlakových pulzací bylo zjištěno, že s rostoucím úhlem otevření difuzoru rostou již počáteční hodnoty amplitudy a při úhlech otevření  $11,5^\circ$ ,  $14,3^\circ$  a  $17,2^\circ$  dochází mezi body  $P_1$  a  $P_2$  k prudkému nárůstu tlaku a následně k poklesu až k minimálním hodnotám amplitud, které byly pro všechny úhly otevření velmi podobné. Pro úhly otevření  $5,7^\circ$  a  $8,6^\circ$  nebyl nárůst tlaku mezi body  $P_1$  a  $P_2$  tak razantní a jejich celkový průběh nevykazoval tak prudké změny hodnot.

Porovnání amplitud asynchronních tlakových pulzací ukazuje, že v případě největšího otevření difuzoru má spirální vírová struktura více prostoru k vyvinutí v radiálním směru (viz Obr. 8.2 a Obr. 8.3) a hodnoty tlakových pulzací jsou u něj nejvyšší. A však v posledním bodě  $P_5$  je již hodnota tlaku velmi nízko pod předchozími hodnotami, což značí, že se spirální vírová struktura v této oblasti již nevyskytuje v takové intenzitě a k její zborcení došlo pravděpodobně někde blíže k předchozím bodům.

Posouzení minimálních hodnot tlaku ukazuje pro všechna otevření difuzoru velmi podobné průběhy, viz Graf 8.5. Tlak nejprve mezi body  $P_1$  a  $P_2$  klesá a poté jeho hodnota začne stoupat. Z Bernoulliho rovnice vyplývá, že při nárůstu tlaku klesá rychlost, což je požadovaný účinek sací trouby. Se snižující se rychlostí klesají energetické ztráty stroje. Z výsledků také vyplývá, že pro všechny úhly otevření kromě  $5,7^\circ$  jsou minimální hodnoty tlaků záporné, což zvyšuje riziko vzniku kavitace. Riziko vzniku kavitace se ovšem vyskytuje u všech případů. Jak je zde vidět, nejvyšší nárůst tlaku lze pozorovat u geometrie s úhlem otevření difuzoru  $5,7^\circ$ , viz Tab. 8.6.

Po zhodnocení frekvencí a amplitud tlakových pulzací a minimálních hodnot tlaků je možné říci, že pro daný průtok  $Q = 13$  l/s dosahují geometrie s menším úhlem otevření difuzoru lepších výsledků, ať už z pohledu nežádoucí dynamiky vírové struktury, tak i z pohledu práce a účinnosti difuzoru. Konkrétně úhel otevření difuzoru  $5,7^\circ$ , například frekvence asynchronních tlakových pulzací se pohybuje v úzkém pásmu hodnot a nevykazuje žádné prudké výkyvy, což by mělo mít pozitivní vliv při návrhu komponent strojního vybavení. Dále hodnoty amplitud tlakových pulzací (synchronní i asynchronní) dosahují nejnižších hodnot. Také tlakový spád na difuzoru je v tomto případě největší, což má pozitivní vliv na hodnotu účinnosti sací trouby.

Je však důležité brát v úvahu, že se jedná o simulaci, která byla provedena s použitím sítě, která nepřesáhla hodnotu 500 tisíc buněk. K získání přesnějších výsledků by zajisté byla potřeba síť s daleko více prvky. Rovněž by mohl být použit přesnější model turbulence, který dává dohromady oblasti mezní vrstvy a oblast hlavního proudu, jako je například  $k-\omega$  SST nebo nějaký hybridní model turbulence jako například SAS, nebo DES. Tyto modely však vyžadují vysoké nároky na kvalitu sítě včetně dodržení hodnoty  $y^+ = 1$  nebo nižší.

## Seznam použitých zdrojů

- [1] Francisova horizontální turbína. MVE Energetika [online]. [cit. 2019-02-22]. Dostupné z: <http://mve.energetika.cz/pretlakoveturbiny/francis-horiz.htm>
- [2] Francisova vertikální turbína. *MVE Energetika* [online]. [cit. 2019-02-22]. Dostupné z: <http://mve.energetika.cz/pretlakoveturbiny/francis-vertik.htm>
- [3] Přečerpávací vodní elektrárna Dlouhé stráně. Skupina ČEZ [online]. [cit. 2019-02-22]. Dostupné z: <https://www.cez.cz/cs/vyroba-elektriny/obnovitelne zdroje/voda/dlouhe-strane.html>
- [4] ŠTIGLER, J. *Teorie hydraulických strojů*. [přednášky vyučovaného předmětu, prezentace]. Brno: VUT 2018.
- [5] ŠTIGLER, J. *Models of the vortex in real fluid*. Sborník konference ENGINEERING MECHANICS 2000, 1. vyd. Praha: Institute of theoretical and applied mechanics academy of sciences of the Czech Republic, 2000. pp.156-160, ISBN 80-86246-07-08.
- [6] ŠOB, F. *Hydromechanika*. Brno: Akademické nakladatelství CERM, s.r.o. Brno, 2002. ISBN 80-214-2037-5.
- [7] KUNDU, P. K., COHEN, I. M. *Fluid Mechanics*. United States: Elsevier, 2008. 872 s. ISBN 978-0-12-373735-9.
- [8] HLAVÁČEK, D.: *Kavitující proudění v konvergentně-divergentní trysce*. . Brno: Vysoké Učení Technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2012. 76s. Vedoucí diplomové práce doc. Ing. Pavel Rudolf, Ph.D..
- [9] DÖRFLER, P., SICK, M. a COUTU, A. *Flow-introduced pulsation and vibration hydroelectric machinery: engineer's guidebook for planning, design and troubleshooting*. London: Springer, 2013. ISBN 978-447-4251-5
- [10] ŠTEFAN, D., P. RUDOLF, M. HUDEC a V. HABÁN. COMPREHENSIVE STUDY OF UNSTEADY PRESSURE PULSATIONS INDUCED BY THE SPIRAL VORTEX STRUCTURE IN A CONICAL DIFFUSER. In: *6th IAHR International Meeting of the Workgroup on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems*. Ljubljana, Slovenia, 2015, s. 8.
- [11] KOUTNÍK, J., KRÜGER, K., POCHYLÝ, F., RUDOLF, P., HABÁN, V., 2006, "On Cavitating Vortex Rope Form Stability During Francis Turbine Part Load Operation" Proc. IAHR Int. Meeting of WG on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems, Barcelona

- [12] SKRIPKIN S., TSOY M., SHTORK S. & HANJALIĆ K. *Comparative analysis of twin vortex ropes in laboratory models of two hydro turbine draft tubes*. Journal of Hydraulic Research, 2016. 54:4, 450-460, DOI: 10.1080/00221686.2016.1168325
- [13] NECHLEBA, M. *Vodní turbíny, jejich konstrukce a příslušenství*. Praha: SNTL - Státní nakladatelství technické literatury, 1954.
- [14] PASCHE, S., AVELLAN F., GALLAIRE F. Part load vortex rope as a global unstable mode. *Journal of Fluids Engineering*. 2017, (139), 22. DOI:10.1115/1.4035640.
- [15] ŠTEFAN, D. *Study of the dissipation in spiraling vortical structures*. Brno: Vysoké Učení Technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2015. 176s. Vedoucí práce doc. Ing. Pavel Rudolf, Ph.D.
- [16] SimScale CAE Forum. *SimScale* [online]. 2018 [cit. 2019-05-13]. Dostupné z: <https://www.simscale.com/forum/t/what-is-y-yplus/82394>
- [17] *FLUENT 6.3 User's Guide* [online]. 2006 [cit. 2019-05-12]. Dostupné z: <https://www.sharcnet.ca/Software/Fluent6/html/ug/node1021.htm>

## Seznam použitých veličin

Značka	Název veličiny	Jednotka
$\Omega$	Vektor víru rychlosti	$s^{-1}$
$c$	Rychlost proudění	$m \cdot s^{-1}$
$S$	Plocha průřezu	$m^2$
$\mu$	Intenzita víru	$m^2 \cdot s^{-1}$
$\Gamma$	Cirkulace rychlosti	$m^2 \cdot s^{-1}$
$\omega$	Obvodová rychlost	$rad \cdot s^{-1}$
$r$	Vzdálenost od počátku	$m$
$c_u$	Obvodová složka absolutní rychlosti	$m \cdot s^{-1}$
$Sr$	Vírové číslo	1
$Q_{opt}$	Optimální průtok	$m^3 \cdot s^{-1}$
$\alpha$	Poměrná výstupní ztráta z oběžného kola	$J \cdot kg^{-1}$
$H$	Spád	$m$
$g$	Tíhové zrychlení	$m \cdot s^{-2}$
$\zeta$	Poměrný zisk sací trouby	$J \cdot kg^{-1}$
$\eta_s$	Účinnost sací trouby	1
$d$	Průměr vstupního potrubí do difuzoru	$mm$
$D$	Průměr výstupního potrubí z difuzoru	$mm$
$l$	Délka difuzoru	$mm$
$\beta$	Úhel otevření difuzoru	$^\circ$
$k$	Turbulentní kinetická energie	$m^2 \cdot s^{-2}$
$\varepsilon$	Disipace turbulentní kinetické energie	$m^2 \cdot s^{-3}$
$y^+$	Funkce vyjadřující kvalitu sítě u stěny	1
$y$	Absolutní vzdálenost od stěny	$m$
$u_\tau$	Friction velocity	$m \cdot s^{-1}$
$\nu$	Kinematická viskozita	$m^2 \cdot s^{-1}$
$f$	Frekvence	$Hz$
$\Delta t$	Časový krok	$s$
$p$	Tlak	$Pa$
$A$	Amplituda	$Pa$

## Seznam příloh

Příloha A: Naměřené hodnoty tlaků

Příloha B: Skript použitý pro FFT

Příloha C: Case & data

Příloha D: Vstupní okrajová podmínka