



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ENERGETICKÝ ÚSTAV

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
ENERGY INSTITUTE

VÍROVÝ COP PŘI NADOPTIMÁLNÍM PRŮTOKU FRANCISOVOU TURBÍNOU

VORTEX ROPE FOR OVERLOAD OPERATION OF FRANCIS TURBINE

DIPLOMOVÁ PRÁCE
MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Bc. JIŘÍ KOZÁK

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

doc. Ing. PAVEL RUDOLF, Ph.D.

BRNO 2013

Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství

Energetický ústav

Akademický rok: 2012/2013

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

student(ka): Bc. Jiří Kozák

který/která studuje v **magisterském navazujícím studijním programu**

obor: **Fluidní inženýrství (2301T036)**

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:

Vírový cop při nadoptimálním průtoku Francisovou turbínou

v anglickém jazyce:

Vortex rope for overload operation of Francis turbine

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Cílem je studium chování kavitujiícího vírového copu při nadoptimálním průtoku prostředky CFD. Zadání je tvořeno kolenovou sací troubou Francisovy turbíny a okrajovými podmínkami pro příslušný nadoptimální provozní bod. Budou vyhodnocovány spektrální charakteristiky proudění a provedeno srovnání plného 3D výpočtu s se zjednodušením na osově symetrické oblasti.

Cíle diplomové práce:

1. Modelování jednofázového proudění pro zadaný provozní bod.
2. Modelování dvoufázového proudění s kavitací pro zadaný provozní bod.
3. Porovnání 3D výpočtů se zjednodušeným osově symetrickým výpočtem z hlediska dynamických charakteristik proudění a tvaru kavitační oblasti.

Seznam odborné literatury:

1. Alligne, S., Maruzewski, P., Dinh, T., Wang, B., Fedorov, A., Josfin, J, Avellan, F.: Prediction of a Francis Turbine Prototype Full Load Instability From Investigations on the Reduced Scale Model. IOP Conference Series: Earth and Environmental Science, Vol. 12, 2010.
2. Dörfler, P., Keller, M., Braun, O.: Francis full-load surge mechanism identified by unsteady 2-phase CFD. IOP Conference Series: Earth and Environmental Science, Vol. 12, 2010.
3. Susan-Resiga, R.f., Muntean, S., Tanasa, C., Bosioc, A.: Three-Dimensional Versus Two-Dimensional Axisymmetric Analysis For Decelerated Swirling Flows. Conference on Modelling Fluid Flow (CMFF'09), 2009.

Vedoucí diplomové práce: doc. Ing. Pavel Rudolf, Ph.D.

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2012/2013.

V Brně, dne 20.11.2012

L.S.

doc. Ing. Zdeněk Skála, CSc.
Ředitel ústavu

prof. RNDr. Miroslav Doupovec, CSc., dr. h. c.
Děkan fakulty

Abstrakt

Diplomová práce se zabývá CFD simulací vírového copu v kolenové sací troubě Francisovy turbíny při nadoptimálním provozu. Hlavním cílem práce je srovnání výsledků CFD simulací provedených pro původní kolenovou sací troubu a odvozenou sací troubu přímou s ohledem na tvar kavitační oblasti, její objem a dynamické charakteristiky proudění. Výsledky prostorových výpočtů jsou následně srovnány s výsledky osově symetrických simulací, které významným způsobem redukuje nároky na výpočetní čas a výkon.

Klíčová slova

Vírový cop, sací trouba, Francisova turbína, kavitace, tlakové pulzace.

Abstrakt

This master's thesis deals with CFD simulation of vortex rope in the elbow draft tube for overload operation of Francis turbine. The main objective of the thesis is to compare results of the CFD simulations of the original elbow draft tube with a derived straight cone draft tube considering volume and the shape of the cavitation region and dynamic flow characteristic. Results of the 3D simulations are also compared with axi-symmetric simulations, which reduce demands for computing time and power.

Key words

Vortex rope, draft tube, Francis turbine, cavitation, pressure pulsations.

Bibliografická citace

KOZÁK, J. *Vírový cop při nadoptimálním průtoku Francisovou turbínou*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2013. 125 s. Vedoucí diplomové práce doc. Ing. Pavel Rudolf, Ph.D..

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci na téma Vírový cop při nadoptimálním průtoku Francisovou turbínou vypracoval samostatně s využitím literatury a pramenů uvedených v seznamu, který je součástí této práce.

24.5.2013

.....
Bc. Jiří Kozák

Poděkování

Děkuji panu doc. Pavlu Rudolfovi, Ph.D. za poskytnuté rady a pomoc v průběhu vypracování této práce. Dále děkuji firmě Voith Hydro za poskytnutá data a Janě Dostálové za trpělivost.

Obsah

1 Úvod.....	11
2 Vírové proudění.....	12
2.1 Základní pojmy vírového proudění	12
3 Modely víru.....	14
3.1 Model rotace tuhého tělesa.....	14
3.2 Potenciální vír.....	15
3.3 Rankinův vír	16
3.4 Lambův vír	17
3.5 Vzájemné srovnání jednotlivých modelů víru.....	18
4 Matematické modelování turbulentního proudění	19
4.1 Pokročilé metody výpočtu turbulentního proudění	24
4.2 Model turbulence k- ϵ v programu Fluent	24
4.3 RSM model turbulence v programu Fluent	25
5 Kavítace.....	27
5.1 Modelování kavítace.....	28
5.2 Modelování vícefázového proudění v programu Fluent.....	29
5.3 Modelování kavítace v programu Fluent.....	30
5.4 Thomův kavitační součinitel	31
6 Sací trouba	32
6.1 Základní dělení sacích trub.....	32
6.2 Hydraulické řešení sací trouby	32
6.3 Hydrostatický účinek sací trouby	34
6.4 Hydrodynamický účinek.....	35
7 Proudění v sací troubě Francisovy turbíny při provozu mimo optimum	37
7.1 Proudění v sací troubě při podoptimálním provozu	38
7.2 Proudění v sací troubě při nadoptimálním provozu.....	39
8 Metody používané pro potlačení tlakových pulzací	42
8.1 Zavzdušnění do prostoru savky	42
8.2 Kontrola proudění v sací troubě pomocí vodního paprsku.....	42
8.3 Axiální žebra instalovaná na stěně savky	43
8.4 Usměrnující vestavba v savce.....	43
8.5 Další metody potlačování tlakových pulzací.....	43
9 Fourierova transformace	44
9.1 Příklad využití Fourierovy transformace.....	44
9.2 Matematický aparát Fourierovy transformace.....	44

9.3	Fourierova transformace spojité funkce	45
9.4	Fourierova transformace diskrétní funkce	45
10	Použitá geometrie a okrajové podmínky	47
10.1	Kolenová sací trouba	47
10.2	Přímá sací trouba	48
10.3	Přímá sací trouba pro osově symetrické výpočty	49
10.4	Okrajové podmínky	50
10.5	Okamžitá vstupní okrajová podmínka	50
10.6	Vstupní okrajová podmínka získaná časovým středováním z pěti otáček oběžného kola	53
10.7	Výstupní okrajové podmínky	55
11	Obecné nastavení numerických výpočtů	56
11.1	Strategie výpočtu	56
11.2	Sledované veličiny	56
11.3	Vyhodnocované parametry sací trouby	57
11.4	Použité značení	58
12	Výpočty s okamžitou vstupní okrajovou podmínkou	60
12.1	Jednofázový výpočet kolenové sací trouby (3D-E-820K-H-ok-g)	60
12.2	Jednofázový výpočet přímé sací trouby (3D-S-553K-H-ok-g)	62
12.3	Shrnutí výpočtů s okamžitou vstupní okrajovou podmínkou	65
13	Výpočty s vyhlazenou vstupní okrajovou podmínkou	66
13.1	Jednofázový výpočet kolenové sací trouby (3D-E-820K-H-avg-g)	66
13.2	Přímá sací trouba (3D-S-553K-H-avg-g)	69
13.3	Shrnutí výsledků výpočtů s vyhlazenou okrajovou podmínkou	71
14	Osově symetrické výpočty s vyhlazenou okrajovou podmínkou	72
14.1	Jednofázový výpočet přímé sací trouby (2D-S-89K-Q-avg)	72
14.2	Dvoufázový výpočet přímé sací trouby (2D-S-89K-Q-avg-c)	74
14.3	Jednofázový výpočet přímé sací trouby (2D-S-133K-Q-avg)	75
14.4	Dvoufázový výpočet přímé sací trouby (2D-S-133K-H-avg-c)	77
14.5	Shrnutí osově symetrických výpočtů s vyhlazenou okrajovou podmínkou	78
15	Doplňkové výpočty pro vyhlazenou okrajovou podmínkou	80
15.1	Jednofázový výpočet přímé sací trouby (3D-S-1716K-W-avg)	80
15.2	Dvoufázový výpočet kolenové sací trouby (3D-E-820K-H-avg-c-g)	82
15.3	Dvoufázový výpočet přímé sací trouby (3D-S-553K-H-avg-c-g)	83
15.4	Dvoufázový výpočet přímé sací trouby (3D-S-1234K-T-avg-c)	84
15.5	Shrnutí doplňkových výpočtů pro vyhlazenou okrajovou podmínkou	85
16	Výpočty s časově středovanou okrajovou podmínkou	86

16.1 Jednofázový výpočet kolenové sací trouby (3D-E-820K-H-5ot)	86
16.2 Přímá sací trouba (3D-S-553K-H-5ot)	88
16.3 Shrnutí výpočtů provedených s časově středovanou okrajovou podmínkou	90
17 Osově symetrické výpočty pro časově středovanou okrajovou podmínku	92
17.1 Jednofázový výpočet přímé sací trouby (2D-S-89K-Q-5ot).....	92
17.2 Dvoufázový výpočet přímé sací trouby (2D-S-89K-Q-5ot-c).....	93
17.3 Jednofázový osově symetrický výpočet (2D-S-133K-H-5ot)	95
17.4 Dvoufázový osově symetrický výpočet (2D-S-133K-Q-5ot-c).....	96
17.5 Shrnutí osově symetrických výpočtů s časově středovanou okrajovou podmínkou.....	98
18 Doplnující výpočty pro časově středovanou okrajovou podmínku	99
18.1 Jednofázový výpočet kolenové sací trouby (3D-E-1381K-WH-5ot-t).....	99
18.2 Jednofázový výpočet přímé sací trouby (3D-S-846K-W-5ot).....	102
18.3 Jednofázový výpočet přímé sací trouby (3D-S-1234K-T-5ot).....	104
18.4 Shrnutí doplňkových výpočtů pro časově středovanou okrajovou podmínku.....	107
19 Závěrečné srovnání jednotlivých výpočtů.....	107
19.1 Srovnání objemu vírového copu.....	108
19.2 Srovnání tlakové ztráty	109
19.3 Srovnání účinnosti sací trouby	110
20 Závěr.....	112
21 Seznam použité literatury	114
21.1 Zdroje obrázků.....	116
22 Seznam příloh.....	117

Seznam použitých veličin a indexů

Značka	Název veličiny	Jednotka
Ω	Vektor víru rychlosti	1/s
v	Rychlost proudění	$m \cdot s^{-1}$
ε_{ijk}	Levi-Civitův tenzor	1
μ	Intenzita víru	$m^2 \cdot s^{-1}$
S	Plocha řezu	m^2
Γ	Cirkulace rychlosti	$m^2 \cdot s^{-1}$
p	Tlak	Pa
ρ	Hustota kapaliny	$kg \cdot m^{-3}$
r	Radiální souřadnice	m
R	Poloměr potrubí	m
p_r	Tlak na stěně potrubí	Pa
t	čas	s
T	Čas (doba průměrování)	s
τ_{ij}	Tenzor turbulentního napětí	Pa
k	Turbulentní kinetická energie	$m^2 \cdot s^{-2}$
ε	Disipace turbulentní kinetické energie	$m^2 \cdot s^{-3}$
σ_k	Prandtlůva konstanta	1
μ	Dynamická viskozita	Pa·s
μ_t	Turbulentní dynamická viskozita	Pa·s
ν	Kinematická viskozita	$m^2 \cdot s^{-1}$
ν_t	Turbulentní kinematická viskozita	$m^2 \cdot s^{-1}$
σ	Thomův kavitační součinitel	1
V_q	Objem fáze	m^3
α_q	Objemový zlomek fáze	1
R_B	Poloměr bubliny	m
n_B	Počet bublin v objemu kapaliny	1
L	délka	m
p_3	Tlak na vstupu do sací trouby	Pa
p	Tíhové zrychlení	$m \cdot s^{-2}$
h	Výška nad hladinou	m
p_a	Atmosférický tlak	Pa
p_4	Tlak na výstupu ze sací trouby	Pa
Y_z	Ztrátová energie	$J \cdot kg^{-1}$
α	Coriolisovo číslo	1

Sr	Vírové číslo	1
Q_m	Hmotnostní průtok	$\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$
u+	Bezrozměrná rychlost	1
y^+	Bezrozměrná vzdálenost	1

Index

B	Bublina
r	Potrubí
c	Jádro víru (kapitola 3)
L	Kapalina
va	Sytá pára
q	Fáze
φ	Tangenciální složka
r	Radiální složka
ax	Axiální složka
a	Atmosférický

1 Úvod

Vzhledem k vývoji energetických požadavků, dochází v posledních desetiletích k poměrně masivnímu výzkumu proudění v sací troubě Francisovy turbíny. Tento typ vodní turbíny vykazuje, vzhledem k možnosti regulace pouze prostřednictvím rozváděcích lopat, vznik nestabilního vírového copu nad i pod návrhový optimum, kdy kapalina opouští oběžné kolo se značnou obvodovou složkou rychlosti.

Pro predikci vzniku těchto nestabilit již v návrhové fázi vývoje stroje se v posledních letech vzhledem k rozvoji výpočetní techniky stále více uplatňuje CFD software, díky kterému dochází ke snížení nákladů na modelový výzkum. Numerické zpracování výpočtů může být ovšem časově velmi náročné a to zejména v případě řešení dynamických problémů prostorových úloh, kdy je nutné uvažovat nestacionaritu řešeného proudění.

Hlavním cílem této práce je ověřit možnosti zjednodušení numerického výpočtu proudění v kolenové sací troubě Francisovy turbíny při nadoptimálním průtoku, které se vyznačuje vznikem osově symetrického vírového copu. Vírový cop vyvolává mimo jiné nežádoucí jevy, také tlakové pulzace, které mohou vést k omezení provozního pásma vodní elektrárny, případně ke snížení životnosti namáhaných součástí.

Na základě dat dodaných firmou Voith Hydro byla řešena série úloh s cílem srovnat výsledky osově symetrických zjednodušených výpočtů a výsledky získané při využití plné geometrie sací trouby. Tyto výpočty byly provedeny jako jednofázově, ale také dvoufázově se zahrnutím vlivu kavitace na proudění v sací troubě. V rámci jednotlivých úloh byly vyhodnocovány zejména dynamické charakteristiky proudění a vlastnosti kavitační oblasti.

Pro jednotlivé výpočty byl použit CFD software ANSYS FLUENT a to ve verzi 12.1 a 14. Objem vírového copu byl v případě jednofázových osově symetrických úloh zjišťován v programu Autodesk Inventor 2012, v případě jednofázových prostorových výpočtů byl ke stanovení objemu kavitační oblasti použit program ANSYS CFD-POST.

Podobnou problematikou se zabývali také jiní autoři citovaní v této práci, kteří ovšem ve svých výpočtech využívali úplnou nebo alespoň částečnou geometrii oběžného kola turbíny, která v případě této diplomové práce nebyla k dispozici.

2 Vírové proudění

Vírové proudění je fyzikální jev, se kterým lidé přicházejí do kontaktu jak v běžném životě, tak v technické praxi. Vírové proudění se v přírodě vyskytuje v nepřeberné škále velikostí od malých vírů vznikajících v kávě při jejím promíchávání, přes tornáda, až po víry, které jsou tvořeny hurikány. Jákýkoliv pohyb v atmosféře vyvolá vírové proudění, dokonce i při absolutním klidu vznikají v naší atmosféře víry v důsledku konvektivního proudění vzduchu. Vírové proudění hraje důležitou roli při přenosu energie mořskými proudy i v samotné atmosféře.

S rozvojem technických znalostí se člověk stále více setkával s důsledky vírového proudění. Ve většině případů se jednalo o důsledky nežádoucí. Vírové proudění je totiž spojeno s energetickými ztrátami, které snižují celkovou účinnost provozovaného stroje. Dále bývá provázáno tlakovými pulzacemi, které mohou vést k omezení provozního pásma daného zařízení, snížení jeho životnosti nebo v krajních případech až k jeho destrukci. Příkladem může být řešený vírový cop vznikající za oběžným kolem Francisovy turbíny při mimooptimálním provozu. V hydraulice se také můžeme setkat s problémem vzniku mezilopatkového víru, který částečně, nebo v krajním případě úplně, ucpává mezilopatkový kanál čerpadla. [1]

Při provozu letadel se často používají tzv. winglety, původně vyvinuté NASA, které eliminují, nebo alespoň redukuje, problém zavíření na konci křídla letadla, vznikajícího v důsledku tlakového spádu mezi sací a tlačnou stranou profilu, čímž dochází k markantnímu snížení spotřeby paliva a nárůstu doletu letadla. [2]

Vírové proudění ovšem také nachází mnohá praktická uplatnění. V hydraulice se jedná například o vírové čerpadlo, vírovou turbínu, hydrospojku nebo hydrocyklón. Vírové proudění je často využíváno k promíchávání směsí. Dalším příkladem může být tzv. turbulátor, který slouží ke zlepšení aerodynamických vlastností křídla při velkých úhlech náběhu a malých rychlostech.

2.1 Základní pojmy vírového proudění

Při vírovém pohybu částice tekutiny vždy rotuje kolem vlastní osy, tento pohyb je možné popsat pomocí vektoru víru rychlosti. Jinými slovy je možné říci, že vírové proudění je charakterizováno nenulovým vektorem víru rychlosti, naopak pokud je vektor víru rychlosti roven nule, jedná se o tzv. potenciální proudění. Vektor víru rychlosti je možné vyjádřit několika způsoby.

Pomocí vektorového zápisu [3]:

$$\boldsymbol{\Omega} = \text{rot } \mathbf{v} \quad (2.1)$$

S využitím diferenciálního operátoru ∇ [4]:

$$\boldsymbol{\Omega} = \nabla \times \mathbf{v} \quad (2.2)$$

Nebo s využitím Einsteinovy sumační symboliky [4]:

$$\Omega_i = \varepsilon_{ijk} \frac{v_k}{x_j} \quad (2.3)$$

Z vyjádření vektoru víru rychlosti pomocí Einsteinovy sumační symboliky je dobře patrné, že nabývá nejvyšších hodnot v oblastech s velkým gradientem rychlosti. Proto je hodnota vektoru víru rychlosti nejvyšší v mezní vrstvě, v místech odtržení proudu, na hranici oblastí

zpětného proudění atp. Toho lze využít pro vizualizaci těchto oblastí v případě nasazení CFD výpočtů.

Pomocí vektoru víru rychlosti lze definovat tzv. vírovou čáru. Je možné říci, že vírová čára je jistou analogií proudnice. Proudnice, definována jako čára vedená tekutinou, pro kterou platí, že vektor rychlosti je tečný v každém jejím bodě, udává rozložení rychlostního pole v daném okamžiku. Podobně vírová čára, definovaná jako křivka vedená tekutinou, pro kterou je v daném časovém okamžiku v každém jejím bodě vektor víru rychlosti tečný, dává představu o rozložení vířivosti. Pro vírovou čáru platí následující vztah. [3]

$$\frac{dx}{\Omega_x} = \frac{dy}{\Omega_y} = \frac{dz}{\Omega_z} \quad (2.4)$$

Je-li v poli vektorů víru definována uzavřená křivka proložená vírovými čarami, vzniká plocha označovaná jako vírová trubice, jejíž tekutý obsah pak tvoří vírové vlákno. Z definice vírové trubice plyne, že tok vektoru víru rychlosti její stěnou je nulový. Tok vektoru víru rychlosti průřezem vírové trubice S představuje intenzitu víru μ v uvažovaném řezu, viz rov.(2.5). [3]

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

Kde:

- Ω_n – složka vektorů víru rychlosti kolmá na řez S

Lze odvodit, že v daném okamžiku je hodnota intenzity víru v libovolném řezu trubice konstantní. Tento závěr bývá označován jako druhá Helmholtzova věta, jejímž přímým důsledkem je, že vírová trubice nemůže v tekutině zanikat, musí tedy končit na hranici tekutiny (dno, stěna, volná hladina), případně musí být nekonečná (tvořit uzavřený prstenec). [3]

V rámci experimentálního měření není možné hodnoty vektoru víru rychlosti přímo měřit. Jejich hodnotu je ovšem možné určit nepřímou, a to výpočtem na základě zjištěného rychlostního pole, pomocí tzv. cirkulace rychlosti Γ , definované jako křivkový integrál složky rychlosti tečné k uzavřené křivce C . [3]

$$\Gamma = \oint_C \mathbf{v} \cdot d\mathbf{s} = \oint_C v_i dx_i \quad (2.6)$$

Použitím Stokesovy věty je možné převést tento křivkový integrál na integrál plošný a následně vyjádřit cirkulaci rychlosti pomocí vektoru víru rychlosti. [3]

$$\Gamma = \oint_C \mathbf{v} \cdot d\mathbf{s} = \int_S \text{rot } \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS = \int_S \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{n} dS = \int_S \Omega_n dS \quad (2.7)$$

Kde ds představuje element křivky C a S plochu uzavřenou křivkou C . Z rovnice (2.7) plyne několik závěrů. Pro potenciální proudění platí, že vektor víru rychlosti je roven nule a tedy i cirkulace rychlosti bude nulová. Pro potenciální proudění pak platí, že proudnice v jednoduše souvislé oblasti nemohou být tvořeny uzavřenými křivkami. Je-li plocha S zároveň řez vírovou trubicí, pak je možné srovnáním rovnic (2.7) a (2.5) dojít k závěru, že cirkulace rychlosti Γ kolem křivky tvořící hraniční křivku řezu S vírové trubice je rovna intenzitě toku vektoru víru rychlosti μ touto plochou. [3]

3 Modely víru

Vznik víru je v hydraulice poměrně běžný jev, který ovšem často vede k nežádoucím následkům, jako jsou například právě tlakové pulzace zapříčiněné přítomností vírového copu v sací troubě. Vznik víru je spojen také s odtržením od stěny nebo se vznikem oblastí zpětného proudění. Všechny tyto jevy jsou, mimo jiné nežádoucí účinky, spojeny se vznikem energetických ztrát. [5]

Dle Alekseenka ([6], 2006) lze pro rotující proudění v potrubí odvodit rovnici průběhu tlaku v závislosti na radiální souřadnici a velikosti tangenciální (obvodové) složky rychlosti. Samotné odvození lze dohledat v citované literatuře. Při odvození rovnice pro průběh tlaku zavádí Alekseenko ([6], 2006) určitá zjednodušení. Předpokládá ustálené, izotermické proudění ideální (tzn. nestlačitelné a neviskózní) kapaliny. Výchozími rovnicemi definovanými ve válcových souřadnicích jsou tedy rovnice kontinuity nestlačitelné kapaliny a Eulerovy rovnice pro jednotlivé složky válcového souřadného systému. Výsledná rovnice průběhu tlaku je pak:

$$p = \rho \int \frac{v_{\varphi}^2}{r} dr + konst \quad (3.8)$$

Aby byl tento integrál řešitelný, zavádějí se tzv. modely vírů, které popisují průběh obvodové rychlosti v závislosti na radiální souřadnici.

Pro popis vírů v nestlačitelné kapalině se používá poměrně velké množství modelů vírů, jako příklad jsou uvedeny tři následující:

- Model rotace tuhého tělesa
- Potenciální vír
- Rankinův model víru
- Lambův model víru

3.1 Model rotace tuhého tělesa

Tento, zřejmě nejjednodušší model víru použitelný pro modelování vířivého proudění kapaliny vychází z předpokladu, že toto proudění lze modelovat jako rotaci tuhého tělesa, obvodová složka rychlosti je tedy přímo úměrná vzdálenosti konkrétního bodu od osy sací trouby, přičemž mírou úměrnosti je úhlová rychlost, která je pro všechny body víru konstantní. Úhlová rychlost proudění částice víru modelu rotace tuhého tělesa je vyjádřena rovnicí (3.9). [4]

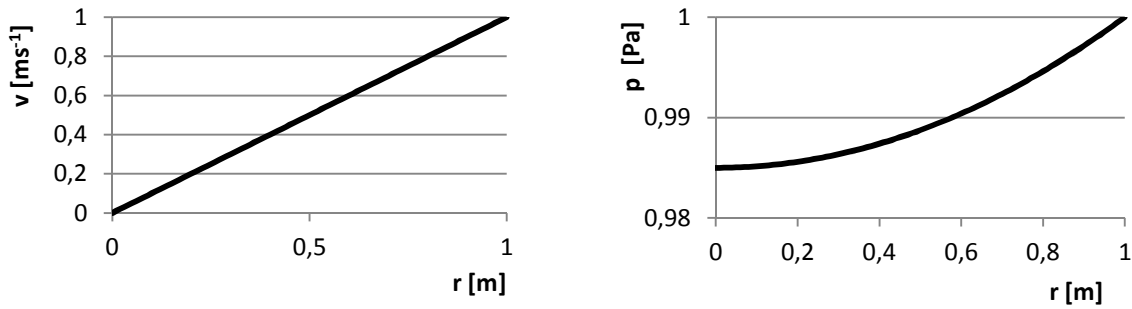
$$v_{\varphi}(r) = \Omega \cdot r \quad (3.9)$$

Dosazením tohoto vyjádření obvodové rychlosti do rovnice (3.8) lze vyjádřit průběh tlaku:

$$p = \rho \int \Omega^2 \cdot r dr + konst = \frac{\rho \Omega^2 r^2}{2} + konst \quad (3.10)$$

Při uvažování okrajových podmínek podle (3.14), lze vyjádřit integrační konstantu a získat výsledný vztah pro průběh tlaku v kapalině rotující jako tuhé těleso.

$$p = p_r - \frac{\rho \Omega^2}{2} (R^2 - r^2) \quad (3.11)$$



Graf 1 Průběh obvodové rychlosti a tlaku při použití modelu rotace tuhého tělesa

3.2 Potenciální vír

Jedná se o model víru, který je použitelný za předpokladu, že je uvažována neviskózní a nestlačitelná kapalina (tedy kapalina ideální). V případě potenciálního víru konají rotační pohyb pouze částice ležící na vírové čáře. Tento rotační pohyb vyvolává cirkulaci zbytku kapaliny. Ostatní částice tedy konají translační pohyb kolem vírové čáry. [5]

Průběh rychlosti kolem vírového vlákna je hyperbolický, z toho plyne fakt, že v dostatečné vzdálenosti od vírového vlákna odpovídá tímto modelem získaný rychlostní profil poměrně dobře realitě. Se snižující se vzdáleností částice od vírového vlákna však začíná rychlost částice strmě stoupat nade všechny meze. Tento fakt však nekoresponduje s realitou, kdy v blízkost víru klesá vlivem viskozity obvodová rychlost částic k nule. [5]

Dle Kundu lze vyjádřit průběh obvodové rychlosti dle rovnice (3.12).

$$v_{\varphi}(r) = \frac{C}{r} \quad (3.12)$$

Kde C představuje konstantu.

Dosazením tohoto vztahu do integrální rovnice průběhu tlaku lze vyjádřit průběh tlaku při využití modelu potenciálního víru následující rovnicí.

$$p = \rho \int \frac{C^2}{r^3} dr + konst = -\frac{\rho C^2}{2r^2} + konst \quad (3.13)$$

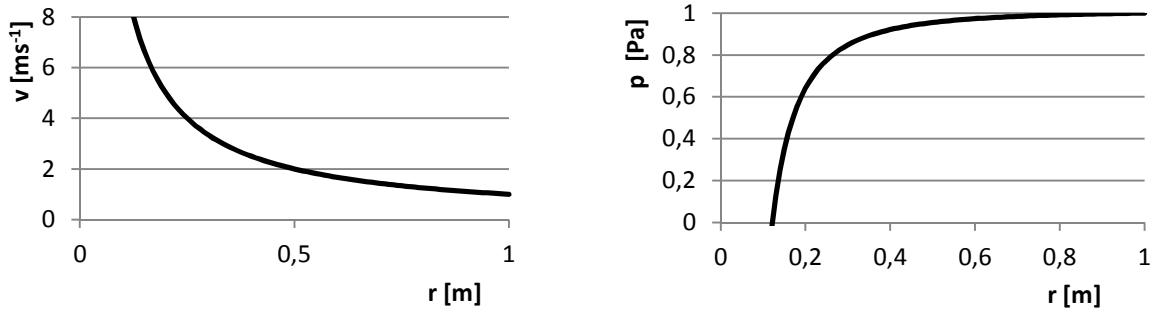
Pro určení integrační konstanty je nutné dosadit okrajové podmínky. Dle Švaňhala ([7],2003) lze pro rotaci kapaliny v potrubí o poloměru R využít následující okrajovou podmínku.

$$r = R \rightarrow p = p_r \quad (3.14)$$

Kde p_r představuje tlak na stěně potrubí. Po dosazení této okrajové podmínky do rovnice (3.13) a vyjádření integrační konstanty lze získat rovnici průběhu tlaku pro potenciální vír ve tvaru (3.15)

$$p = p_r + \frac{\rho C^2}{2} \left(\frac{1}{R^2} - \frac{1}{r^2} \right) \quad (3.15)$$

Značnou výhodou potenciálního víru je možnost využití principu superpozice pro skládání účinku více vírů v konkrétním bodě. [5]



Graf 2 Průběh obvodové rychlosti a tlaku při použití modelu potenciálního víru

3.3 Rankinův vír

Jak bylo řečeno v předchozí kapitole, zásadní nevýhodou potenciálního víru je fakt, že velikost rychlosti s klesající hodnotou radiální souřadnice roste nade všechny meze. Jedním z modelů vírů, který tento problém řeší, je model víru Rankinův. [5]

Tento model pracuje s tzv. vírovým jádrem, jehož poloměr r_c tvoří určitou hranici. Uvnitř vírového jádra rotuje kapalina jako tuhé těleso. V této oblasti tedy obvodová rychlost lineárně roste v závislosti na radiální souřadnici. V oblasti mimo jádro víru je pak rychlost proudění modelována pomocí modelu potenciálního víru. Z toho plyne, že se maximální hodnota obvodové rychlosti nachází na poloměru vírového jádra. Největší nevýhodou tohoto modelu je ostrý zlom profilu rychlosti vznikající na hranici vírového jádra. [4]

Samotný Rankin považoval za maximální hodnotu poloměru jádra víru místo, ve kterém je hodnota rychlosti získaná pomocí potenciálního víru shodná s maximální rychlostí získanou při použití Lambova víru. Hlavní předností tohoto přístupu je tedy možnost využít metody superpozice se současným zachováním určité představy chování proudící kapaliny v jádře víru, na druhou stranu je problematické přesné definování hranice jádra víru. [5]

Dle Kundu ([4],2008) lze obvodovou složku vyjádřit následujícími vztahy:

Pro $r < r_c$ platí vztah:

$$v_\varphi(r) = v_c \frac{r}{r_c} \quad (3.16)$$

a pro $r > r_c$:

$$v_\varphi(r) = v_c \frac{r_c}{r} \quad (3.17)$$

Dosazením těchto vztahů do rovnice pro průběh tlaku (3.8) a vyjádřením integrační konstanty pomocí okrajové podmínky (3.14) lze získat vztahy pro průběh tlaku Rankinova víru vyjádřené následujícími rovnicemi.

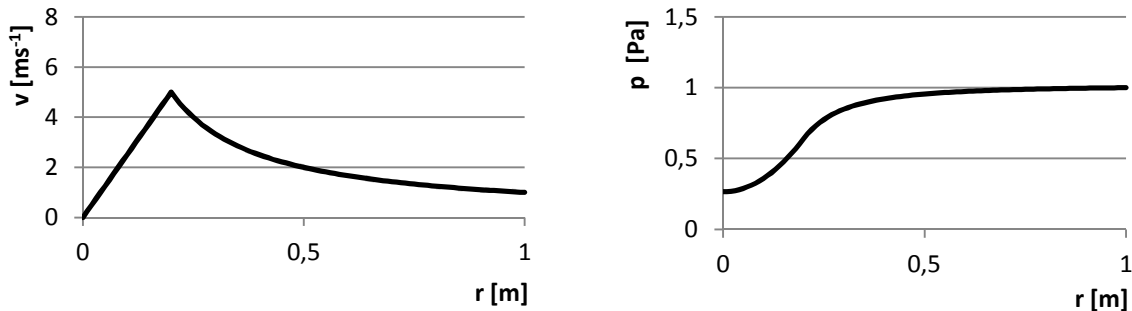
Pro $r > r_c$ platí vztah:

$$p = \rho \frac{v_c^2 r_c^2}{2} \left(\frac{1}{R^2} - \frac{1}{r^2} \right) \quad (3.18)$$

Pro $r < r_c$, lze při uvažování okrajové (3.19) dle Švaňhala ([7], 2010) definovat průběh tlaku v jádru víru:

$$r = R \rightarrow p(r_c) = p_c = \rho \frac{v_c^2 r_c^2}{2} \left(\frac{1}{R^2} - \frac{1}{r_c^2} \right) \quad (3.19)$$

$$p = p_r - \frac{\rho v_c^2}{2} \left(2 - \frac{r_c^2}{R^2} \right) + \frac{\rho v_c^2}{2} \frac{r^2}{r_c^2} \quad (3.20)$$



Graf 3 Průběh obvodové rychlosti a tlaku při použití modelu Rankinova víru

3.4 Lambův vír

Tento model víru vychází přímo z řešení Navier-Stokesovy rovnice a to pro případ rovinného víru za předpokladu nekonečně rozlehlého prostoru a nestlačitelné kapaliny.

Základní nevýhoda tohoto přístupu spočívá v nemožnosti využití principu superpozice vzhledem k tomu, že Navier-Stokesova rovnice je nelineární diferenciální rovnice druhého řádu. Díky přítomnosti nelineárního členu (konvektivní člen N-S rovnice), není možné zjistit výsledný účinek několika vírů v konkrétním bodě prostým sečtením účinků jednotlivých vírů.[8]

Oproti Rankinovu modelu víru je průběh rychlostního profilu na hranici vírového jádra plynulý. Vztah pro výpočet obvodové rychlosti je následující [6]:

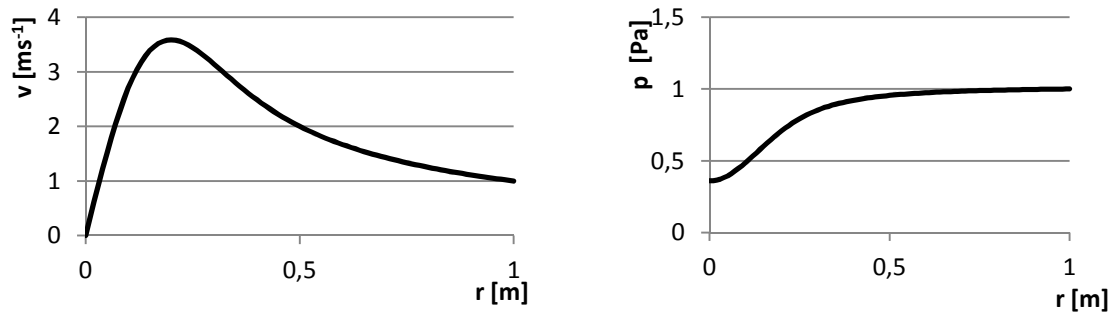
$$v_\varphi(r) = \frac{1,39v_c r_c}{r} \left(1 - e^{-1,26 \frac{r^2}{r_c^2}} \right) \quad (3.21)$$

Dosazením tohoto výrazu do vztahu pro průběh tlaku (3.8) vzniká výraz:

$$p = \rho \int \frac{1,39v_c r_c}{r^2} \left(1 - e^{-1,26 \frac{r^2}{r_c^2}} \right) dr + konst \quad (3.22)$$

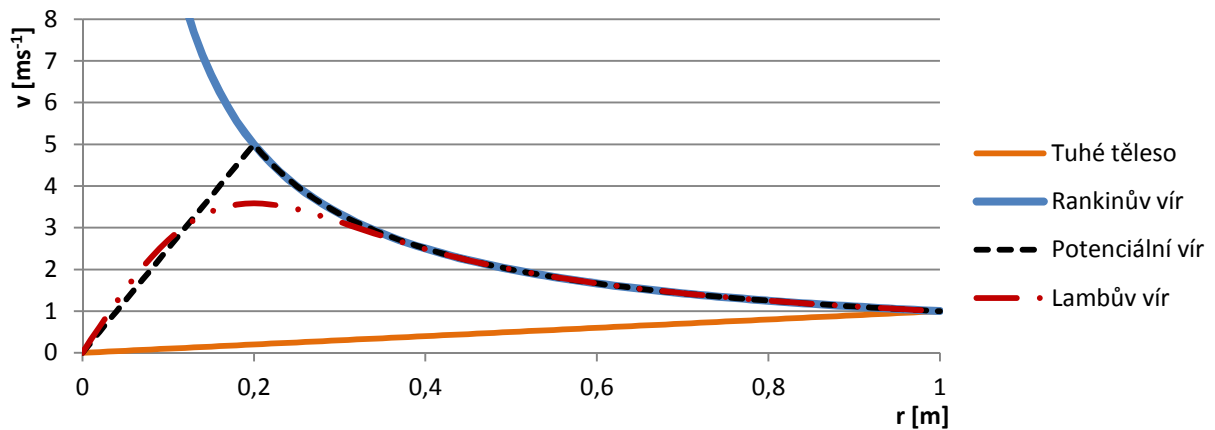
Další postup stanovení průběhu tlaku je v případě Lambova víru poněkud složitější, vzhledem k tomu, že rovnice (3.22) představuje exponenciální integrál. Výslednou tlakovou funkci lze získat pomocí numerické integrace. Je-li poloměr potrubí rozdělen na n diskretních bodů, pak je možné vyjádřit výslednou funkci průběhu tlaku pomocí obdélníkové metody.[7]

$$p = p_r - \rho \sum_{i=1}^{n-1} \left(\frac{v_\varphi(r_{n-i+1})^2}{r_{n-i+1}} + \frac{v_\varphi(r_{n-i})^2}{r_{n-i}} \right) \frac{r_{n-i+1} - r_{n-i}}{2} \quad (3.23)$$

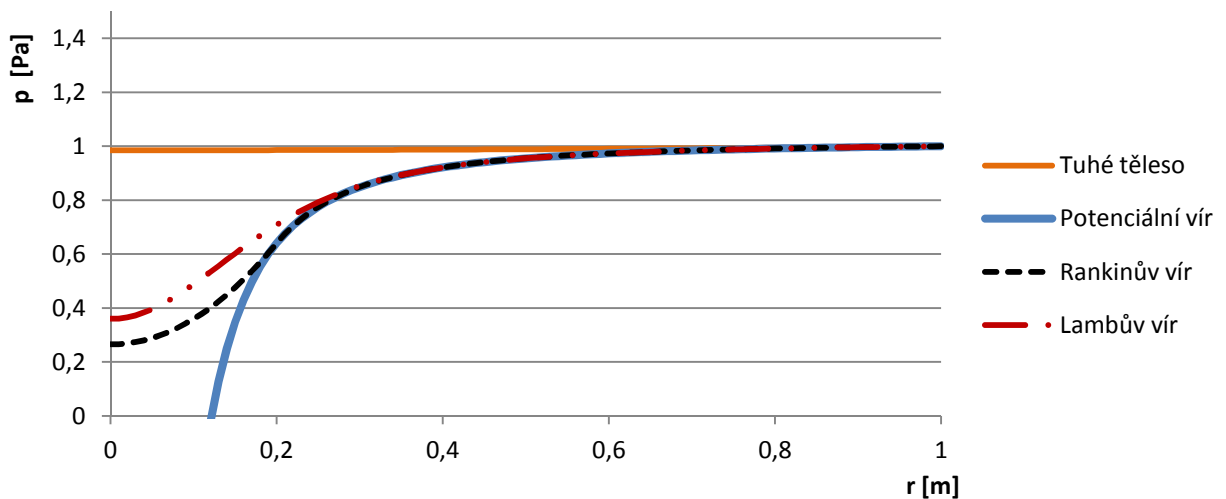


Graf 4 Průběh obvodové rychlosti a tlaku při použití modelu potenciálního víru

3.5 Vzájemné srovnání jednotlivých modelů víru



Graf 5 Srovnání profilů obvodových rychlostí pro jednotlivé modely víru



Graf 6 Srovnání průběhu tlaku pro jednotlivé modely víru

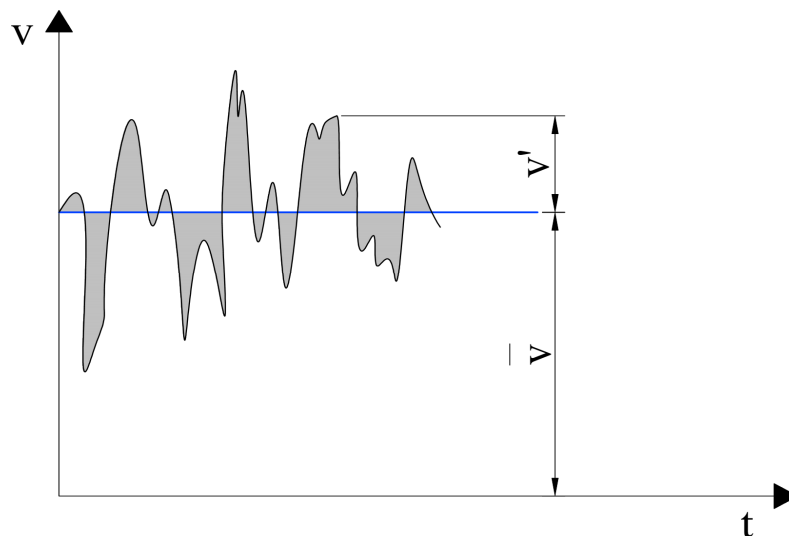
4 Matematické modelování turbulentního proudění

Současný software pro matematické modelování proudění tekutin, souhrnně označovaný jako CFD software (Computational Fluid Dynamics), obvykle ke své práci využívá metodu konečných objemů. Historicky se také objevovaly programy využívající metodu konečných prvků, jejichž hlavní výhoda spočívala zejména v jednodušší implementaci vzájemné interakce mezi tekutinou a pevnými objekty. Přesto nakonec převážily výhody metody konečných objemů, která se stala standardní, jak v případě komerčního, tak open-source softwaru. Jako nejznámější zástupce CFD softwaru lze uvést například: [8]

- Fluent
- CFX
- Star CD
- OpenFOAM
- Code Saturne

Pro vlastní výpočet proudění, je třeba vytvořit výpočetní doménu tvořenou sítí buněk. Tyto buňky mohou mít různý tvar (trojúhelník, čtverec) a také prostorový charakter v závislosti na řešeném problému (2D-čtverec, 3D hexahedrální prvek). Hustota a rozložení buněk v síti by měla odpovídat jednak řešenému problému, zvolenému modelu proudění, ale také dostupným výpočetním prostředkům. [8]

V rámci použitého CFD programu jsou zjištěny polohy těžišť jednotlivých buněk sítě, ve kterých jsou obvykle počítány rovnice kontinuity a RANS (Reynolds-averaged Navier-Stokes) rovnice vycházející z rovnice Navier-Stokesovy. Rozdíl spočívá v tom, že tlak a rychlost jsou v této rovnici časově středované. Při odvození rovnice kontinuity a RANS rovnice je dosazována okamžitá hodnota tlaku a rychlosti, která se skládá ze střední složky a složky fluktuace (viz obr. 1). [8]



Obr. 1 Fluktuace rychlosti-složky okamžité rychlosti

Matematicky lze tyto veličiny vyjádřit následovně [8]:

I-tá složka okamžité rychlosti:

$$v_i = \bar{v}_i + v'_i \quad (4.1)$$

Kde je časově středovaná rychlost dána střední integrální hodnotou okamžité rychlosti:

$$\bar{v}_i = \frac{1}{T} \int_T^{t+T} v_i dt \quad (4.2)$$

Pro hodnotu flukтуаční složky rychlosti musí platit:

$$\bar{v}'_i = \frac{1}{T} \int_T^{t+T} v'_i dt = 0 \quad (4.3)$$

Obdobně lze definovat hodnotu okamžitého tlaku a jeho složek:

$$p_i = \bar{p}_i + p'_i \quad (4.5)$$

$$\bar{p}_i = \frac{1}{T} \int_T^{t+T} p_i dt \quad (4.6)$$

$$\bar{p}'_i = \frac{1}{T} \int_T^{t+T} p'_i dt = 0 \quad (4.7)$$

Pro případ stlačitelné tekutiny definujeme stejným způsobem okamžitou hustotu:

$$\rho = \bar{\rho} + \rho' \quad (4.8)$$

S takto definovanými okamžitými veličinami je možné přistoupit k odvození rovnice kontinuity. Rovnice kontinuity pro nestlačitelnou kapalinu je dána následujícím vztahem.

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.9)$$

Do takto vyjádřené rovnice kontinuity je dosazena okamžitá rychlost vyjádřená vztahem (4.1) a následně je provedeno časové středování. Při úpravě jsou využita jednoduchá Reynoldsova středovací pravidla. [8]

$$\bar{\bar{e}} = \bar{e} \quad (4.10)$$

$$\overline{\bar{e} + e'} = \bar{e} + \bar{e}' = e \quad (4.11)$$

$$\overline{ee'} = 0 \quad (4.12)$$

$$\overline{\bar{e} + \bar{f}} = \bar{e} + \bar{f} \quad (4.13)$$

$$\overline{\frac{\partial v_i}{\partial x_i}} = \frac{\partial \bar{v}_i + v'_i}{\partial x_i} = \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.14)$$

V případě rovnice kontinuity pro stlačitelnou kapalinu (4.15) bude situace i postup obdobný.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (4.15)$$

Po dosazení za okamžité hodnoty rychlosti a hustoty a časovým středováním přechází rovnice kontinuity do tvaru [8]:

$$\frac{\partial(\bar{\rho} + \rho')}{\partial t} + \frac{\partial[(\bar{\rho} + \rho')(\bar{v} + v')] }{\partial x_i} = 0 \quad (4.16)$$

Jednotlivé členy takto získaného tvaru rovnice kontinuity lze zjednodušit pomocí jednoduchých pravidel.

$$\frac{\overline{\partial(\bar{\rho} + \rho')}}{\partial t} = \frac{1}{T} \int_T^{t+T} \frac{\partial(\bar{\rho} + \rho')}{\partial t} dt = \frac{1}{T} \frac{\partial}{\partial t} \int_T^{t+T} (\bar{\rho} + \rho') dt = \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} \quad (4.17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\overline{\partial(\bar{\rho} + \rho')(\bar{v} + v')}}{\partial x_i} &= \frac{1}{T} \int_T^{t+T} \frac{\partial[(\bar{\rho} + \rho')(\bar{v} + v')]}{\partial x_i} dt = \\ &= \frac{1}{T} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_T^{t+T} (\bar{\rho} \bar{v}_i + \bar{\rho} v_i' + \rho' \bar{v}_i + \rho' v_i') dt = \frac{\partial(\overline{\rho v_i} + \overline{\rho' v_i'})}{\partial x_i} \end{aligned} \quad (4.18)$$

Z takto upravených členů lze sestavit časově středovaný tvar rovnice kontinuity odvozený pro stlačitelnou kapalinu.

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\overline{\rho v_i} + \overline{\rho' v_i'})}{\partial x_i} = 0 \quad (4.19)$$

Odvození RANS rovnice vychází, jak již bylo řečeno, z Navier-Stokesovy rovnice (4.20), která vyjadřuje zákon zachování hybnosti pro skutečnou kapalinu. Vzhledem k dostatečné názornosti bude provedeno odvození RANS rovnice pouze pro nestlačitelnou kapalinu. [8]

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j} v_j = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (4.20)$$

Jednotlivé členy této rovnice budou časově středovány obdobným způsobem, jako tomu bylo v případě rovnice kontinuity. Do jisté míry problematický člen je v tomto ohledu pouze konvektivní zrychlení.

$$\frac{\overline{\partial v_i}}{\partial t} = \frac{1}{T} \int_T^{t+T} \frac{\partial v_i}{\partial t} dt = \frac{1}{T} \frac{\partial}{\partial t} \int_T^{t+T} (\bar{v}_i + v_i') dt = \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} \quad (4.21)$$

$$\begin{aligned} \frac{\overline{\partial v_i}{\partial x_j} v_j} &= \frac{1}{T} \int_T^{t+T} \frac{\partial}{\partial x_j} (v_i v_j) dt = \frac{1}{T} \frac{\partial}{\partial x_j} \int_T^{t+T} (\bar{v}_i + v_i')(\bar{v}_j + v_j') dt = \\ &= \frac{1}{T} \frac{\partial}{\partial x_j} \int_T^{t+T} (\bar{v}_i \bar{v}_j + v_i' \bar{v}_j + v_i' \bar{v}_j + v_i' v_j') dt = \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\bar{v}_i \bar{v}_j} + \overline{v_i' v_j'}) = \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} \bar{v}_j + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{v_i' v_j'}) \end{aligned} \quad (4.22)$$

$$\frac{\overline{\partial p}}{\partial x_i} = \frac{1}{T} \int_T^{t+T} \frac{\partial p}{\partial x_i} dt = \frac{1}{T} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_T^{t+T} (\bar{p}_i + p_i') dt = \frac{\partial \bar{p}_i}{\partial x_i} \quad (4.23)$$

$$\frac{\overline{\partial^2 v_i}}{\partial x_j \partial x_j} = \frac{1}{T} \int_T^{t+T} \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j \partial x_j} dt = \frac{1}{T} \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_j} \int_T^{t+T} (\bar{v}_i + v_i') dt = \frac{\partial^2 \bar{v}_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (4.24)$$

Z takto upravených členů je možné sestavit RANS rovnici.

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} \bar{v}_j = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}_i}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{v}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{v_i' v_j'}) \quad (4.25)$$

Je patrné, že se konvektivní člen z původní Navier-Stokesovy rovnice časovým středováním rozdělil na členy dva. Poslední člen RANS rovnice obsahuje tzv. tenzor Reynoldsova turbulentního napětí, který je možné vyjádřit následující úpravou. [8]

$$-\frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{v_i'v_j'}) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{tij}}{\partial x_j} \quad (4.26)$$

$$\tau_{tij} = \begin{pmatrix} \overline{v_1'v_1'} & \overline{v_1'v_2'} & \overline{v_1'v_3'} \\ \overline{v_2'v_1'} & \overline{v_2'v_2'} & \overline{v_2'v_3'} \\ \overline{v_3'v_1'} & \overline{v_3'v_2'} & \overline{v_3'v_3'} \end{pmatrix} \quad (4.27)$$

Jedná se o tenzor druhého řádu, který je symetrický, má tedy šest nezávislých složek. Výsledný tvar RANS rovnice je získán dosazením vyjádření (4.26) do předchozího tvaru rovnice RANS (4.25).

$$\frac{\partial \overline{v_i}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_j} \overline{v_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p_i}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{v_i}}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{tij}}{\partial x_j} \quad (4.28)$$

V této chvíli dochází k tzv. problému uzavření (v anglické literatuře označován jako closure problem), kdy na deset neznámých (tři složky rychlosti, tlak a tenzor turbulentního napětí) připadají pouze čtyři rovnice (rovnice kontinuity a tři složky rovnice RANS). Matematické modelování turbulence spočívá v nalezení způsobu uzavření tohoto problému. Toho je možné dosáhnout následujícími způsoby [8]:

- Redukce počtu neznámých
- Definování dalších rovnic

Obvykle se používá kombinace obou těchto cest. Pro redukci počtu neznámých slouží Boussinesquova hypotéza, zjednodušující tenzor turbulentních napětí na uměle zavedenou skalární veličinu, tzv. turbulentní viskozitu μ_t . Boussinesque vyšel ze Stokesovy hypotézy, který tenzor smykových napětí v Navierově rovnici vyjádřil pomocí viskozity. Turbulentní viskozita není na rozdíl od kinematické nebo dynamické viskozity charakteristika dané tekutiny, ale odpovídá proudění za daných podmínek. [8]

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j} v_j = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} \quad (4.29)$$

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (4.30)$$

$$\tau_{tij} = \mu_t \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (4.31)$$

Boussinesquova hypotéza tedy redukuje počet neznámých na pět, ovšem za cenu vynucení tzv. izotropní turbulence, u které se předpokládá, že flukтуаční složky jednotlivých veličin jsou ve všech směrech stejné. Je tedy otázkou, do jaké míry se zkoumaný problém od tohoto předpokladu odklání a zda je tedy možné pro jeho výpočet použít některý z modelů turbulence vycházejících z této hypotézy. Dosazením (4.31) do RANS rovnice ve tvaru (4.26) je po určitých úpravách vyjádřena RANS rovnice s využitím Boussinesquovy hypotézy. [8]

$$\frac{\partial \overline{v_i}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_j} \overline{v_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p_i}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{v_j}}{\partial x_i} \right) \right] \quad (4.32)$$

Pro vyjádření turbulentní viskozity je nutné zavést další rovnice. Tvorba těchto rovnic bývá založena na dvou základních principech, jedná se o rozměrovou analýzu a analogii (podobně jako tomu bylo v případě Boussinesquovy hypotézy). Modely turbulence se podle

počtu parciálních diferenciálních rovnic sloužících k určení turbulentní viskozity dělí na nula, jedno, dvou a vícerovnicové. [8]

Mezi nularovnicové modely se řadí například Prandtlův model směšovací délky, založený na předpokladu, že hnacím motorem vzniku turbulence je rychlostní gradient ve směru kolmém na směr proudění. Nevýhodou tohoto modelu je zanedbání transportu turbulentních veličin a nutnost experimentálního stanovení charakteristického rozměru víru. Tento model turbulence je použitelný pro přilehlé proudění. [8]

Nutností experimentálního stanovení určitých konstant se vyznačují také jednorovnicové modely turbulence založené na transportní rovnici turbulentní kinetické energie k . Turbulentní kinetická energie je ve své podstatě kinetická energie fluktuací proudění kolem střední hodnoty rychlosti vyjádřená vztahem (4.33). [8]

$$k = \frac{1}{2} \overline{(v_i' v_i')} \quad (4.33)$$

$$v_t = \sqrt{k} \quad (4.34)$$

$$\nu_t = v_t l_t = \sqrt{k} l_t \quad (4.35)$$

Kde veličiny v_t a l_t představují rychlostní, respektive délkové měřítko turbulence. Samotnou transportní rovnici turbulentní kinetické energie lze odvodit z Navier-Stokesovy rovnice, některé členy z takto odvozené rovnice zůstávají ovšem neznámé a proto se zavádí modelová rovnice pro k .

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{v}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = -\overline{v_i' v_j'} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (4.36)$$

Kde: σ_k - Prandtlůva konstanta

ε - Disipace turbulentní kinetické energie, viz rov. (4.37)

$$\varepsilon = C_\mu \frac{k^{3/2}}{l_t} \quad (4.37)$$

$$l_t = C_\eta l_m \quad (4.38)$$

Kde C_μ , C_η a l_m představují experimentálně zjištěné konstanty.

Další skupina jednorovnicových modelů turbulence využívá přímo transportní rovnici ν_t , zástupcem této skupiny je například Spalart-Allmarasův model, který se ovšem využívá zejména ve vnější aerodynamice. [8]

Nejčastěji používané modely turbulence jsou dvourovnicové, které představují určitý kompromis mezi přesností a výpočetní náročností. Tyto modely kromě transportní rovnice turbulentní kinetické energie počítají s druhou transportní rovnicí. V případě modelů k - ε se jedná o transportní rovnici disipace kinetické energie, u rovnic k - ω je to transportní rovnice rychlosti disipace turbulentní energie. [8]

Pokud je zkoumáno silně zavřené proudění, je vhodnější upustit od využití modelů vycházejících z Boussinesquovy hypotézy, předpokládající izotropní turbulenci. Zástupcem takovýchto modelů je například RSM model turbulence, který počítá s transportními rovnicemi členů tenzoru turbulentního napětí a disipace turbulentní energie. Nevýhodou tohoto přístupu jsou poněkud vyšší výpočetní nároky. [8]

4.1 Pokročilé metody výpočtu turbulentního proudění

S růstem dostupného výpočetního výkonu se stále více uplatňují modely proudění, které částečně nebo úplně vycházejí přímo z Navier-Stokesovy rovnice, tudíž mohou zaznamenat fluktuace jednotlivých zkoumaných veličin, nejen střední hodnoty. Jejich nevýhodou je značná náročnost na výpočetní výkon a čas, daná nutností používat řádově hustší sítě a malé časové kroky. Tento fakt prozatím brání jejich širšímu praktickému nasazení. Přesto jsou vhodné zejména pro verifikaci správnosti výsledků při vývoji nových modelů turbulence. [8]

Určitým kompromisem mezi modely využívajícími RANS rovnici a metodami založenými na přímém výpočtu Navier-Stokesovy rovnice je LES (Large Eddy Simulation). Základem LES je rozdělení vírů na velké, které jsou pro správný výpočet proudění mnohem důležitější, a malé víry, na jejichž úrovni dochází k disipaci energie. Velké víry jsou počítány nestacionárně přímo pomocí Navier-Stokesovy rovnice. Jejich chování není univerzální a je dáno geometrií a okrajovými podmínkami řešeného problému. Naopak o malých vírech lze předpokládat, že jsou izotropní nebo téměř izotropní, proto je pro jejich výpočet možné použít mnohem jednodušší přístup s využitím jednoduchého modelu turbulence a tím do značné míry racionalizovat nároky na výpočetní výkon a čas. Díky tomuto rozdělení jsou navíc redukovány nároky na hustotu sítě oproti DNS. Přesto jsou sítě pro výpočty využívající LES mnohem hustší, než je tomu v případě výpočtů využívajících modely turbulence založené na RANS rovnici. [8]

Nejuniverzálnější přístup spočívá v přímém výpočtu celého proudění pomocí Navier-Stokesovy rovnice. Tato, v textu již zmíněná, metoda je označována jako DNS (Direct Numerical Simulation). Její hlavní nevýhodou jsou obrovské nároky na výpočetní výkon i čas, které jsou přímo úměrné Re_t^3 . [8]

4.2 Model turbulence k-ε v programu Fluent

Fluent nabízí tři formy k-ε modelu: standart, RNG a realizable. Tyto varianty mají společný základ v podobě modelování turbulentní viskozity pomocí transportních rovnic pro turbulentní kinetickou energii a její disipaci, liší se zejména použitými konstantami a tvarem disipačního a produkčního členu transportní rovnice ε. Turbulentní viskozita je u všech tří variant vyjádřena pomocí Prandtl-Kolmogorovova vztahu (4.39). [9]

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.39)$$

Pro výpočet značně turbulentního proudění se z těchto tří variant nejlépe osvědčil realizable k-ε, u kterého se nejméně projevuje zatlumení turbulentního proudění. Tento model se osvědčil v široké škále úloh. Výhodou tohoto modelu je jeho značná robustnost, společně s nižší výpočetní náročností danou poměrně nízkým počtem řešených rovnic v porovnání s komplexnějšími modely turbulence a menšími nároky na hustotu sítě. Naopak nevýhoda modelu spočívá v předpokladu izotropní turbulence, díky tomu, že vychází z Boussinesquovy hypotézy. [9]

Realizable k-ε model programu Fluent využívá transportní rovnice v následujícím tvaru.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k \bar{v}_j) = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (4.40)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\varepsilon\bar{v}_j) = -\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j}\right] + \rho C_1 S\varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{v\varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + S_\varepsilon \quad (4.41)$$

Kde G_k a G_b představují produkci turbulentní energie prostřednictvím gradientu střední rychlosti, respektive vlivem vztlaku. Člen Y_m vyjadřuje ztráty způsobené stlačitelností média. Prandtlovo číslo pro jednotlivé turbulentní veličiny je označeno jako σ_k a σ_ε , zdrojové členy turbulentních veličin pak představují S_k a S_ε . Členy $C1$ a $C2$ jsou konstanty. Přesný význam jednotlivých členů, jejich definiční vztahy a hodnoty konstant je možné dohledat v dokumentaci programu Fluent. [9]

4.3 RSM model turbulence v programu Fluent

Na rozdíl od k- ε modelu turbulence nevychází RSM model z Boussinesquovy hypotézy. Vzhledem k tomu, že v tomto případě není předpokládána izotropní turbulence, je tento model zvláště vhodný při výpočtech velmi zavířeného proudění v geometricky složitých oblastech. [9]

Pro jednotlivé členy tenzoru turbulentního napětí jsou odvozeny transportní rovnice, mimoto je nutné počítat s transportní rovnicí disipace turbulentní energie. V případě řešení prostorové úlohy tedy přibývá, k již odvozeným rovnicím, dalších sedm rovnic. Celkem je tedy pro případ prostorového proudění nutné řešit jedenáct rovnic, což vede ke zdatelnému nárůstu výpočetní náročnosti oproti k- ε modelu. Další nevýhodou je poněkud menší robustnost modelu, řešené úlohy tedy konvergují hůře, než je tomu v případě modelu k- ε . [9]

Jednotlivé členy tenzoru turbulentního napětí jsou pro reálnou tekutinu počítány transportní rovnicí v následujícím tvaru. [9]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho\overline{v_i'v_j'}) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho\overline{v_k v_i'v_j'}) &= -\frac{\partial}{\partial x_k}\left[\rho\overline{v_i'v_j'v_k'} + \overline{p(\delta_{kj}v_i' + \delta_{ik}v_j')}\right] + \\ + \frac{\partial}{\partial x_k}\left[\mu\frac{\partial}{\partial x_k} + \overline{v_i'v_j'}\right] - \rho\left(\overline{v_i'v_k'}\frac{\partial v_j}{\partial x_k} + \overline{v_j'v_k'}\frac{\partial v_i}{\partial x_k}\right) - \rho\beta(g_i\overline{v_j'\theta} + g_j\overline{v_i'\theta}) + \\ + p\left(\frac{\partial v_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j'}{\partial x_i}\right) - 2\mu\frac{\partial v_i'}{\partial x_k}\frac{\partial v_j'}{\partial x_k} - 2\rho\Omega_k(\overline{v_j'v_m'}\varepsilon_{ikm} + \overline{v_i'v_m'}\varepsilon_{jkm}) + S_{user} \end{aligned} \quad (4.42)$$

Tuto rovnici je možné upravit do následujícího tvaru:

$$A_{ij} + C_{ij} = -D_{T,ij} + D_{L,ij} - P_{ij} - G_{ij} + \Phi_{ij} - \varepsilon_{ij} - F_{ij} + S_{user} \quad (4.43)$$

Kde:

- A_{ij} - lokální časová derivace
- C_{ij} - konvektivní člen
- $D_{T,ij}$ - turbulentní difuze
- $D_{L,ij}$ - molekulární difuze
- P_{ij} - produkce daná napětím
- G_{ij} - produkce daná vztlakem
- Φ_{ij} - tlakové napětí
- ε_{ij} - disipace
- F_{ij} - produkce daná rotací systému

- S_{user} - uživatelsky definovaný zdrojový člen

Přičemž členy $D_{T,ij}$, G_{ij} , Φ_{ij} , ε_{ij} je z různých důvodů nutné modelovat. Definiční vztahy nutné k výpočtu všech členů rovnice (4.42) je možné dohledat v dokumentaci programu Fluent. [9]

Transportní rovnice disipace kinetické energie je v případě RSM vyjádřena v následujícím tvaru.

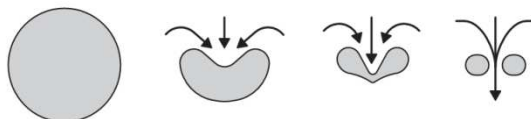
$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\varepsilon\bar{v}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] C_{\varepsilon 1} \frac{1}{2} [P_{ii} + C_{\varepsilon 3} G_{ii}] \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (4.44)$$

5 Kavítace

Kavítace je fyzikální jev, při kterém dochází k vypařování kapaliny v důsledku poklesu tlaku pod mez syté páry média za daných podmínek. V objemu kapaliny v takovém případě vznikají bublinky vyplněné sytou párou, které tvoří tzv. kavitační mrak, jehož rozsah a tvar je závislý na mnoha aspektech, od použité kapaliny až po geometrii hydraulického stroje a konkrétních provozních podmínkách. Kavítace tedy tvoří diskontinuitu v objemu kapaliny. [10]

Hodnota tlaku syté páry dané kapaliny není konstantní, mění se v závislosti na teplotě, přičemž pro stanovení její hodnoty existuje poměrně velké množství vzorců, jejichž výsledky se mohou vzájemně poměrně výrazně lišit. [11]

Ve chvíli, kdy kavitační bublina opustí oblast nízkého tlaku, dochází k implozi bubliny. Pokud kavitační bubliny zanikají v blízkosti pevného povrchu dochází ke vzniku tzv. kavitační eroze. Proces imploze bubliny je znázorněn na obr. 2. [10]



Obr. 2 Průběh imploze kavitační bubliny [28]

V hydraulických strojích se nejčastěji vyskytuje tzv. hydrodynamická kavítace, vznikající při průtoku kapaliny hydraulickým kanálem. Příkladem může být vírový cop vznikající v oblastech nízkého tlaku vyvolaného rotací kapaliny opouštějící oběžné kolo vodní turbíny. (viz obr. 3).



Obr. 3 Vírový cop v sací troubě Francisovy turbíny při podoptimálním průtoku [16]

Kavítaci může tedy provázet vznik nestability proudění provázený nežádoucími tlakovými pulzacemi, které mohou omezovat provoz konkrétního stroje, případně snižovat životnost některých jeho součástí. [10]

5.1 Modelování kavitace

Jak již bylo řečeno, kavitace je fyzikální jev založený na existenci kavitačních bublin vznikajících v důsledku lokálního poklesu tlaku pod hodnotu tlaku syté páry média při daných podmínkách.

Pro popis chování kavitační bubliny v závislosti na čase a hodnotě okolního tlaku, jejího růstu a následného zániku slouží Rayleigh-Plessetova rovnice, která je odvozena z rovnice Navier-Stokesovy. Rayleigh-Plessetova rovnice zavádí jisté zjednodušující předpoklady. [13]

Zanedbává přenos hmoty přes stěnu bubliny, uvažuje dokonale sférickou, osamocenou kavitační bublinu v nekonečně rozsáhlé oblasti vyplněné kapalinou o konstantní teplotě. Dále je zanedbán vliv stlačitelnosti kapaliny. Teplota i tlak uvnitř kavitační bubliny jsou proměnné pouze v čase, v určitém časovém okamžiku jsou tedy hodnoty těchto veličin v celém objemu bubliny konstantní. [13]

$$\frac{p_B(t) - p_L(t)}{\rho_L} = R_B \frac{d^2 R_B}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR_B}{dt} \right)^2 + \frac{4\nu_L}{R_B} \frac{dR_B}{dt} + \frac{2\sigma}{\rho_L R_B} \quad (5.1)$$

Kde:

- $p_B(t)$ - tlak uvnitř kavitační bubliny
- $p_L(t)$ - tlak kapaliny obklopující bublinu
- ρ_L - hustota kapaliny
- R_B - poloměr kavitační bubliny
- ν_L - kinematická viskozita kapaliny
- σ - povrchové napětí na rozhraní mezi kapalinou a bublinou

Pomocí této rovnice je možné zjistit vývoj velikosti sférické kavitační bubliny v závislosti na čase, při zadaném tlaku okolní kapaliny a známém tlaku uvnitř bubliny. Pokud je zanedbána difuze plynu mezi kapalinou a bublinou, je možné stanovit tlak uvnitř bubliny pomocí vzorce (5.2). [13]

$$p_B(t) = p_{va}(t) + p_G \left(\frac{T_B}{T_L} \right) \left(\frac{R_o}{R} \right)^3 \quad (5.2)$$

Kde:

- $p_{va}(t)$ - tlak syté páry v daném okamžiku
- p_G - parciální tlak plynu uvnitř bubliny
- R_o - referenční poloměr
- T_B - teplota v bublině
- T_L - teplota okolní kapaliny

Při uvažování polytropického zákona ideálního plynu je možné vyjádřit tlak uvnitř bubliny pomocí vzorce: [13]

$$p_B(t) = p_{va}(t) + p_G \left(\frac{R_o}{R} \right)^{3\kappa} \quad (5.3)$$

V rovnici (5.1) lze vynechat poslední členy zohledňující vliv povrchového napětí a viskozity za předpokladu, že rychlostní a zrychlující členy jsou dominantní. Touto úpravou vzniká zjednodušená Rayleigh-Plessetova rovnice (5.4). [13]

$$\frac{p_B(t) - p_L(t)}{\rho_L} = R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \quad (5.4)$$

5.2 Modelování vícefázového proudění v programu Fluent

V programu Fluent je dynamika kavitační bubliny modelována pomocí Rayleigh-Plessetovy rovnice, ve tvaru zanedbávajícím vliv napětí a člen obsahující druhou derivaci. Výslednou závislost poloměru kavitační bubliny na čase je možné popsat pomocí rovnice (5.5). [9]

$$\frac{dR_B}{dt} = \sqrt{\frac{2 p_B(t) - p_L(t)}{3 \rho_L}} \quad (5.5)$$

V rámci modelování samotného proudění existují v rámci CFD softwaru dva základní přístupy. Jedná se o přístup Lagrange-Euler, který kombinuje eulerovský přístup pro výpočet nosného média a lagrangeovský přístup pro výpočet relativně malého počtu částic.

Další přístup, nazývaný Euler-Euler nebo také jako Eulerův vícefázový model, přistupuje k problému jako k nepřetržitému kontinuu, tvořenému dvěma a více fázemi, které se vzájemně prolínají. Počet fází je teoreticky neomezený, prakticky jej ovšem omezují rostoucí nároky na paměť a zhoršující se konvergence výpočtu. [9]

Při výpočtu proudění se zavádí tzv. objemový zlomek α (volume fraction), který určuje, jaký podíl buňky výpočetní domény zabírá konkrétní fáze. Pro objemový zlomek platí následující rovnice. [9]

$$V_q = \int_V \alpha_q dV \quad (5.6)$$

$$\sum_{q=1}^n \alpha_q = 1 \quad (5.7)$$

Kde:

- V_q - objem fáze q
- α_q - objemový zlomek fáze q

V programu Fluent jsou dostupné tři vícefázové modely založené na přístupu Euler-Euler. Jedná se o VOF (Volume of Fluid) model, mixture model a full Eulerian model.

Volume of fluid model je vhodný pro výpočet proudění dvou a více nemísitelných tekutin, kde hlavním předmětem zájmu výpočtu je zjištění vlastností rozhraní mezi jednotlivými fázemi. Tato metoda se používá například při výpočtech proudění s volnou hladinou, rozvrstveného proudění nebo pro výpočet pohybu velkých bublin v tekutině. [9]

Dalším modelem je mixture, tedy vícefázový model směsi. Tento přístup zahrnuje do výpočtu vliv přenosu hybnosti mezi fázemi. Jedná se o model vhodný pro výpočet vírového copu v sací troubě, sedimentace nebo separace v cyklonech a hydrocyklonech. [9]

Posledním a zároveň nejkomplexnějším přístupem k výpočtu vícefázového proudění je full Eulerian model. Pro každou fázi jsou řešeny vlastní rovnice kontinuity i zachování hybnosti, z čehož plyne značný nárůst nároků na výpočetní prostředky. Mezi možné aplikace tohoto modelu patří například výpočet proudění ve fluidním loži. [9]

5.3 Modelování kavitace v programu Fluent

Kavitace je jeden z mnoha způsobů interakce fází, které je možné pomocí programu řešit. K dispozici jsou k tomuto účelu tři modely kavitace. [9]

- Singhal
- Zwart - Gerber - Belamri
- Schnerr - Sauer

Volba modelu kavitace je do jisté míry omezena zvoleným modelem vícefázového proudění. V této práci byl při vícefázových výpočtech zahrnujících vliv kavitace využíván model Schnerr - Sauer, jehož výhodou je poměrně značná robustnost společně s možností využití jakéhokoliv modelu turbulence dostupného v programu Fluent. Tento model, stejně jako model Zwart - Gerber - Belamri, nedokáže zahrnout vliv nerozpuštěných plynů v tekutině. [8][9]

Transportní rovnice objemového zlomku syté páry je v případě modelu Schnerr - Sauer vyjádřena v následujícím tvaru. [9]

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_{va}\rho_{va}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_{va}\rho_{va}\bar{v}_j) = -\frac{\rho_{va}\rho_L}{\rho} \frac{d\alpha_{va}}{dt} \quad (5.8)$$

Kde:

- α_{va} - objemový zlomek syté páry
- ρ_{va} - hustota syté páry
- ρ - hustota směsi (viz rov. (5.9))
- pravá strana rovnice vyjadřuje zdrojový člen

$$\rho = \alpha_{va}\rho_{va} + (1 - \alpha_{va})\rho_L \quad (5.9)$$

Model Schnerr - Sauer používá pro vyjádření objemového zlomku syté vodní páry v závislosti na počtu bublin (kavitačních jader) a jejich poloměru následující rovnici. [9]

$$\alpha_{va} = \frac{n_B \frac{4}{3} \pi R_B^3}{1 + n_B \frac{4}{3} \pi R_B^3} \quad (5.10)$$

Dosazením výrazu (5.10) do pravé strany rovnice (5.8) je možné vyjádřit zdrojový člen následujícím vztahem. [9]

$$R = \frac{\rho_{va}\rho_L}{\rho} \frac{3}{R_B} \sqrt{\frac{2(p_{va} - p)}{3\rho_L}} \quad (5.11)$$

$$R_B = \left(\frac{\alpha_{va}}{1 - \alpha_{va}} \frac{3}{4\pi n_B} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (5.12)$$

Kde:

- n_B - počet bublin v objemu kapaliny

5.4 Thomův kavitační součinitel

Jedním ze základních parametrů využívaným při návrhu hydraulických strojů je tzv. Thomův kavitační součinitel, který je definován jako podíl přebytku statického tlaku nad tlakem syté páry a dynamického tlaku.

$$\sigma = \frac{p_o - p_{va}}{\frac{1}{2}\rho v_o^2} \quad (5.13)$$

6 Sací trouba

Sací trouba je důležitý prvek vodních elektráren využívajících k výrobě elektrické energie přetlakové turbíny, jejíž přínos se projevuje zejména ve dvou ohledech. V prvním případě se jedná o přínos stavební. Turbínu, a tedy i strojovnu samotné elektrárny, je možné umístit výše nad hladinu spodní vody. Díky tomu dochází ke značnému omezení rizika zatopení strojovny elektrárny v případě zvýšení spodní hladiny, turbína sama je pak přístupná lépe, než kdyby byla umístěna pod spodní hladinu vody (při požadavku využití veškeré potenciální energie zpracovávaného proudu). [15]

Další přínos spočívá ve zlepšení účinnosti vodní elektrárny. Sací trouba jednak umožňuje využít spád mezi výstupem z oběžného kola turbíny a hladinou spodní vody (hydrostatický účinek), dále umožňuje zpracovat část kinetické energie kapaliny opouštějící oběžné kolo turbíny (hydrodynamický účinek) a tím snížit výtakovou ztrátu. Konstrukce vhodné sací trouby se řídí určitými pravidly. Tato problematika bude dále rozebrána v následujících podkapitolách. [15]

6.1 Základní dělení sacích trub

Z hydraulického hlediska je nejvýhodnější sací trouba přímá, její využití je však problematické, v mnoha případech by byla příliš dlouhá a tedy stavebně neproveditelná, případně příliš nákladná. V takových případech je využívána sací trouba kolenová.

Výzkumem proudění v kolenové sací troubě se zabýval Ing. Dr. techn. Viktor Kaplan. Zkoumal vliv uspořádání jednotlivých částí kolenové savky za oběžným kolem. V případě kolenové sací trouby, jejíž koleno má do oblouku tvarovanou pouze polovinu stěny na menším poloměru ohybu a druhou polovinu tvoří stěny svírající pravý úhel, mluvíme o tzv. Kaplanově sací troubě. [14]

6.2 Hydraulické řešení sací trouby

Nejdokonalejší přeměny meridiální složky rychlosti kapaliny c_m je dosaženo při použití přímé kuželové savky. Maximální hodnota vrcholového úhlu kužele sací trouby je omezena možným vznikem odtržení proudící kapaliny od její stěny. V takovém případě by došlo ke vzniku masivního zavíření a z toho plynoucího poklesu účinnosti sací trouby. Pokud by byl použit naopak vrcholový úhel příliš malý, vycházela by sací trouba s ohledem na dosažení požadované výtakové rychlosti příliš dlouhá. Takováto sací trouba by jednak byla stavebně náročná, její délka by vedla k nárůstu pasivních ztrát a tím opět k poklesu její celkové účinnosti. [14]

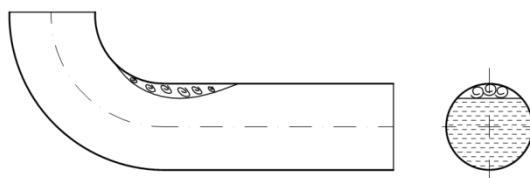
Vzhledem k těmto faktům se hodnota vrcholového úhlu pohybuje v rozmezí 8°-13°. Toto pravidlo je možné vyjádřit následujícím vztahem, který je použitelný i pro sací trouby jiného, než kruhové průřezu. Platí ovšem jen v případě konstantního rozšiřování sací trouby po celé její délce. [14]

$$\frac{\sqrt{S_3} - \sqrt{S_4}}{l} = \frac{1}{5} \div \frac{1}{8} \quad (6.1)$$

Proudění a tedy i návrh sací trouby kolenové je poněkud složitější. Koleno sací trouby působí vždy nepříznivě, přičemž s rostoucí rychlostí kapaliny tento nepříznivý vliv roste. [14]

Jak bylo řečeno v předchozí kapitole, výzkumem vlivu uspořádání jednotlivých částí kolenové sací trouby na její účinnost se zabýval Ing. Dr. techn. Viktor Kaplan. Ten ve své práci dokázal, že není vhodné umisťovat koleno přímo za oběžné kolo vodní turbíny. Daleko lepší účinnosti je dosaženo, pokud se za oběžným kolem nachází přímý difuzor. Při použití difuzoru dojde ke zpomalení kapaliny proudící sací troubou před vstupem do jejího kolene, čímž se redukuje, případně eliminuje, vznik odtržení kapaliny od stěny sací trouby a vzniku zavíření na menším poloměru kolene (tedy na stěně s větší křivostí). Při vzniku tohoto odtržení dochází k částečnému ucpání průřezu sací trouby. [14]

Další možností, jak eliminovat vznik tohoto odtržení, je úprava ploch průřezů sací trouby v oblasti druhé poloviny oblouku jejího kolene. Snahou je redukovat průřezy tak, aby hranice nového návrhu sací trouby nezasahovala do oblasti odtrženého proudění. Tím dojde ke vzniku konfuzorového úseku, který je pro zachování správného charakteru proudění mnohem výhodnější. Tvar a hranice odtržení proudění vznikajícího za kolenem je dobře patrná na obr. 4, zatímco zmenšování plochy průřezu kolenové sací trouby v zájmu zabránění odtržení proudění je zobrazeno obr. 17. [14]

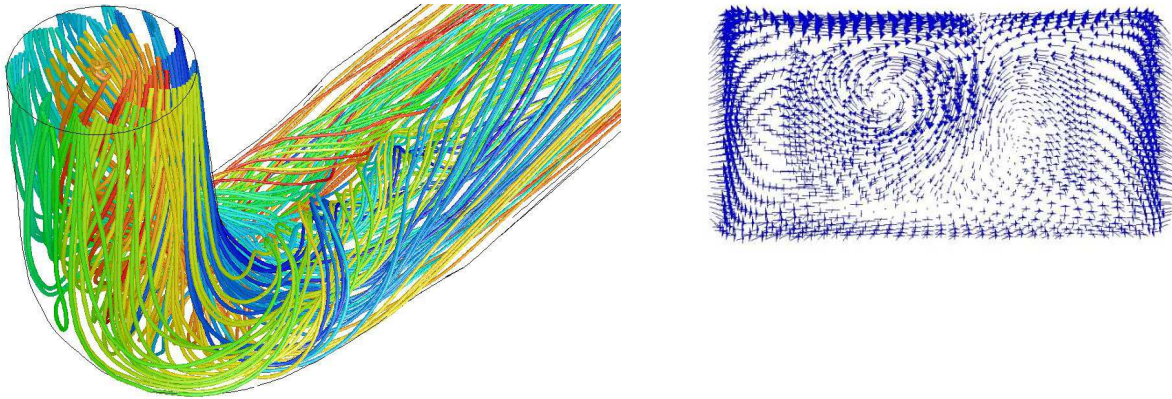


Obr. 4 Zavířená oblast vznikající za kolenem sací trouby

Další kritické místo kolenové sací trouby se nachází za samotným kolenem. Pokud v kolenu dojde k odtržení popsanému v předchozím odstavci, je důležité, aby proudění přilehlo co nejdříve zpět ke stěně sací trouby. V případě, že je přímo za kolenem umístěn další difuzorový úsek, může dojít k rozšíření odtržení až do tohoto prostoru. V krajním případě nemusí odtržené proudění přilnout zpět ke stěně, čímž rapidně klesá účinnost sací trouby. Z tohoto důvodu je vhodné za koleno vložit přímý úsek, jehož délka je dostatečná pro opětovné přilnutí odtrženého proudění tak, aby funkce následujícího difuzorového úseku nebyla narušena. [14] [15]

Stěna kolenové sací trouby s větším poloměrem (a tedy menší křivostí) nemá na její účinnost tak zásadní vliv. Důkazem toho je tzv. Kaplanova sací trouba, jejíž vnější stěna se láme pod pravým úhlem. V tomto prostoru se vytvoří vodní polštář, který ovšem není stacionární. Pohybem vodního polštáře dochází k určitým energetickým ztrátám, díky čemuž má Kaplanova sací trouba nižší účinnost než kolenová sací trouba s hladkým přechodem na vnějším poloměru ohybu kolene. [15]

Při průtoku kolenem sací trouby působí na kapalinu odstředivá síla, díky které je proud tlačěn k vnější stěně kolene, to vede ke vzniku dvou protiběžných vírů (viz obr. 5). [14]



Obr. 5 Protiběžné víry vznikající za kolenem sací trouby

Optimalizace tvaru kolenové sací trouby při rekonstrukci starších elektráren je jednou z typických úloh řešených pomocí CFD výpočtů.

6.3 Hydrostatický účinek sací trouby

Vodní sloupec vyplňující prostor sací trouby vytváří svou tíhou podtlak ve výstupním průřezu oběžného kola turbíny. Tím dochází k využití potenciální energie, která by bez použití sací trouby přišla vniveč, pokud by oběžné kolo nebylo umístěno pod hladinou spodní vody. [15]

Hydrostatický účinek je vysvětlen na následujícím obrázku. Z prostoru oběžného kola, který je vzduchotěsně spojen se samotnou sací troubou, byl vyčerpán vzduch (tato situace odpovídá případu, kdy je turbína odstavena z provozu, přičemž objem sací trouby zůstává vyplněn kapalinou). Vzhledem k tomu, že výstupní průřez sací trouby se nachází pod hladinou spodní vody (a za předpokladu, že nebylo dosaženo tlaku nasycených par vody), je celý prostor vyplněný kapalinou. Z Bernoulliho rovnice je nyní možné vyjádřit velikost tlaku p_3 za výstupem z oběžného kola, tedy v bodě A. [15]

$$\frac{p_3}{\rho} + g \cdot h = \frac{p_a}{\rho} \quad (6.2)$$

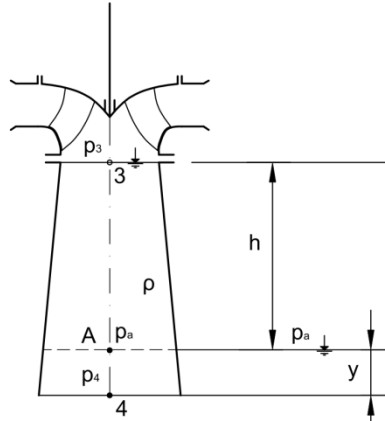
$$\frac{p_3}{\rho} + g \cdot h = \frac{p_a}{\rho} \quad (6.3)$$

$$p_3 = p_a - \rho \cdot g \cdot h \quad (6.4)$$

Jak je z rovnice (6.4) patrné, hodnota absolutního tlaku p_3 za výstupním průřezem oběžného kola je rovna hodnotě atmosférického tlaku snižené o hydrostatický tlak vodního sloupce nad hladinou spodní vody nacházejícího se v sací troubě. Díky tomuto je využita i část potenciální energie proudu, která by při absenci použité sací trouby přišla vniveč. [15]

Hodnota absolutního tlaku na výstupu ze sací trouby je pak dána následujícím vztahem.

$$p_4 = p_a + \rho \cdot g \cdot y \quad (6.5)$$



Obr. 6 Sací trouba - hydrostatický účinek

6.4 Hydrodynamický účinek

Kapalina opouštějící oběžné kolo má stále značnou kinetickou energii. Velikost této energie roste s rychloběžností použité turbíny, proto je u přetlakových turbín její využití značně důležité pro dosažení vysoké účinnosti stroje. Při použití sací trouby je možné větší část této energie zpracovat. Podmínkou je snížení rychlosti protékající kapaliny, toho je docíleno pozvolným zvětšováním průřezu sací trouby (viz rovnice (6.1)). Proudění v sací troubě lze popsat pomocí Bernoulliho rovnice. [15]

$$\frac{p_3}{\rho} + \alpha_3 \frac{v_3^2}{2} + g \cdot (h + y) = \frac{p_4}{\rho} + \alpha_4 \frac{v_4^2}{2} + 0 + Y_z \quad (6.6)$$

Po dosazení za tlak p_4 (viz Hydrostatický účinek) dostáváme následující tvar Bernoulliho rovnice. [15]

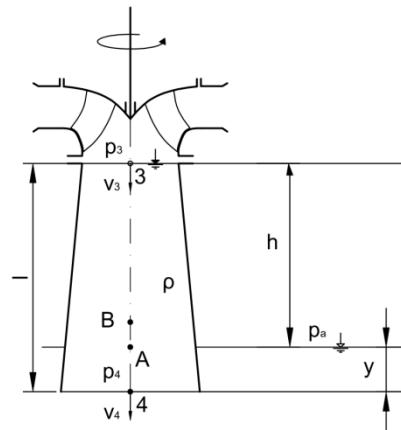
$$\frac{p_3}{\rho} + \alpha_3 \frac{v_3^2}{2} + g \cdot (h + y) = \frac{p_a}{\rho} + \alpha_4 \frac{v_4^2}{2} + g \cdot y + Y_z \quad (6.7)$$

$$\frac{p_3}{\rho} = \frac{p_a}{\rho} + \frac{1}{2} \cdot (\alpha_4 v_4^2 - \alpha_3 v_3^2) - g \cdot h + Y_z \quad (6.8)$$

$$p_3 = p_a + \frac{\rho}{2} \cdot (\alpha_4 v_4^2 - \alpha_3 v_3^2) - \rho \cdot g \cdot h + \rho \cdot Y_z \quad (6.9)$$

Z této rovnice je dobře patrné, že tlak p_3 za oběžným kolem turbíny je při proudění kapaliny sací troubou zvyšován ztrátovou energií Y_z , naopak je snižován rozdílem kinetických energií na vstupu a výstupu ze sací trouby ($v_3 > v_4$, druhý člen na pravé straně rovnice je tedy záporný). Tvar vyjádření tlakové měrné energie na počátku sací trouby rov. (6.8) je možné zjednodušit, je-li k její definici použita účinnost sací trouby. [15]

$$\frac{p_3}{\rho} = \frac{p_a}{\rho} - \frac{1}{2} \cdot (\alpha_4 c_4^2 - \alpha_3 c_3^2) \cdot \eta_s - g \cdot h \quad (6.10)$$



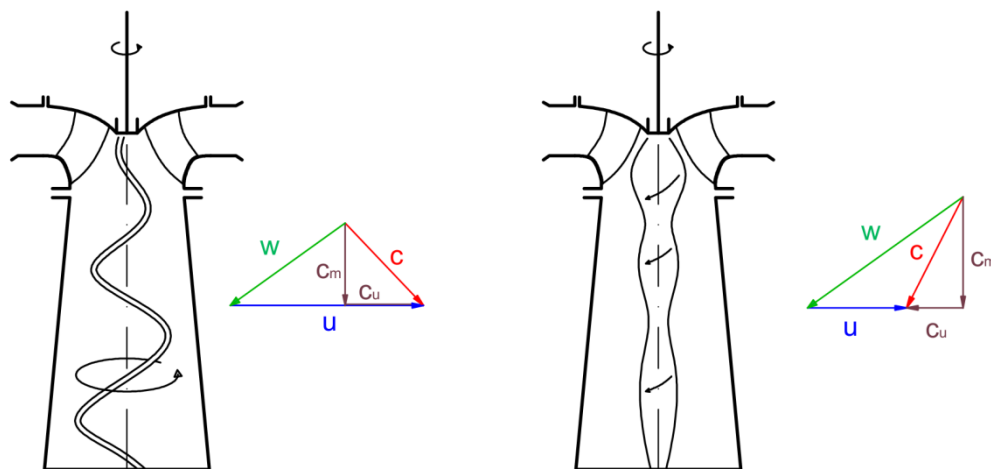
Obr. 7 Sací trouba - hydrodynamický účinek

Snahou při návrhu sací trouby je tedy dosažení co nejnižšího tlaku p_3 na jejím vstupu a tedy zvýšení energie odebrané proudem kapaliny oběhým kolem turbíny. Tlak p_3 je možné snižovat pouze do určité meze. Touto mezní hodnotou je tlak sytých par kapaliny při daných podmínkách, v praxi se tento fakt projeví omezením maximální výšky turbíny nad hladinou spodní vody. [15]

7 Proudění v sací troubě Francisovy turbíny při provozu mimo optimum

Vzhledem ke konstrukci Francisovy turbíny je výstupní úhel lopatek oběžného kola pevně dán a nedá se regulovat dle aktuálních provozních požadavků tak, jak je to možné například u turbíny Kaplanovy. Díky lepší možnosti regulace Kaplanovy turbíny se v její sací troubě vírový cop při standartním způsobu provozu téměř nevyskytuje. Při provozu Francisovy turbíny v blízkosti optimálního provozního bodu je obvodová složka absolutní rychlosti na výstupu z oběžného kola (a tedy na vstupu do sací trouby) minimální. Proudění je v takovém případě téměř výhradně axiální, obvodová složka rychlosti kapaliny opouštějící oběžné kolo turbíny je minimální a díky tomu nevzniká žádný vírový cop provázený nežádoucími tlakovými pulzacemi. Ty způsobují nejenom hluk. Vibrace, kterými jsou tlakové pulzace provázeny, mohou zapříčinit snížení životnosti některých komponent a v určitých případech mohou vést až k poškození strojního nebo stavebního zařízení vodní elektrárny. [15][14]

Charakter víru je odlišný při provozu pod nad optimálním průtokem. Směr obvodové složky rychlosti určuje směr rotace víru. Zatímco při podoptimálním provozu má obvodová složka rychlosti proudění směr shodný s rotací oběžného kola, v případě nadoptimálního provozu je směr unášivé složky rychlosti opačný. Díky tomu podoptimální vírový cop rotuje ve smyslu rotace oběžného kola, zatímco osově symetrický vírový cop, charakteristický pro nadoptimální provoz, rotuje vůči oběžnému kolu v opačném smyslu. Tento fakt společně s charakterem vstupního rychlostního profilu přispívá ke stabilizaci víru v ose sací trouby při nadoptimálním provozu Francisovy turbíny. Tvar vírového copu a příslušné rychlostní trojúhelníky při provozu nad a pod optimum jsou patrné na obr.8. [15]



Obr. 8 Charakter vírového copu a rychlostní trojúhelníky při podoptimálním a nadoptimálním provozu Francisovy turbíny

Pokud se aktuální provozní bod turbíny nachází v dostatečné vzdálenosti od optima, narůstá obvodová složka absolutní rychlosti. V tomto případě vzniká tzv. vírový cop, jehož charakter závisí na směru obvodové složky rychlosti. Vírový cop se projevuje nežádoucími tlakovými pulzacemi, které se ze sací trouby šíří do celého hydraulického systému. Tyto tlakové pulzace mohou být za určitých okolností nebezpečné, což může vést k omezení provozního rozsahu turbíny tak, aby bylo zabráněno případnému vzniku škod.[15][16]

Pro popis míry zavření proudu je možné využít bezrozměrný parametr, tzv. vírové číslo S_r . Jedná se o poměr axiálního momentu hybnosti k axiálnímu toku hybnosti, který je možné vyjádřit dle rovnice (7.1). V případě proudění v sací troubě je rozhodující pro charakter

proudění S_r na jejím vstupu, člen R představuje poloměr kruhového vstupního průřezu sací trouby. [16]

$$S_r = \frac{1}{R} \cdot \frac{\int_0^R v_{ax} \cdot v_{tan} \cdot r dr}{\int_0^R v_{ax}^2 dr} \quad (7.1)$$

Charakter tlakových pulzací vyvolaných vírovým copem je závislý na mnoha parametrech. Jedná se například o průtok, lokální tlak, rychlostní profil na výstupu z oběžného kola, tvar sací trouby a v neposlední řadě na dynamické odezvě hydraulického okruhu. Díky nestabilitě víru vznikají tlakové pulzace, které mohou být za určitých okolností nebezpečné pro provoz zařízení, navíc díky své poměrně nízké frekvenci způsobují energetické výkyvy. [16]

Pokud tlak v oblasti vírového copu klesne pod hodnotu tlaku syté páry vody při daných podmínkách, dochází ke kavitaci. Objem vírového copu vyplňují bublinky syté vodní páry, které zanikají v oblasti vyššího tlaku. Kavitační se ve spojení s průhlednými modely sacích trub využívá jako jednoduchý způsob vizualizace proudění, přičemž v jistých případech je z technologických důvodů, kdy je spodní hranice tlaku v okruhu omezena například použitými materiály, nutné použít dodatečné vizualizační techniky, například přidávání určitého množství tlakového vzduchu do mezilopatkového prostoru oběžného kola. [17]

Je třeba zdůraznit, že výskyt kavitace není nutnou podmínkou pro existenci tlakových pulzací. V případech, kdy tlak nepoklesne pod tlak syté páry vody, zůstává frekvence tlakových pulzací zhruba stejná, jako je tomu v případě výskytu vírového copu vyplněného kavitačními bublinkami. [16]

Proudění v sací troubě lze rozdělit na oblast stagnační (stagnant region) nacházející se ve středu sací trouby a oblast průtočnou, která se nachází dále od osy sací trouby. Tvar stagnační zóny se odvíjí od charakteru proudění na vstupu do sací trouby, obecně lze říci, že s rostoucím číslem vířivosti (tedy s klesajícím průtokem, viz rovnice (6.11)) dochází k rozšiřování této oblasti. Hranice mezi těmito dvěma zónami není stabilní, vířivost se na ní koncentruje do podoby víru, který může mít vývrtkovitý, respektive osově symetrický tvar v závislosti na aktuálním provozním bodu turbíny. Osově symetrický a vývrtkovitý tvar víru nejsou jediné možné stavy proudění, vír může být například zdvojen nebo může dojít k rozpadu vývrtkovitého víru na mnoho menších vláken, přesto jsou tyto dva možné tvary víru nejčastější. [16]

7.1 Proudění v sací troubě při podoptimálním provozu

Vírový cop vyskytující se v sací troubě při podoptimálním provozu Francisovy turbíny má vývrtkovitý tvar, přičemž jeho chování a charakter tlakových pulzací se může lišit v závislosti na tom, jak daleko se turbína nachází od svého návrhového bodu.

V oblasti průtoků 70-80% Q_{11opt} optimálního průtoku (v anglické literatuře je tato oblast průtoků označována jako upper partial load) dochází ke vzniku vývrtkovitého víru, rotujícího ve směru rotace oběžného kola turbíny. Při frekvenční analýze signálu lze nalézt kromě pulzací s frekvencí shodnou s frekvencí precese víru, také tlakové pulzace, jejichž frekvence je blízká násobkům hodnoty frekvence precese šroubovitého vírového copu. Někteří autoři předpokládají, že se jedná o tlakové pulzace vyvolané rotací eliptického průřezu jádra víru kolem své osy. Tato teorie však prozatím nebyla experimentálně potvrzena. [16]

O potvrzení této domněnky se pokoušel například Kirschner et al. ([18], 2009). Experiment spočíval ve vzájemném srovnání tlakových pulzací získaných pomocí tlakových snímačů umístěných na stěně akrylátového modelu sací trouby a frekvence změny velikosti povrchu vírového copu, která byla stanovena pomocí vysokorychlostního videozáznamu. Toto porovnání bylo provedeno v několika provozních bodech, nicméně v žádném z těchto bodů nebylo dosaženo vzájemné shody vyšších frekvencí tlakových pulzací, což autor přisuzuje na vrub nedostatečné přesnosti měření. [18]

Je-li průtok snižen na cca 50-85% Q_{11opt} , vzniká opět spirálovitý vír, jehož smysl otáčení je shodný se smyslem otáčení oběžného kola turbíny. Frekvence precesního pohybu tohoto víru se pohybuje v rozmezí 20-40% frekvence otáček oběžného kola turbíny a je zároveň shodná s tlakovými pulzacemi měřitelnými na stěně sací trouby. [16]

Pokud je průtok turbínou snižen na 40-50% hodnoty optimálního průtoku, ztrácí tlakové pulzace svůj periodický charakter a mění se v širokopásmový šum. Tento jev je způsoben rozpadem vírového copu ve značný počet menších vírů z důvodu značné vířivosti při malých axiálních rychlostech (viz rov.(7.1)). [16]

V určitých případech může dojít ke vzniku dvou vírů, které jsou vzájemně pootočený o 180°. Tento jev bývá omezen na poměrně úzké pásmo průtoků, přičemž v záznamu tlakových pulzací je při vzniku dvou vírů patrná skoková změna měřených hodnot. K výskytu tohoto typu proudění přispívá centrální sloupek, případně hřídel vedená sací troubou. [16]

Porovnání základních vlastností proudění získaných numerickým výpočtem s využitím zjednodušené 2D osově symetrické geometrie a dat získaných pomocí experimentu provedl Kirschner ([12], 2007) s cílem ověřit možnost využití takto zjednodušeného výpočtu. Pro tři provozní body, podoptimální, optimální a nadoptimální, byly porovnány kvalitativní vlastnosti časově průměrovaných dat získaných pomocí metody PIV a dat získaných numerickým výpočtem pro jednotlivé provozní body čerpadlové turbíny v turbínovém režimu. Rychlostní pole získané výpočtem pro podoptimální a optimální provozní bod bylo dobře srovnatelné s experimentálně získanými daty. Výpočtem byly správně zachyceny jevy, jako je odtržení proudění od stěny sací trouby při nízké vířivosti (optimální provozní bod) nebo tvorba stagnační oblasti při velké vířivosti (podoptimální provozní bod). V případě nadoptimálního provozního bodu se projevil problém s nepřesně stanovenou vstupní okrajovou podmínkou, po korekci této chyby odpovídaly realitě poměrně dobře i výsledky tohoto výpočtu. [12]

Vlivem hustoty sítě a použitého modelu turbulence na tlakové pulzace při podoptimálním provozu Francisovy turbíny se zabývala Jošt et al.([19], 2009). Dle prezentovaných výsledků má hustota sítě zásadní vliv na velikost tlakových pulzací, zatímco chyba zjištěné amplitudy tlaku při použití řidší sítě byla stanovena na 50%, při využití sítě husté poklesla tato odchylka proti experimentálně získaným datům na 10%. Frekvence tlakových pulzací byla stanovena správně ve všech případech bez ohledu na hustotu použité sítě. Ve druhé části článku Jošt porovnává modely turbulence. Jmenovitě SAS-SST, RSM a LES. Všechny jmenované modely byly shledány použitelnými, přičemž výsledky jednofázového výpočtu byly kvalitnější, než výsledky výpočtu dvoufázového, což bylo přičteno na vrub nedostatečné hustotě použitých sítí. Jistou roli zde mohla sehrát také nejistota použitého modelu kavitace. [19]

7.2 Proudění v sací troubě při nadoptimálním provozu

Při nadoptimálním proudění může vzniknout vývrtkovitý vírový cop rotující proti směru rotace oběžného kola, tento typ proudění je však v případě moderních turbín zřídka. Výskyt

tohoto typu vírového copu je pravděpodobně spojen s nízkou axiální rychlostí proudění v oblasti náboje oběžného kola turbíny, díky tomu je tento jev možné potlačit úpravou geometrie oběžného kola. Vliv na výskyt vývrtkovitého víru má také hodnota kavitačního čísla, toto proudění se může v sací troubě vyskytovat při poměrně vysokých hodnotách kavitačního čísla, ovšem zaniká, pakliže hodnota kavitačního čísla narůstá v důsledku poklesu tlaku. Vznik tlakových pulzací má stejnou fyzikální podstatu, jako je tomu v případě podoptimálního provozu Francisovy turbíny. Frekvence tlakových pulzací je ovšem vyšší vlivem většího průtoku při srovnatelném čísle vířivosti. [16]

Mnohem běžnějším typem proudění při nadoptimálním provozu je, již zmiňovaný, osově symetrický vírový cop. Vírový cop vznikající při nadoptimálním provozu je odlišný v několika ohledech. Vzhledem k rychlostnímu trojúhelníku při nadoptimálním provozu je stabilizován v ose sací trouby a smysl jeho rotace kolem osy vírového copu je opačný vůči smyslu rotace oběžného kola turbíny. Tvar vírového copu je možné popsat jako vzájemně spojené, osově symetrické dutiny nacházející se v ose sací trouby. [16]

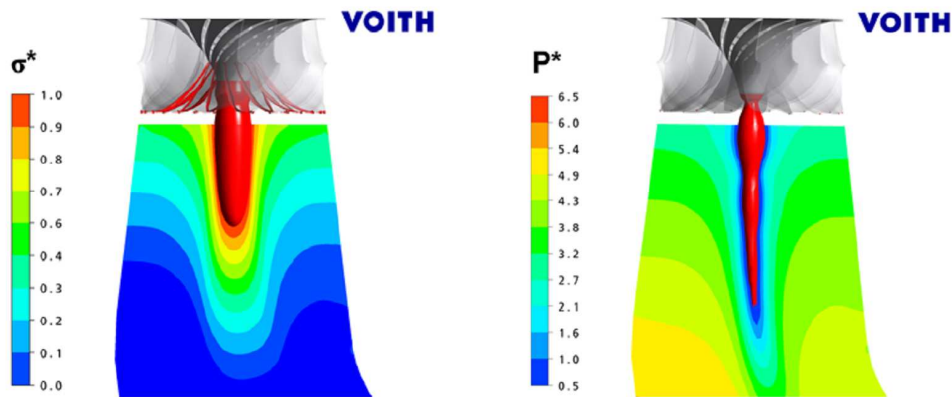
Vzhledem k tomu, že vírový cop není v tomto případě vývrtkovitý, ale osově symetrický, je tlakové pole také symetrické, a proto nedochází ke vzniku nucených tlakových pulzací stejným způsobem, jako je tomu v případě vývrtkovitého víru konajícího precesní pohyb v sací troubě při provozu pod návrhovým optimem turbíny. Přesto jsou v nadoptimálním režimu provozu turbíny poměrně často zaznamenávány značné a zároveň pravidelné pulzace tlaku a energie. Jedná se o samobuzené oscilace, přičemž zásadní vliv pro jejich predikci má tzv. mass flow gain factor χ (dále jen MFGF), definovaný dle rovnice (7.2). Tento člen může mít na rozdíl od ostatních členů používaných v 1D modelech přenosu tekutiny potenciálně destabilizující účinek v případě kavitačního proudění. [16]

$$\chi = \frac{\partial V_c}{\partial Q} \quad (7.2)$$

Vzniku samobuzených pulzací při nadoptimálním provozu je možné předcházet nebo je alespoň redukovat přiváděním určitého množství vzduchu do středu sací trouby. [16]

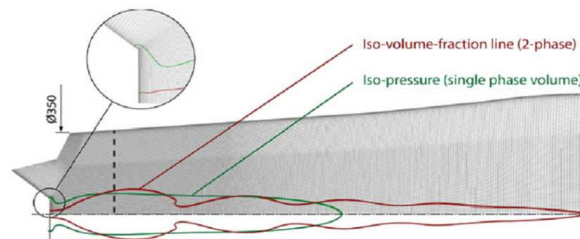
Modelováním nadoptimálního vírového copu vznikajícího za oběžným kolem Francisovy turbíny pomocí CFD s využitím plné 3D geometrie kolenové sací trouby se zabýval Flemming et al. ([20], 2009). Ve své práci prezentuje srovnání výsledků jednofázového a dvoufázového výpočtu několika provozních bodů provedeného pomocí programu ANSYS CFX 11.0. V rámci obou přístupů vzniká vírový cop, který se nachází v ose sací trouby, tím ovšem celková podobnost vzniklých vírových copů končí, liší se vzájemně svým tvarem, objemem, délkou a také mírou kavitace na lopatkách oběžného kola. V případě jednofázového výpočtu byl indikován poměrně krátký vírový cop, který byl ovšem značně objemný, jeho začátek se nacházel v blízkosti náboje a na lopatkách vznikaly poměrně výrazné kavitační oblasti. Rozdílný byl také tvar vírového copu, který v případě jednofázového výpočtu nebyl tvořen typickými spojenými dutinami a neodpovídal experimentálně zjištěnému tvaru.

Při použití sofistikovanějšího dvoufázového výpočtu bylo dosaženo daleko reálnějších výsledků. Vírový cop měl v tomto případě tvar odpovídající experimentální vizualizaci, byl užší a delší. Vírový cop začínal vznikat v blízkosti konce náboje oběžného kola a objem kavitačních oblastí na lopatkách oběžného kola byl redukován. Vzhledem k větší délce byla zachycena deformace vírového copu vznikající díky kolenu sací trouby. Pomocí CAD softwaru UNIGRAPHICS NX5 byl stanoven rozdíl objemů copu v závislosti na použitém přístupu výpočtu. Pro jednotlivé provozní body byl objem vírového copu získaného pomocí jednofázového výpočtu dvojnásobně až trojnásobně větší oproti objemu vírového copu získaného dvoufázovým výpočtem. Popisované výsledky jsou dobře patrné na obrázku převzatém z citovaného článku. [20]



Obr. 9 Výsledky jednofázového a dvoufázového výpočtu s použitím plné geometrie získané Flemmingem [20]

Obdobných výsledků dosáhl Dörfler et al. ([21], 2010) při použití zjednodušené 2D geometrie sací trouby a oběžného kola turbíny. Díky zjednodušení geometrie sací trouby bylo možné problém redukovat na osově symetrickou oblast, přičemž vytvořená výpočetní síť měla i přes poměrně nízký počet buněk hustotu, která by v případě použití plné 3D geometrie byla jen stěží prakticky dosažitelná. Podobně jako Flemming et al. ([20], 2009) v případě použití 3D geometrie Dörfler dospěl k závěru, že pro správné zachycení charakteristického tvaru osově symetrického víru při použití 2D geometrie je nezbytné nasazení dvoufázového výpočtu. Výhoda zjednodušení geometrie spočívá zejména ve značném zrychlení celého procesu přípravy výpočetní sítě a zejména vlastního CFD výpočtu proudění. Pro ověření správnosti výsledků 2D výpočtů provedl autor srovnání s výpočtem provedeným na 60° výřezu sací trouby. Rozdíl tvaru vírového copu při použití jedno a dvoufázového výpočtu při použití zjednodušené osově symetrické geometrie je zobrazen na obr. 10 převzatém z citovaného článku.



Obr. 10 Výsledky jednofázového a dvoufázového osově symetrického výpočtu získané Dörflerem [21]

Predikcí vzniku nestability a stanovením její přesné frekvence v hydraulickém systému vodní elektrárny se zabýval například Alligné et al. ([22], 2010). Objektem výzkumu byla vodní elektrárna využívající čtyři Francisovy turbíny, přičemž modelován byl stav, kdy byl první stroj provozován nad svým návrhovým optimem, provoz dalších dvou jednotek se pohyboval v blízkosti jejich optima a poslední turbína byla odstavena. Pro zjištění frekvence byl použit nově vyvinutý hydroakustický model softwaru SIMSEN, jehož parametry byly upřesněny pomocí měření na modelové trati a CFD výpočtem. Model bral v potaz termodynamickou výměnu energie mezi vodní párou vyplňující vírový cop a okolní vodou v sací troubě. Pomocí podobnostních zákonů byla zjištěná hodnota frekvence prvního vlastního tvaru přepočtena na skutečné dílo, takto získaná hodnota činila 0,39Hz. Na skutečném díle byla tato hodnota mírně odlišná, činila 0,46Hz. Tento, dle autora zanedbatelný, rozdíl byl zřejmě způsoben nepřesnostmi experimentálního měření a zanedbáním některých fyzikálních jevů.

8 Metody používané pro potlačení tlakových pulzací

Vzhledem k nutnosti rozšíření provozního pásma stávajících i nově budovaných vodních elektráren byla vyvinuta řada metod sloužících k potlačení tlakových pulzací v hydraulickém systému při mimooptimálním provozu turbíny. Některé z těchto metod dospěly do stádia praktického využití, u jiných přínosy nepřevážily nad potenciálními problémy spojenými s jejich aplikací. Následující kapitola je zpracována převážně podle [17] a má pouze informativní charakter, vzhledem k tomu, že tato obsáhlá problematika překračuje rámec této diplomové práce.

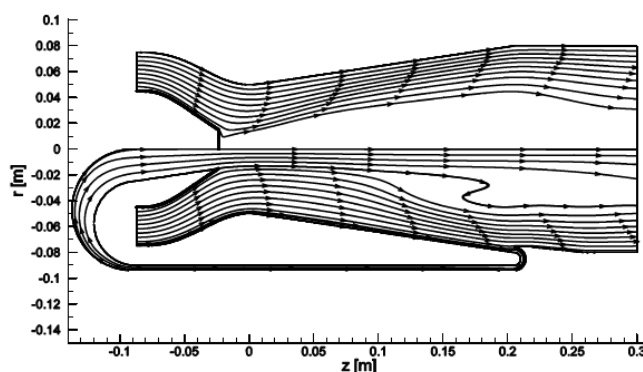
8.1 Zavzdušnění do prostoru savky

Tato metoda potlačení tlakových pulzací byla již zmíněna v kapitole zabývající se prouděním v sací troubě při nadoptimálním provozu Francisovy turbíny. Jedná se o nejpoužívanější a zároveň o jednu z nejúčinnějších metod potlačení, respektive redukce tlakových pulzací. Vzduch může být zaváděn do prostoru sací trouby, respektive do mezilopatkového prostoru oběžného kola turbíny, čímž dochází ke změně charakteru proudění provázené změnou amplitudy a frekvence tlakových pulzací. [17]

8.2 Kontrola proudění v sací troubě pomocí vodního paprsku

Jedná se o poměrně novou metodu, která umožňuje aktivně potlačovat vznik vírového copu v sací troubě Francisovy turbíny při podoptimálním provozu. V tomto případě je skrz náboj oběžného kola do sací trouby přiváděn vodní paprsek. Výhodou této metody je možnost využití určitého množství vody protékající spodní částí sací trouby, která je převáděna pomocí tlakového spádu potrubím zpět k oběžnému kolu, z jehož náboje je aplikována do prostoru sací trouby.[23][24]

Numerickou analýzou této metody se zabýval například Resiga ([23], 2009), který zkoumal vliv průměru paprsku vůči průměru vstupu do sací trouby a průtokem paprsku vůči průtokem turbínou. Výsledkem provedených výpočtů bylo tvrzení, že aplikací vodního paprsku lze teoreticky dosáhnout výrazné redukce nežádoucích tlakových pulzací při ztrátě 0,02%. Vliv vodního paprsku na rozložení proudnic v sací troubě je patrný na obr. 11. Horní polovina zobrazuje proudnice v sací troubě bez aplikace vodního paprsku, spodní odpovídá proudění optimalizovanému pomocí této metody. Je dobře patrné, že při použití vodního paprsku dochází k výrazné redukci objemu stagnační oblasti v ose savky.



Obr. 11 Vliv vodního paprsku na rozložení proudnic v sací troubě [23]

8.3 Axiální žebra instalovaná na stěně savky

Účel takto instalovaných žeber v sací troubě je redukovat tangenciální složku rychlosti kapaliny opouštějící oběžné kolo turbíny při mimooptimálním provozu. Jedná se o metodu používanou převážně pro potlačení tlakových pulzací při podoptimálním provozu, kdy vývrtkovitý vír vyplňuje větší část průřezu sací trouby, v případě symetrického nadoptimálního vírového copu situovaného v ose sací trouby je tato metoda neúčinná [16].

Zásadní vliv na účinnost této metody má kromě počtu instalovaných žeber také jejich tvar. Optimalizací tvaru a počtu žeber se zabýval Nishi ([25] dle [17]), kombinací této metody a metody zavzdušňování sací trouby se zabýval Půlpitel ([26] dle [17]).

8.4 Usměrňující vestavba v savce

Jedná se o metodu využívající rozměrná žebra, která jsou případně doplněna koaxiální vestavbou sloužící jako usměrňovač vírů. Přestože byla tato metoda poměrně hojně používána, postupně se od ní upouštělo z důvodu nízké účinnosti a nespolehlivosti. Vestavba často nevydržela dynamické zatížení, případně docházelo ke značnému kavitačnímu poškození žeber. [17]

8.5 Další metody potlačování tlakových pulzací

Mezi další metody používané k potlačení nežádoucích tlakových pulzací v sací troubě lze dle [17] zařadit aktivní generování protipulzů, rotující kroužek pod oběžným kolem a gyroskopicky vyváženou sací troubu.

Metoda aktivního řízení generováním protipulzů spočívá, jak již její název napovídá, v aktivním generování tlakových pulzů, které působí proti pulzům vznikajícím díky existenci vírového copu v sací troubě. Zásadní nevýhodou této metody je nutnost instalace nákladného zařízení sloužícího ke generování pulzů.[17]

S teorií gyroskopicky vyvážené sací trouby přišel Engstrom, který vypracoval numerickou simulaci proudění ve dvoukolenové sací troubě, přičemž tlakové pulzace je možné potlačovat správným naladěním délky mezi oběma koleny.[17]

Rotující kroužek pod oběžným kolem funguje na principu disipace tangenciální hybnosti kapaliny opouštějící prostor oběžného kola turbíny při podoptimálním provozu Francisovy turbíny. Kroužek transformuje energii obvodové složky energie kapaliny na svou rotaci prostřednictvím axiálních žeber. [17]

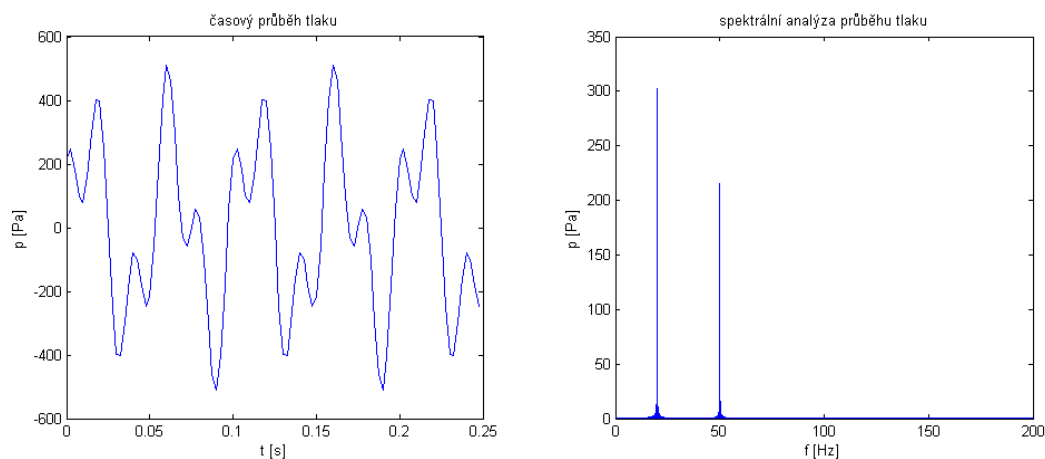
9 Fourierova transformace

Za pomoci Fourierovy transformace lze převádět známou závislost zkoumané veličiny z časové oblasti do oblasti frekvenční, ve které je možné ji dále zkoumat. Tento postup je také označován jako spektrální analýza signálu. V časové oblasti je zkoumaná veličina vyjádřena pomocí svého průběhu v závislosti na čase. Ve frekvenční oblasti je signál vyjádřen v souřadnicích amplituda-frekvence. Díky tomuto zobrazení je tedy například možné identifikovat technicky významné tlakové pulzace, jejich amplitudu a frekvenci. [27]

9.1 Příklad využití Fourierovy transformace

Jako příklad využití Fourierovy transformace je uveden fiktivní průběh tlaku vyjádřený rovnicí (9.1) a jeho transformace provedena v prostředí MATLAB. Z časového průběhu není zřejmé, jaké jsou frekvence a amplitudy jednotlivých složek tlakových pulzací (viz obr. 12). Tyto informace je možné získat provedením Fourierovy transformace. Ve frekvenčním prostoru je dobře patrné, že výsledná tlaková funkce se skládá ze dvou harmonických funkcí o různých amplitudách. První má frekvenci 20Hz a amplitudu 310Pa, druhá 50Hz a 215Pa (viz obr. 12).

$$p = 310 \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot 20 \cdot t) + 215 \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot 50 \cdot t) \quad (9.1)$$



Obr. 12 Příklad využití FFT při spektrální analýze záznamu tlakových pulzací

9.2 Matematický aparát Fourierovy transformace

V závislosti na charakteru analyzovaného signálu rozlišujeme spojitou a diskrétní Fourierovu transformaci. V technické praxi jsou častěji zpracovávána data diskrétního charakteru, ať už se jedná o signály získané v průběhu experimentálního měření nebo pomocí numerického výpočtu. Fourierova transformace je založena na Fourierově posloupnosti, která umožňuje rozložit jakoukoliv periodickou funkci na sumu nekonečného počtu funkcí sinus a kosinus, které se vzájemně liší svou amplitudou, periodou a fází. Fourierova posloupnost je vyjádřena rovnicí (9.2), označované jako složkový tvar Fourierovy posloupnosti. [7]

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos(n\Omega_0 t) + b_n \sin a_n \cos(n \cdot \Omega_0 \cdot t)] \quad (9.3)$$

Konstanta a_0 je střední hodnota funkce $f(t)$ získaná na jedné její periodě. Členy a_n a b_n představují koeficienty Fourierovy posloupnosti. Člen Ω_0 představuje vlastní úhlovou frekvenci. Tyto členy je možné vyjádřit následujícími vztahy.

$$a_0 = \int_{T_0} f(t) dt \quad (9.4)$$

$$a_k = \frac{2}{T_0} \int_{T_0} f(t) \cdot \cos(n\Omega_0 t) dt \quad (9.5)$$

$$b_k = \frac{2}{T_0} \int_{T_0} f(t) \cdot \sin(n\Omega_0 t) dt \quad (9.6)$$

$$\Omega_0 = \frac{2\pi}{T_0} \quad (9.7)$$

Při samotné Fourierově transformaci pak vycházíme z komplexního tvaru Fourierovy posloupnosti.

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_k e^{in\Omega_0 t} \quad (9.8)$$

Kde člen c_k vyjadřuje tzv. Fourierův koeficient, který je daný následujícím vztahem.

$$c_k = \frac{1}{T_0} \int_{T_0} f(t) \cdot e^{-in\Omega_0 t} dt \quad (9.9)$$

9.3 Fourierova transformace spojitě funkce.

Fourierova transformace spojitě funkce $f(t)$ vychází, jak bylo zmíněno v předchozím odstavci, z exponenciálního tvaru Fourierovy posloupnosti (rov. 9.8). Matematická definice spojitě Fourierovy transformace je tedy následující. [7]

$$F(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cdot e^{-i\Omega t} dt \quad (9.10)$$

V případě potřeby je možné vyjádřit úhlovou frekvenci, v tomto případě je výsledná Fourierova transformace závislá přímo na frekvenci.

$$F(f) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cdot e^{-i2\pi f t} dt \quad (9.11)$$

9.4 Fourierova transformace diskrétní funkce

V předchozím odstavci byly definovány matematické vzorce pro použití Fourierovy transformace spojitě funkce. Hodnotu spojitě funkce je možné vyčíslit v libovolném časovém okamžiku. Technická praxe naproti tomu často vyžaduje zpracování dat diskrétního charakteru. V tomto případě není možné určit hodnotu zkoumané veličiny v libovolném časovém okamžiku. K dispozici jsou pouze hodnoty v jednotlivých časových bodech, přičemž

hustota těchto bodů je dána vzorkovací frekvencí snímače v případě experimentu nebo nastavenou hodnotou časového kroku v případě numerické simulace. [7]

Vzorkovací frekvence, případně časový krok, musí splňovat jistá pravidla, aby nedocházelo k tzv. aliasingu (podvzorkování). V takovémto případě by došlo ke ztrátě informací nezbytných ke korektnímu zachycení skutečného charakteru zkoumaného signálu. Aby se tomuto jevu předešlo, je nezbytné dodržet předpoklad určité minimální vzorkovací frekvence. Jedná se o tzv. Nyquistův teorém (9.12). [7]

$$f_{vz} \geq 2f_{max} \quad (9.12)$$

Při zpracování konečné diskrétní funkce $f(n)$, tvořené N hodnotami, přechází integrální tvar Fourierovy transformace na sumu jednotlivých členů, kde k -tý člen diskrétní Fourierovy transformace vyjadřuje následující vztah:

$$F(k) = \sum_{n=0}^N f(n) \cdot e^{-i\Omega t}; \quad kde: k = 0,1,2 \dots N - 1 \quad (9.13)$$

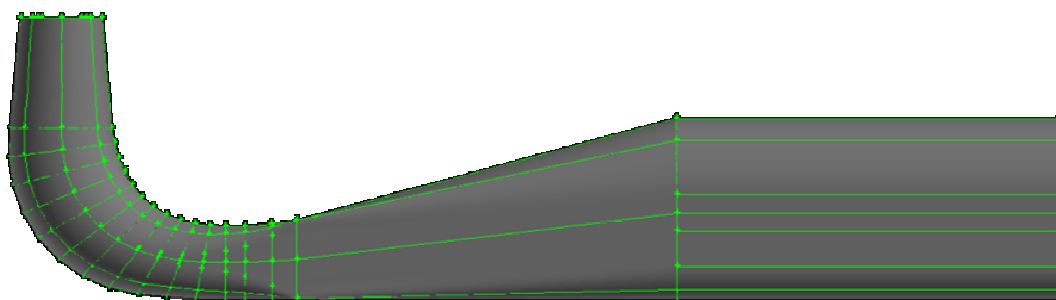
Výsledkem aplikace rov. (9.13) na konečnou diskrétní funkci obsahující N prvků bude obecně N komplexních koeficientů spektra, z nichž lze snadno pomocí matematického aparátu komplexních čísel dopočítat amplitudy odpovídající jednotlivým frekvencím. Takto získaná data lze použít při spektrální analýze zkoumané diskrétní funkce. [7]

V rámci softwaru používaného běžně při zpracování dat, jako je například Matlab, Fluent nebo Excel, bývá dostupná tzv. rychlá Fourierova transformace (Fast Fourier Transformation, dále jen FFT). Jedná se o efektivní algoritmus pro výpočet diskrétní Fourierovy transformace využívající rovnici (9.13). V rámci této práce bude pro zpracování záznamu statického v konkrétním bodě sací trouby využívána právě FFT dostupná přímo v programu FLUENT.

10 Použitá geometrie a okrajové podmínky

Geometrie kolenové sací trouby byla dodána firmou Voith. Na jejím základě byla následně vytvořena adekvátní sací trouba přímá. Pro editaci, respektive tvorbu geometrie, byl použit program Gambit, ve kterém byly následně vytvářeny i jednotlivé výpočetní sítě. Tvorba jednotlivých geometrií a použité okrajové podmínky jsou popsány v následující kapitole. Podrobný popis jednotlivých použitých výpočetních sítí, jejich kvality, počtu a charakteru použitých buněk, bude uveden přímo u vlastních výpočtů, vzhledem k jejich značnému počtu.

10.1 Kolenová sací trouba

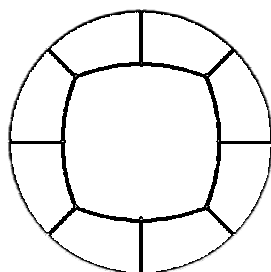


Obr. 13 Geometrie kolenové sací trouby

Jak již bylo řečeno, geometrie kolenové sací trouby byla dodána firmou Voith. Průměr vstupu do sací trouby činil 178mm. Po importu dat do programu Gambit bylo nutné provést kontrolu, odstranit zdvojené plochy a provést určitá drobná zjednodušení tak, aby bylo následně možné vytvořit kvalitní výpočetní síť pro vlastní CFD výpočty.

Jednotlivé plochy pláště bylo nutné sloučit tak, aby bylo možné vysítovat celý plášť pomocí quad prvků. Sací trouba je ve směru průtoku rozdělena na jednotlivé segmenty, jak je patrné z obr. 13.

Jednotlivé segmenty jsou rozděleny na centrální objem obklopený osmi objemy okrajovými. Dekompozice řezu sací trouby je zobrazena na obr. 14. Díky tomuto rozdělení lze vytvářet poměrně kvalitní strukturované sítě s příslušným zhuštěním v oblasti mezní vrstvy.



Obr. 14 Dekompozice řezu sací trouby

V průběhu práce byla vytvořena i geometrie bez dekompozice jednotlivých segmentů, ovšem výsledná kvalita vytvořených výpočetních sítí nebyla dostatečná. Problémy se vyskytovaly zejména v předdefinované mezní vrstvě, která byla zvlňená. Bohužel nebyla nalezena příčina tohoto zvlňení, proto nebylo možné vytvořit síť tvořenou pouze prvky typu

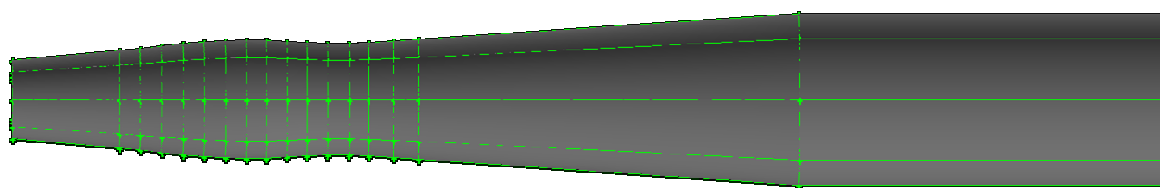
wedge, respektive síť tvořenou tetrahedrálními prvky, pro které je použití předdefinované mezní vrstvy nezbytné.

Z tohoto důvodu bylo přistoupeno k určitému kompromisu, kdy při použití geometrie s dekomponovanými segmenty byla vytvořena síť, jejíž centrální objemy jsou tvořeny wedge prvky, okrajové objemy pak tvoří prvky hexahedrální.

Použité okrajové podmínky jsou následující:

- Vstup - velocity inlet
- Stěny - wall
- Výstup - pressure outlet

10.2 Přímá sací trouba



Obr. 15 Geometrie přímé sací trouby

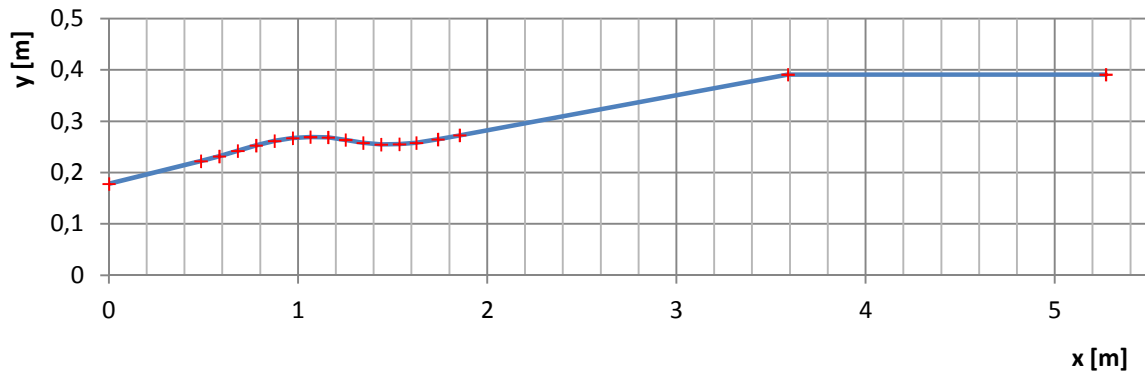
V případě přímé sací trouby byl postup tvorby geometrie poněkud složitější. Přímá sací trouba musela svým charakterem odpovídat zadané sací trubě kolenové. Z tohoto důvodu byla zjištěna plocha průřezů na vstupech do jednotlivých segmentů kolenové sací trouby. Pro takto zjištěné plochy byly určeny odpovídající průměry kruhových průřezů. Ze známých objemů jednotlivých segmentů kolenové sací trouby byly určeny pomocí vzorce pro výpočet objemu komolého jehlanu vzdálenosti kruhových průřezů přímé sací trouby. Jednotlivé hodnoty ploch průřezů a objemů segmentů kolenové sací trouby byly určeny pomocí programu Fluent. Zjištěná data a přepočty pro přímou sací troubu jsou uvedeny v tabulce 1.

rez	Plocha řezu (kolenová)	odpovídající poloměr
-	m ²	m
in	0,099523675	0,177986993
2	0,15498883	0,222113657
3	0,16867757	0,231714777
4	0,18462074	0,242418248
5	0,20102932	0,252961697
6	0,21477599	0,261467629
7	0,22405507	0,267056069
8	0,22785223	0,26930952
9	0,22672603	0,26864314
10	0,21845044	0,263694776
11	0,20885994	0,257841393
12	0,20409431	0,25488279
13	0,20465627	0,25523345
14	0,20856513	0,257659354
15	0,21985078	0,264538611
16	0,2334301	0,272585965
17	0,48011962	0,390930712
out	0,48011962	0,390930712

Tab. 1 Výpočet poloměru jednotlivých řezů přímé sací trouby na základě geometrie kolenové sací trouby

Z takto získaných údajů bylo možné vytvořit podélný řez přímé sací troubou (obr.16). Jednotlivé body byly importovány do programu Gambit. Další tvorba samotné geometrie byla obdobná jako v případě kolenové sací troubou.

Pro potřeby vlastních CFD výpočtů byly vytvořeny dvě různé geometrie z důvodu použití různých přístupů při následné tvorbě sítě, které se vzájemně lišily pouze vnitřní dekompozicí segmentů. Vstupní průřez přímé sací troubou je shodný se vstupním průřezem kolenové sací troubou (obr. 14).

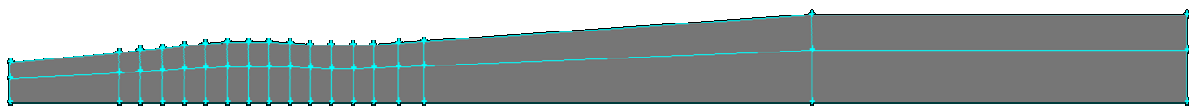


Obr. 16 Průběh poloměru odvozené přímé sací troubou

Okrajové podmínky použité v případě 3D geometrie přímé sací troubou jsou stejné jako v případě geometrie sací troubou kolenové. Tedy:

- Vstup - velocity inlet
- Stěny - wall
- Výstup - pressure outlet

10.3 Přímá sací trouba pro osově symetrické výpočty



Obr. 17 Dekompozice geometrie pro osově symetrické výpočty

Pro 2D výpočty byla vytvořena geometrie přímé sací troubou. Jedná se o poloviční podélný řez přímou sací troubou. Rozdělení geometrie sací troubou na jednotlivé segmenty zůstalo zachováno. Segmenty jsou navíc rozděleny tak, aby bylo možné zhustit síť jednak v oblasti mezní vrstvy a také v blízkosti osy sací troubou několika prvních segmentů, tedy v oblasti předpokládaného výskytu osově symetrického vírového copu.

Použité okrajové podmínky:

- Vstup - velocity inlet
- Stěny - wall

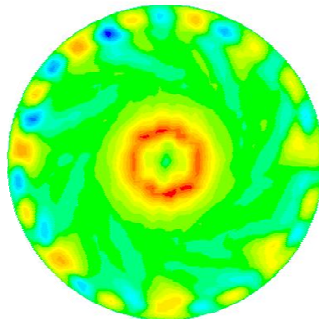
- Osa sací trouby - axis
- Výstup - pressure outlet

10.4 Okrajové podmínky

Okrajové podmínky byly dodány firmou Voith Hydro, jednalo se o podmínku okamžitou, podmínku časově vystředovanou za dobu jedné otáčky oběžného kola turbíny a okrajovou podmínku získanou časovým středováním po dobu pěti otáček. Vzhledem k malé změně mezi profily jednotlivých vstupních veličin a poměrně značné časové náročnosti jednotlivých nestacionárních výpočtů nebyla provedena simulace pro vstupní okrajovou podmínku získanou časovým středováním z jedné otáčky oběžného kola. Všechny okrajové podmínky byly dodány ve formě rychlostních profilů a profilů turbulentních veličin v kartézském souřadném systému, přičemž je bylo nutné určitým způsobem upravit. Postup jednotlivých úprav a vzájemné srovnání vstupních okrajových podmínek bude podrobně popsáno v následujících odstavcích této kapitoly.

10.5 Okamžitá vstupní okrajová podmínka

V případě této okrajové podmínky představovaly jednotlivé profily okamžité hodnoty vstupních veličin v konkrétním časovém okamžiku. Tento fakt je dobře patrný z kontur rychlostních i turbulentních veličin na vstupním průřezu výpočetní domény. Jako příklad je na tomto místě uveden obrázek znázorňující kontury radiální rychlosti (obr. 18), na kterém je jasně patrné zavíření (úplavy) za jednotlivými lopatkami oběžného kola.



Obr. 18 Kontury radiální rychlosti původní okrajové podmínky

Výpočet pro takto zadanou okrajovou podmínku byl pro úplnost proveden, přestože neodpovídá proudění při rotaci oběžného kola a pro předpokládané zjednodušení úlohy na 2D problém je jako takový nepoužitelný.

Pro přiblížení okrajové podmínky realitě bylo nutné provést převod jednotlivých profilů z kartézského souřadného systému do souřadného systému polárního a následně provést tzv. obvodové středování.

Převod jednotlivých veličin do polárního souřadného systému byl proveden v programu Excel podle následujících rovnic.

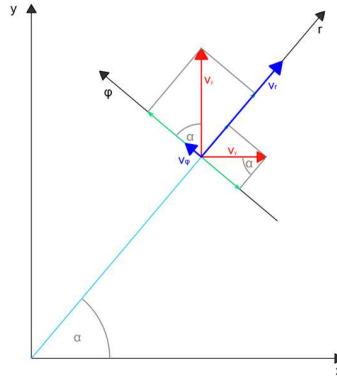
$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (11.1)$$

$$\alpha = \arctg\left(\frac{y}{x}\right) \quad (11.2)$$

$$v_r = v_x \cos\alpha + v_y \sin\alpha \quad (11.3)$$

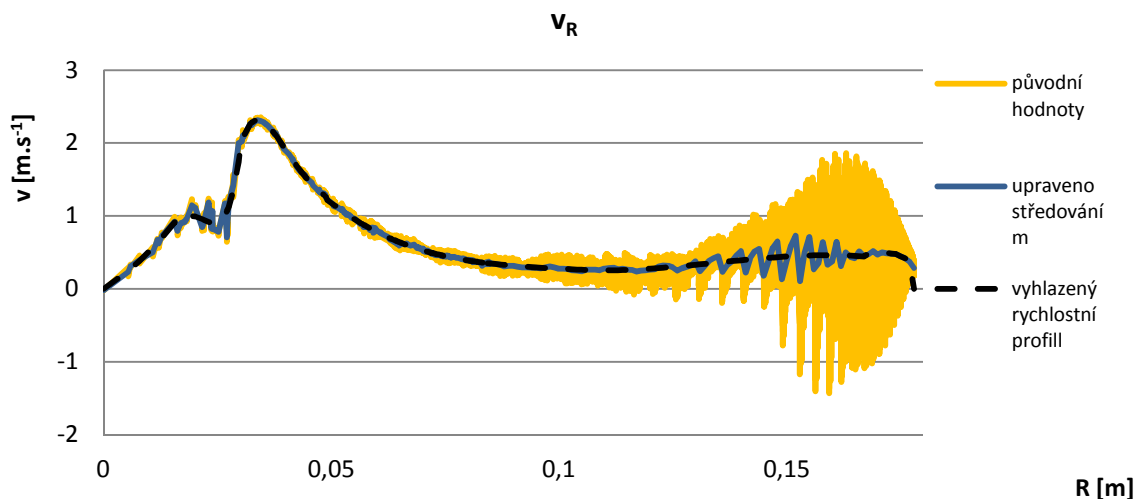
$$v_\varphi = -v_x \sin\alpha + v_y \cos\alpha \quad (11.4)$$

Situace je dobře patrná z následujícího obrázku (obr. 19).



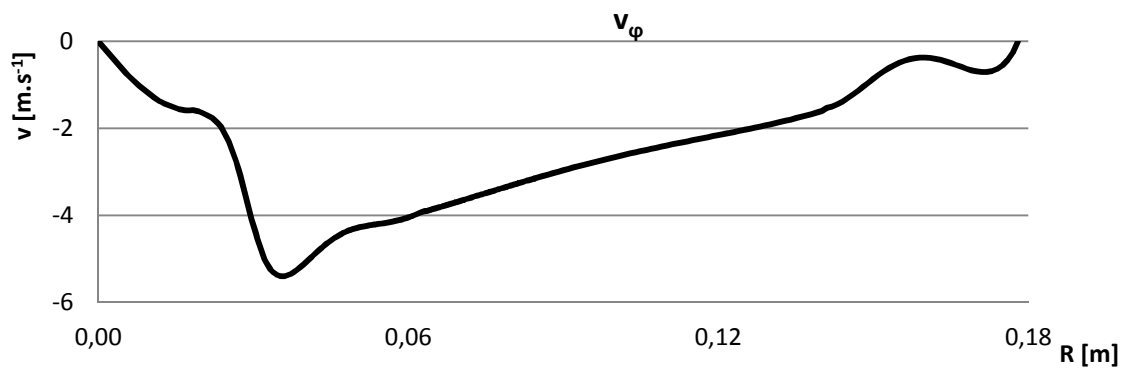
Obr. 19 Vztah rychlostí v kartézském a polárním souřadném systému

Profily takto získaných veličin bylo dále nutné obvodově zprůměrovat. Toto obvodové středování bylo provedeno pomocí skriptu napsaného v prostředí MATLAB. Vzhledem ke značnému rozptylu hodnot jednotlivých veličin neproběhlo středování pro $r = konst$, ale na určitých intervalech (r , $r + \Delta r$), které se zvětšovaly s rostoucí radiální souřadnicí (a tedy s rostoucím počtem hodnot jednotlivých veličin). Obvodově vystředované profily byly dále vyhlazeny tak, že byly po částech proloženy polynomy vyšších řádů. Postup úprav je patrný z obr. 20, který představuje zpracování profilu radiální rychlosti, přičemž klaná osa z směřuje proti směru proudění kapaliny v sací troubě, to je patrné z obr. 21.

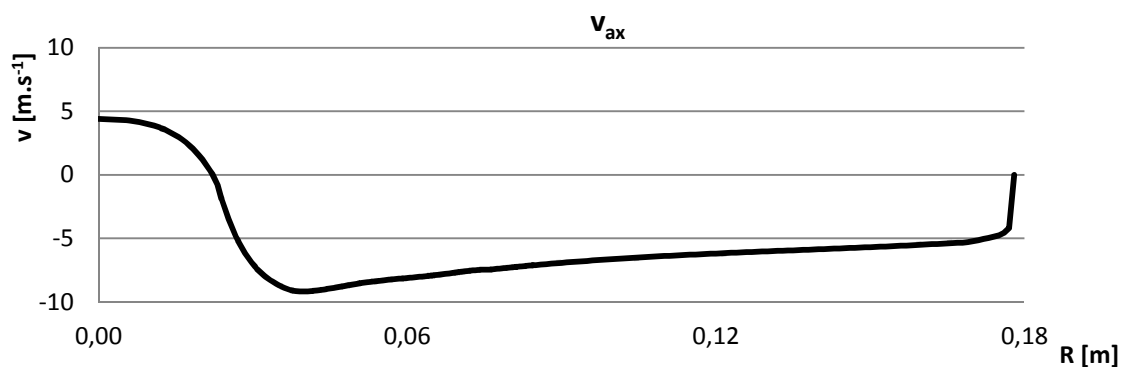


Obr. 20 Jednotlivé fáze úpravy profilu radiální rychlosti

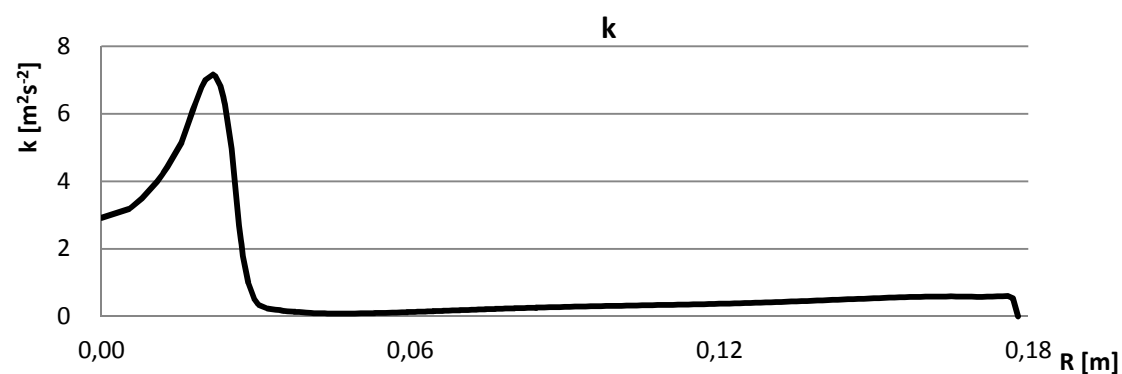
Vyhlazené profily ostatních veličin získané úpravou z okamžité okrajové podmínky jsou zobrazeny na obr. 21 až 24.



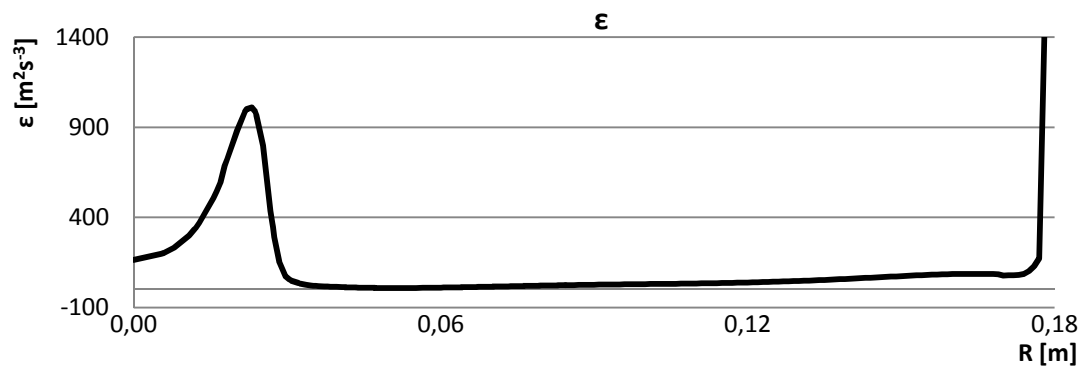
Obr. 21 Výsledný profil obvodové složky rychlosti



Obr. 22 Výsledný profil axiální složky rychlosti



Obr. 23 Výsledný profil turbulentní kinetické energie



Obr. 24 Výsledný profil disipace turbulentní kinetické energie

V průběhu jednotlivých úprav mohlo dojít ke značné změně charakteru proudění, jak je patrné z obr. 20, pro tento případ bylo nutné provést kontrolu použitelnosti nově vytvořené vyhlazené vstupní okrajové podmínky. Kontrola byla provedena srovnáním čísla vířivosti Sr (dle rov. (6.11)), porovnáním hmotnostního průtoku a porovnáním kontur jednotlivých veličin na vstupním průřezu mezi neupravenou a výslednou okrajovou podmínkou. Pro tuto kontrolu byla vytvořena výpočetní doména tvaru přímého potrubí, jehož průměr byl shodný s průměrem vstupního difuzoru kolenové sací trouby. Dekompozice a počet prvků na vstupu do této geometrie se shodoval se vstupem výpočetní domény kolenové sací trouby. Výsledky srovnání čísla vířivosti jsou uvedeny v tab. 2.

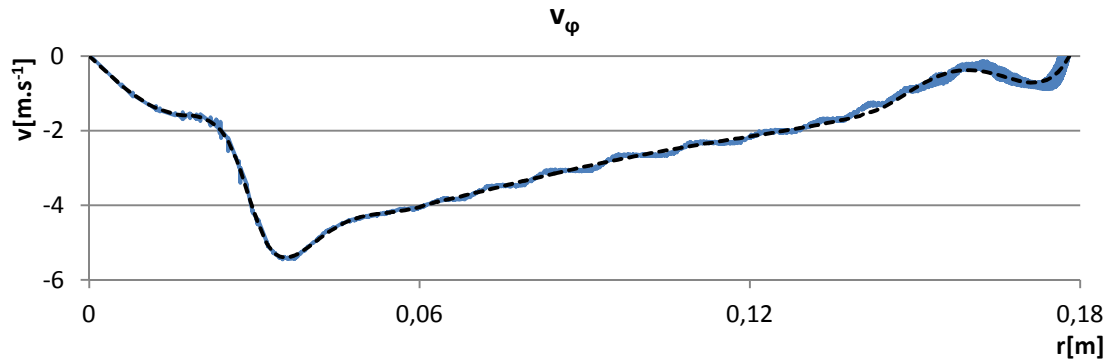
	Sr [-]	Q_m [kg/s]
Původní OP	0,173950	607,66725
Upravená OP	0,175601	607,91325
Rozdíl [%]	0,95	0,04%

Tab. 2 Srovnání původní a upravené okrajové podmínky

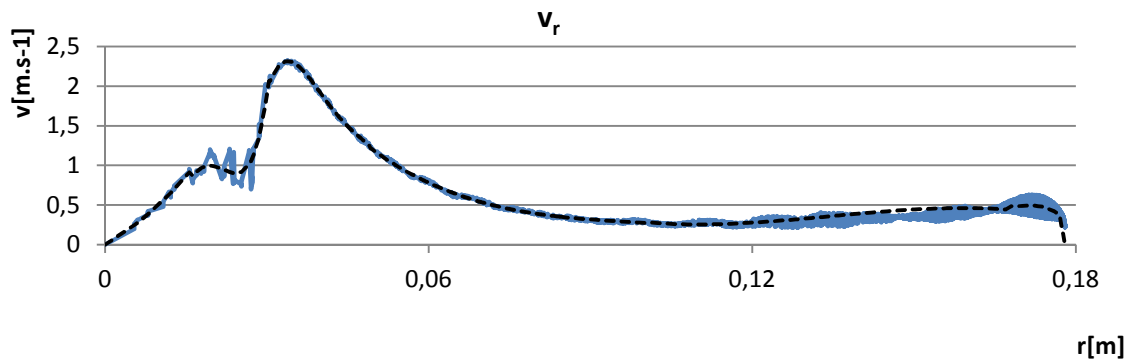
Vzhledem k prezentovaným výsledkům bylo možné předpokládat, že změna charakteru proudění vzniklá úpravami vstupní okrajové podmínky není příliš velká a upravená okrajová podmínka je tedy použitelná.

10.6 Vstupní okrajová podmínka získaná časovým středováním z pěti otáček oběžného kola

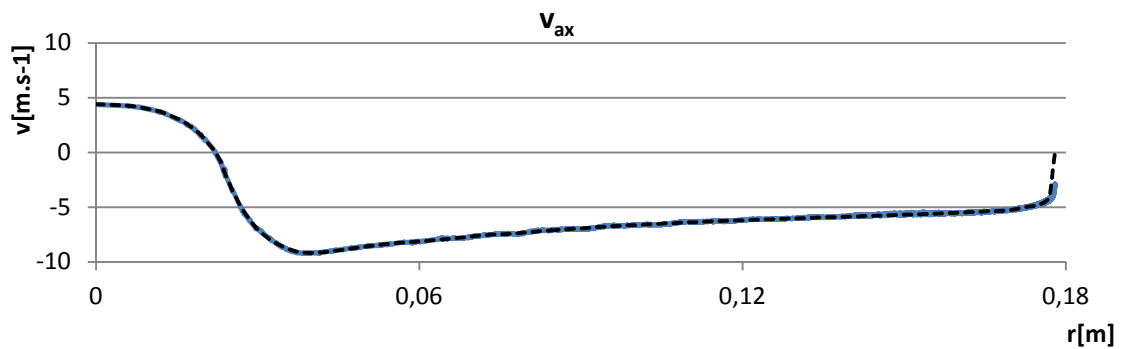
Tato vstupní okrajová podmínka byla ve 3D výpočtech použita tak1 jak byla dodána firmou Voith. Pro výpočet ve 3D doménách tedy nebyl proveden převod na příslušné veličiny polárního souřadného systému, jejich obvodové vystředování a proložení. V rámci srovnání profilů veličin upravené okamžité okrajové a podmínky zjištěné zprůměrováním profilů jednotlivých veličin v průběhu pěti otáček byl proveden převod jednotlivých veličin do polárního souřadného systému. Rozdíly v profilech jednotlivých veličin jsou zobrazeny na obr. 25 až 28. Na těchto obrázcích představuje přerušovaná černá čára profil získaný obvodovým středováním z okamžitých hodnot veličin, modrá čára náleží profilu získanému z dat pro pět otáček oběžného kola.



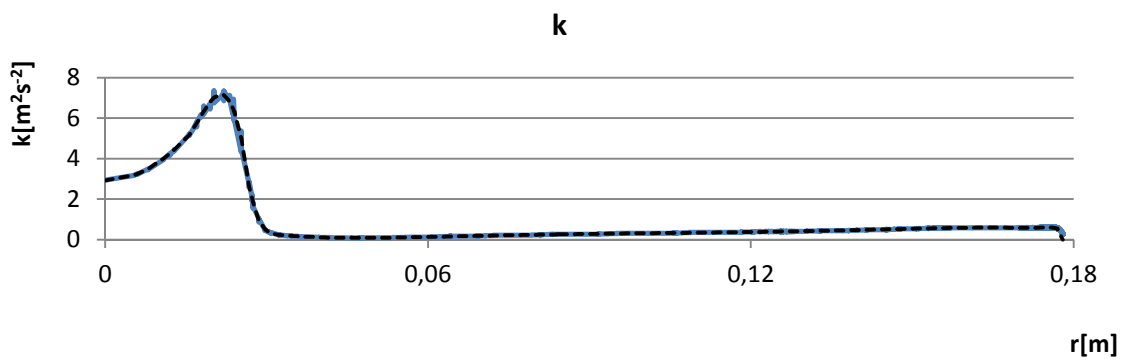
Obr. 25 Srovnání profilů obvodové složky rychlosti vyhlazené OP a OP časově středované



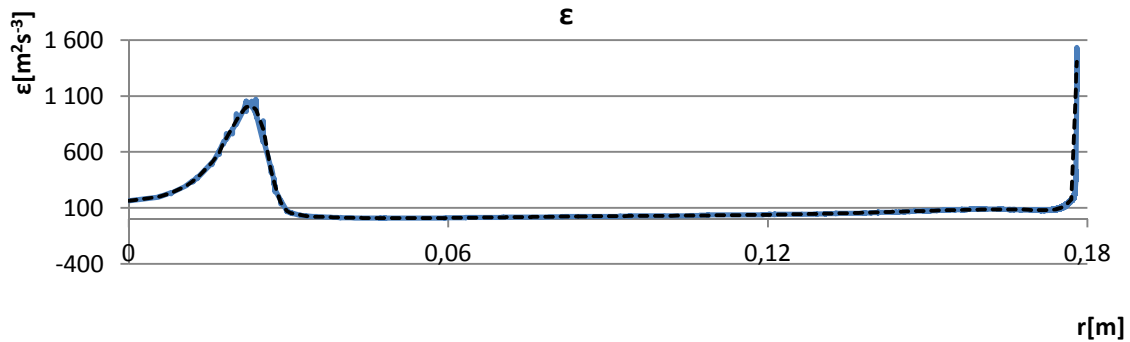
Obr. 26 Srovnání profilů radiální složky rychlosti vyhlazené OP a OP časově středované



Obr. 27 Srovnání profilů radiální složky rychlosti vyhlazené OP a OP časově středované



Obr. 28 Srovnání profilů turbulentní kinetické energie vyhlazené OP a OP časově středované



Obr. 29 Srovnání profilů disipace turbulentní kinetické energie vyhlazené OP a OP časově středované

Z obr. 25 až 29 je zřejmé, že rozdíly mezi profily jednotlivých veličin jsou si bez ohledu na metodu, kterou byly získány, značně podobné. Nejvýraznější rozdíly lze nalézt v případě profilů radiální rychlosti v_r . Konkrétně v oblasti kolem $r=0,025m$, kde je patrné, že rychlostní profil získaný obvodovým středováním byl oproti realitě značně vyhlazen. Další, byť méně výrazné rozdíly, jsou patrné v poslední třetině tohoto profilu. Vzhledem ke značné shodě těchto profilů lze usuzovat, že se proudění získané při použití časově průměrované okrajové podmínky bude chovat stejně nebo velice podobně, jako výsledné proudění s okrajovou podmínkou získanou úpravami popsány v předcházející kapitole. Jinými slovy lze předpokládat, že v tomto případě je obvodové středování okamžitých veličin na vstupu ekvivalentní k jejich časovému průměrování. Pro úplnost a možnost vzájemného srovnání případných rozdílů bude přesto proveden výpočet jak s použitím obvodově vystředované a vyhlazené okrajové podmínky, tak podmínky získané zprůměrováním hodnot z pěti otáček oběžného kola.

10.7 Výstupní okrajové podmínky

Podobně jako v případě vstupních okrajových podmínek byla potřebná data dodána firmou Voith. V případě výpočtů využívajících okamžitou okrajovou podmínku, resp. okrajovou podmínku vytvořenou obvodovým středováním, byla využita hodnota statického tlaku uvedená v dodaných podkladech 34280,2Pa. Pro samotný výpočet bylo nutné stanovit hodnotu relativního statického tlaku odečtením tlaku atmosférického (101325Pa), výsledná hodnota -67044,8Pa byla využita jako tlaková výstupní okrajová podmínka.

Ve výpočtech využívajících vstupní okrajovou podmínku získanou průměrováním po dobu pěti otáček byla využita hodnota relativního statického tlaku získaná stejným způsobem. Z tlakového profilu na výstupní okrajové podmínce domény byla zjištěna průměrná hodnota relativního statického tlaku -67040,835Pa. Tato hodnota byla využita při dalších výpočtech s příslušnou vstupní OP. Chyba, která tímto průměrováním vznikla, byla zanedbatelná vzhledem k tomu, že tlakové pole bylo po v rámci výstupní plochy téměř konstantní. Hodnoty relativního statického tlaku se v dodaných materiálech pohybovaly v rozmezí -67019,913Pa až -67067,046Pa.

11 Obecné nastavení numerických výpočtů

Pro provedení numerické simulace proudění v sací troubě Francisovy turbíny byl využit CFD software Fluent a to ve verzi 12.1 a 14. V předkládané práci jsou shrnuty výsledky poměrně velkého počtu výpočtů, které se vzájemně lišily použitou okrajovou podmínkou na vstupu a výstupu, geometrií, stupněm zjednodušení, přístupem k tvorbě sítě, použitým modelem turbulence, délkou trvání časového kroku i přístupem ke zjištění výskytu kavitace. Pro snadnější orientaci v předkládaných výsledcích bude v jedné z následujících kapitol zavedeno označení jednotlivých sítí, toto značení bude platné i pro výpočty dvoufázové. V rámci jednofázových výpočtů byl zanedbán vliv kavitace, tedy přenosu hmoty mezi jednotlivými fázemi na zkoumané proudění. V tomto případě lze predikovat výskyt kavitace na základě tlakového pole s tím, že oblast kavitace je stanovena, jako oblast s tlakem stejným nebo nižším než je tlak syté páry vody.

11.1 Strategie výpočtu

V drtivé většině výpočtů byl využit model turbulence RSM, který je podrobněji popsán v kapitole 3.3. U tohoto modelu se v určitých případech mohou vyskytovat problémy s konvergencí reziduí v průběhu výpočtu. Z důvodů zajištění lepší konvergence byl u výpočtů volen jako startovací model turbulence realizable k- ϵ s využitím nerovnovázné stěnové podmínky. Teprve po zkonvergování výpočtu s využitím tohoto modelu byl používaný model turbulence přepnut na RSM.

Stacionární výpočet s využitím RSM modelu poté probíhal ve dvou fázích. V první fázi bylo ponecháno defaultní nastavení interpolačních schémat jednotlivých veličin, po zkonvergování takto nastaveného výpočtu bylo nastavení z důvodu zpřesnění získaných výsledků změněno. Konečné nastavení interpolačních schémat konvektivních členů bylo následující:

- Hybnostní rovnice - QUICK
- Tlakové členy - PRESTO!
- Turbulentní rovnice - 2nd order UPWIND

Výsledek takto nastaveného stacionárního výpočtu sloužil jako výchozí hodnoty výpočtu nestacionárního. Ve většině výpočtů byl volen časový krok o velikosti 0,0005s. Při použití některých sítí docházelo k určité nestabilitě výpočtu, v těchto případech byl volen časový krok o velikosti 0,0001667s. S touto nižší hodnotou časového kroku byl nestacionární výpočet z numerického hlediska stabilní vždy.

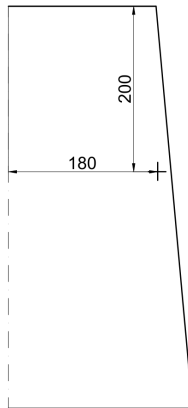
11.2 Sledované veličiny

V průběhu výpočtů bylo nutné zaznamenávat určité veličiny pro následné vyhodnocení, obecně se jednalo o rychlost, statický a dynamický tlak na vstupu a výstupu ze sací trouby. V každém kroku byl proveden záznam veličin na těchto řezech pomocí tzv. mass-weighted average, zohledňující hmotnostní průtok v jednotlivých místech řezu dle vzorce (11.1).

$$\frac{\int_S \theta \rho |\vec{v}_i \cdot d\vec{A}_i|}{\int_S \rho |\vec{v}_i \cdot d\vec{A}_i|} = \frac{\sum_{i=1}^n \theta \rho |\vec{v}_i \cdot d\vec{A}_i|}{\sum_{i=1}^n \rho |\vec{v}_i \cdot d\vec{A}_i|} \quad (11.1)$$

Dále byla pro potřeby spektrální analýzy proudění v mimooptimálním provozním bodě pomocí FFT v sací troubě Francisovy turbíny zaznamenávána hodnota statického tlaku v

blízkosti stěny vstupního difuzoru sací trouby. Pro všechny výpočty byla volena shodná poloha tohoto bodu, který se nacházel 200mm pod vstupním průřezem sací trouby a 180mm od osy difuzoru (viz obr. 30). Pro potřeby FFT bylo nutné zajistit poměrně velký počet zaznamenaných vzorků (cca 8000), což vedlo ke značné náročnosti nestacionárních úloh.



Obr. 30 Umístění sledovaného bodu ve vstupním difuzoru sací trouby

Při jednotlivých výpočtech byla zjišťována hodnota veličiny $wall\ y^+$ charakterizující hustotu sítě v oblasti mezní vrstvy, ta by měla v ideálním případě dosahovat při použití nerovnovážných stěnových podmínek hodnoty 20 až 120, praktickými úlohami bylo zjištěno, že pro výpočty jsou použitelné sítě až do hodnoty $wall\ y^+$ 300.

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} \quad (11.2)$$

Kde:

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_{wall}}{\rho}} \quad (11.3)$$

11.3 Vyhodnocované parametry sací trouby

V rámci většiny výpočtů byla zjišťována tlaková ztráta (11.4) a účinnost sací trouby (11.5) a to hlavně z důvodů lepší možnosti jejich srovnání.

$$\Delta p_{tot} = p_{t_{in}} - p_{t_{out}} \quad (11.4)$$

$$\eta = \frac{p_{s_{out}} - p_{s_{in}}}{p_{d_{in}} - p_{d_{out}}} \quad (11.5)$$

Kde index in představuje vstup do sací trouby a index out výstup ze sací trouby.

V případě jednofázových výpočtů byl vírový cop vyhodnocován na základě hodnoty relativního statického tlaku, odpovídající tlaku syté páry vody. Pro tyto hodnoty byla využita defaultní hodnota programu Fluent, která činila -97 785,02Pa.

11.4 Použité značení

Pro potřeby vzájemného srovnání bylo zavedeno jednoznačné značení jednotlivých výpočtů, které obsahuje některé důležité informace charakterizující použitou síť i nastavení programu Fluent. Značení je provedeno v následujícím tvaru.

DIM-DT-PPK-PP-OP -T-c-g

Kde:

- Dim - charakter použité sítě (2D/3D)
- DT - sací trouba
 - S - přímá
 - E - kolenová
- PPK - počet prvků použité sítě v tisících
- PP - použité prvky (může se jednat i o kombinace):
 - Q - čtyřúhelníkové (2D)
 - H - hexahedrální prvky
 - Te - tetrahedrální prvky
 - W - wedge prvky

- OP - použitá okrajová podmínka
 - ok - okamžitá vstupní okrajová podmínka bez úprav
 - avg - obvodově středovaná a vyhlazená vstupní okrajová podmínka
 - 5ot - získaná z pěti otáček oběžného kola

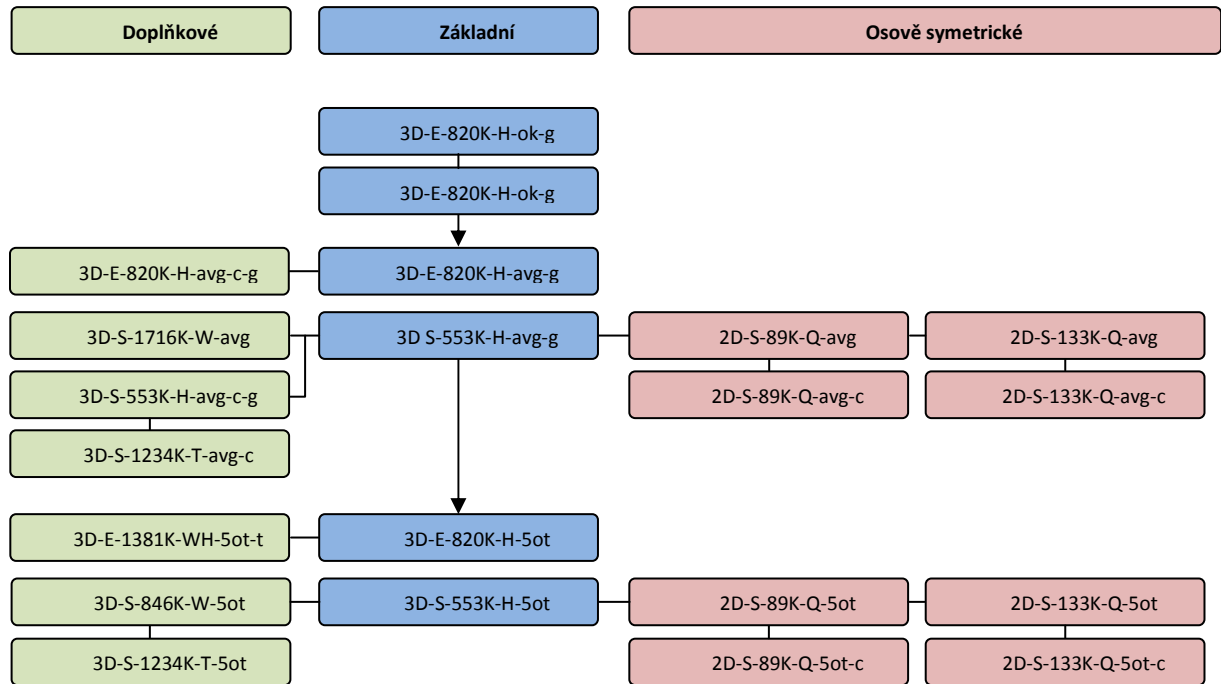
Šedě značené pozice jsou použity, jen pokud se daný výpočet odklání od běžného nastavení.

- Zvolený časový krok - Pokud byl v daném výpočtu použit časový krok 0,0005s, není tato pozice označena. V opačném případě byl použit vždy časový krok 0,0001667s, což bude značeno písmenem T.
- C - Zahrnutí vlivu kavitace. V případě vícefázových výpočtů je na této pozici písmeno c.
- g - Zahrnutí vlivu tíhového zrychlení. Značeno, jen pokud byl tento vliv uvažován.

Tedy značka 3D-E-1234K-HW-5ot-c by představovala prostorový výpočet využívající síť kolenové sací trouby tvořenou 1,2 miliony hexahedrálních a wedge prvků. Okrajová podmínka na vstupu je získána časovým středováním z pěti otáček oběžného kola a daný výpočet by byl proveden jako dvoufázový, tedy se zahrnutím vlivu kavitace.

Pro lepší orientaci a představu o návaznosti jednotlivých výpočtů bylo vytvořeno následující schéma, které rozděluje výpočty do třech kategorií:

- **Základní** - Provedeny vždy na stejných sítích, včetně spektrální analýzy tlakových pulzací.
- **Doplňkové** - Ověřují vliv hustoty sítě, dekompozice geometrie atp. Do této kategorie jsou řazeny i dvoufázové prostorové výpočty.
- **Osově symetrické** - Osově symetrické, plošné výpočty.



Graf 7 Návaznost jednotlivých výpočtů a jejich dělení

12 Výpočty s okamžitou vstupní okrajovou podmínkou

Při této sérii výpočtů byla použita neupravená vstupní okrajová podmínka, profily turbulentních veličin i složek rychlosti byly zadány v kartézském souřadném systému tak, jak byly dodány firmou Voith. Vzhledem k tomuto faktu se tyto výpočty přibližují nejméně situaci s rotujícím oběžným kolem turbíny. Tyto výpočty byly provedeny pouze jako prostorové a jednofázové.

12.1 Jednofázový výpočet kolenové sací trouby (3D-E-820K-H-ok-g)

Nastavení výpočtu a jeho průběh odpovídá nastavení popsanému v kapitole 11.1. Při tomto výpočtu byla použita síť tvořená 820 440 hexahedrálními prvky, přičemž dekompozice geometrie odpovídá kapitole 10.1. Díky této dekompozici mohla být síť náležitě zhuštěna v oblasti mezní vrstvy. Kvalita sítě, konkrétně hodnoty charakteristik Equisize Skew a Aspect Ratio nejhorších prvků, je vyhodnocena v tabulce 3. Hodnota y^+ charakterizující kvalitu hustoty sítě v oblasti mezní vrstvy byla stanovena v programu Fluent.

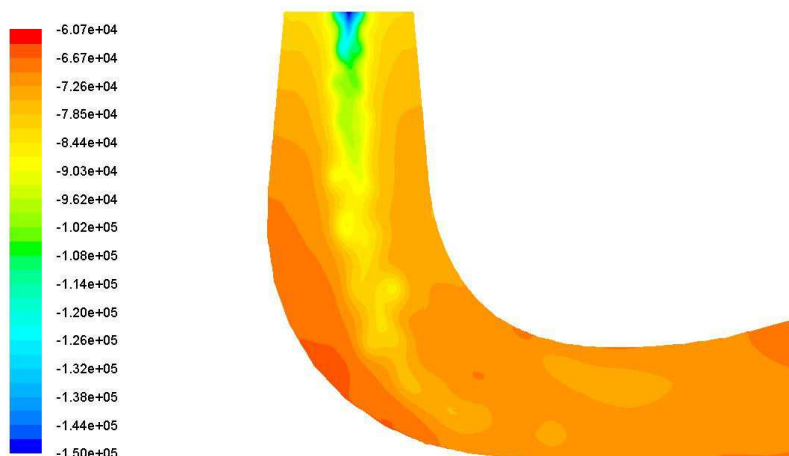
EquiSize Skew	0,754536
Aspect Ratio	69,0229
wall y^+	219,2773

Tab. 3 Parametry kvality použité sítě (3D-E-820K-H-ok-g)

Hodnota y^+ je poněkud větší, přesto se dá říct, že je síť stále dobře použitelná.

12.1.1 Tlakové pole v kolenové sací troubě

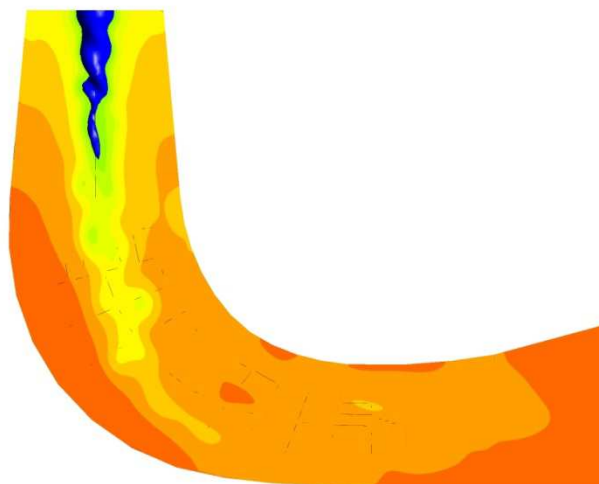
Vzhledem k jednofázovému charakteru tohoto výpočtu je možné predikovat výskyt kavitace jen nepřímo a to za pomoci tlakového pole, přičemž předpokládaný výskyt kavitace se nachází v oblasti tlakového pole, ve které je hodnota statického tlaku stejná nebo nižší než je tlak syté páry vody. Stejný postup zjištění výskytu kavitace byl použit i Dörflerem [21], Jošt [19] a Flemmingem [20]. Tlakové pole v kolenové sací troubě je zobrazeno na obr. 31.



Obr. 31 Rozložení statického tlaku v řezu kolenové sací trouby (3D-E-820K-H-ok-g)

Z obr. 31. je dobře patrný výrazný pokles tlaku v blízkosti osy sací trouby, na první pohled je ovšem patrné, že tlakové pole zde nemá charakter osově symetrické bubliny, která byla výsledkem jednofázových výpočtů citovaných článků (viz kapitola 7.2). Pomocí vizualizace

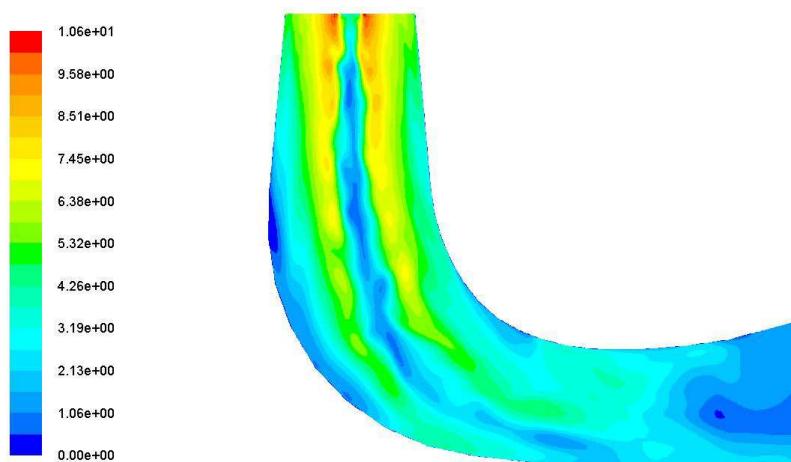
takto omezené oblasti provedené pomocí programu CFD-Post lze říci, že vírový cop má dvě jádra, která jsou kolem sebe těsně obtočena (viz obr. 32). Tento tvar neodpovídá realitě ani výsledkům, kterých bylo dosaženo v citovaných člancích. Přibližný objem takto získaného vírového copu byl stanoven na $0,0010459\text{m}^3$.



Obr. 32 Vizualizace vírového copu v kolenové sací troubě (3D-E-820K-H-ok-g)

12.1.2 Rychlostní pole v kolenové sací troubě

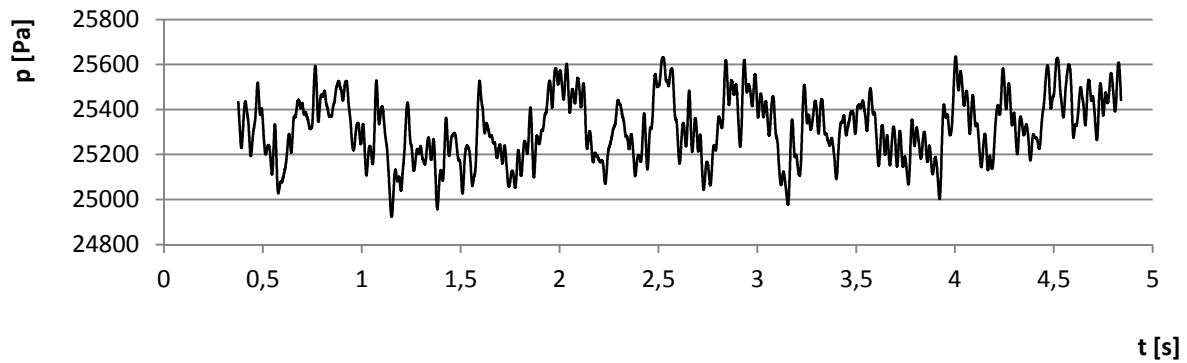
Kontury rychlostního pole zobrazené na podélném řezu kolenové sací trouby jsou zobrazeny na následujícím obrázku. Dobře patrný je pokles rychlosti v blízkosti osy sací trouby, také je patrný určitý pokles rychlosti v oblasti druhé poloviny malého poloměru kolena sací trouby.



Obr. 33 Rozložení velikosti rychlosti ($\text{v m}\cdot\text{s}^{-1}$) v řezu kolenové sací trouby (3D-E-820K-H-ok-g)

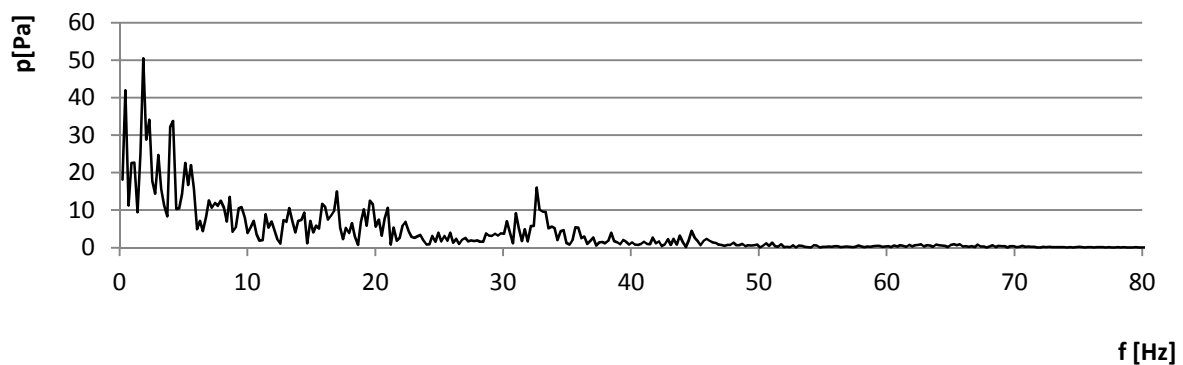
12.1.3 Vyhodnocení sledovaných veličin

Popis jednotlivých sledovaných veličin je uveden v kapitole 11.2. Hodnota statického tlaku byla snímána ve výše popsaném bodu vstupního difuzoru kolenové sací trouby, přičemž bylo zaznamenáno 8930 vzorků této veličiny. Průběh záznamu hodnoty absolutního statického tlaku je uveden na následujícím grafu, střední hodnota absolutního statického tlaku ve sledovaném bodu pak byla z tohoto záznamu stanovena na $25\,317,85\text{Pa}$.



Graf 8 Průběh statického tlaku ve sledovaném bodu vstupního difuzoru (3D-E-820K-H-ok-g)

Spektrální analýza tohoto záznamu byla provedena přímo v programu Fluent, následné vyhodnocení exportovaných dat proběhlo v tabulkovém editoru Excel. Samotný výstup FFT je uveden v grafu 9. V oblasti nízkých frekvencí je poměrně výrazná amplituda 50,4 Pa odpovídající frekvenci 1,865 Hz, dále se nachází výraznější tlakový peak na frekvenci 32,634 Hz, jeho hodnota je 16 Pa. Oblast kolem frekvence 20 Hz je poměrně výrazně zašuměná, nejvýraznější hodnota z této oblasti, jejíž amplituda je 14,96 Pa, se nachází na frekvenci 17,016 Hz.



Graf 9 FFT předcházejícího průběhu pulzací statického tlaku (3D-E-820K-H-ok-g)

12.1.4 Stanovení charakteristik sací trouby

Charakteristiky kolenové sací trouby byly při tomto výpočtu určeny z 2841 vzorků potřebných veličin. Výsledné hodnoty tlakové ztráty a účinnosti sací trouby jsou uvedeny v následující tabulce.

Δp_{tot}	5146,038 Pa
η	0,791

Tab. 4 Parametry sací trouby (3D-E-820K-H-ok-g)

12.2 Jednofázový výpočet přímé sací trouby (3D-S-553K-H-ok-g)

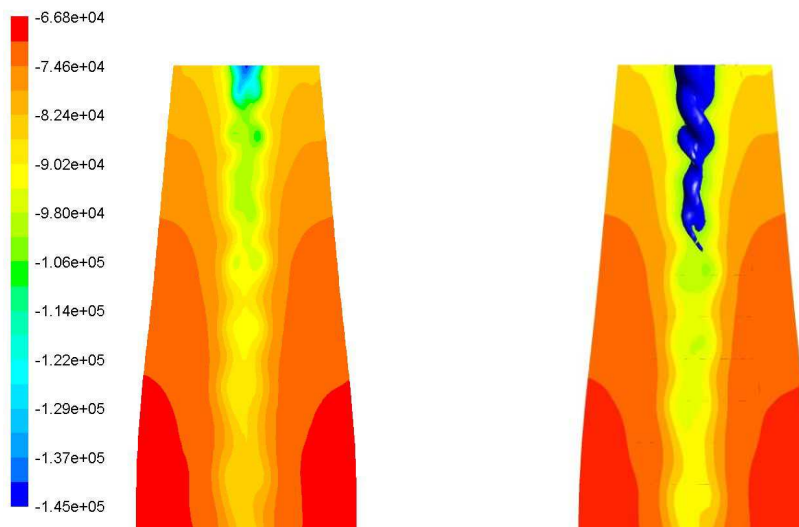
Při tomto výpočtu byla opět použita výpočetní síť tvořená pouze hexahedrálními prvky, díky jednoduššímu tvaru bylo možné snížit celkový počet prvků na 553 320. V zájmu možnosti co nejlepšího porovnání výpočtu s výsledky zjištěnými v případě kolenové sací trouby bylo zachováno totožné rozložení prvků v příčném řezu i podélná dekompozice vstupního difuzoru tak, aby si sítě co nejlépe odpovídaly. Shrnující výsledky kontroly kvality sítě jsou uvedeny v následující tabulce. Z tabulky 5 je dobře patrné, že i přes menší počet prvků sítě je hodnota veličiny y^+ příznivější.

EquiSize Skew	0,496856
Aspect Ratio	38,2084
wall y^+	191,0452

Tab. 5 Parametry kvality použité sítě (3D-S-553K-H-ok-g)

12.2.1 Tlakové pole v přímé sací troubě

Tlakové pole na začátku přímé sací trouby zobrazené v jejím podélném řezu je podobné tlakovému poli kolenové sací trouby. Kontury tlaku (viz obr. 34) mají obdobný charakter. Vírový cop vizualizovaný stejnou metodou, jako tomu bylo v případě kolenové sací trouby, má opět dvě jádra, která se vzájemně těsně obtáčejí a rotují kolem osy sací trouby.

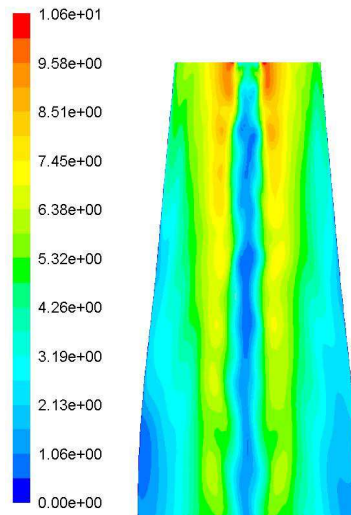


Obr. 34 Pole statického tlaku v řezu přímé sací trouby (v Pa) a vizualizace vírového copu (3D-S-553K-H-ok-g)

Přibližný objem takto získaného vírového copu byl stanoven na $0,00132143\text{m}^3$. Tento objem je podstatně větší, než tomu bylo v případě kolenové sací trouby.

12.2.2 Rychlostní pole přímé sací trouby

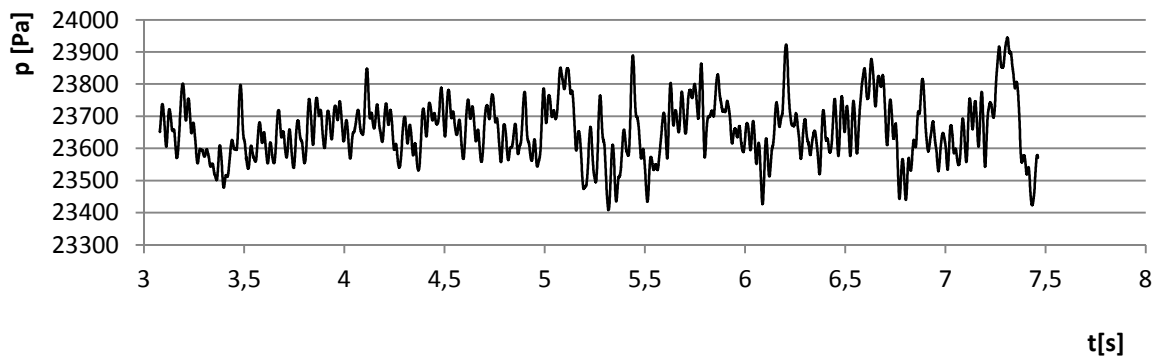
Rychlostní pole zobrazené na podélném řezu přímé sací trouby má obdobný charakter, jako v případě sací trouby kolenové. Opět je dobře patrný pokles velikosti rychlosti v oblasti osy sací trouby. Vzhledem k absenci kolene nedochází k deformaci rychlostních kontur a oblast snížené rychlosti v blízkosti osy zůstává přímá.



Obr. 35 Rozložení velikosti rychlosti ($\text{v m}\cdot\text{s}^{-1}$) v řezu přímé sací trouby (3D-S-553K-H-ok-g)

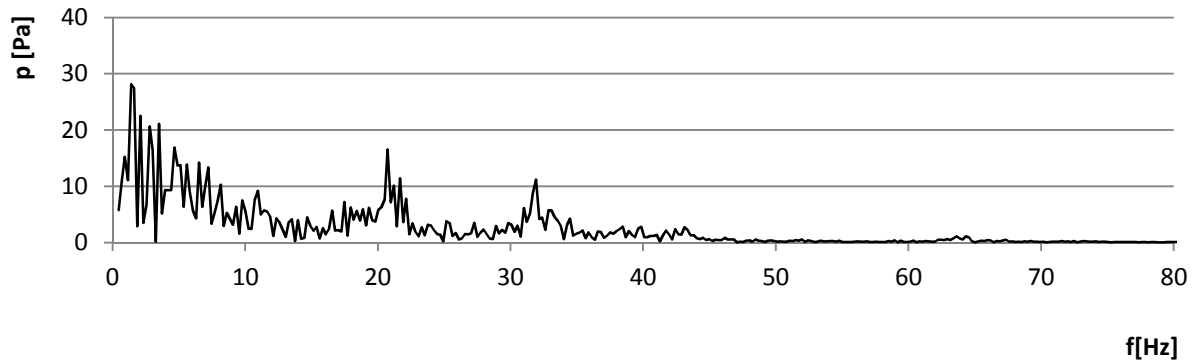
12.2.3 Vyhodnocení sledovaných veličin

Pro potřeby FFT bylo při tomto výpočtu získáno 8770 vzorků statického tlaku ve sledovaném bodu. Střední hodnota absolutního statického tlaku byla stanovena na 23657,67Pa. Průběh sledovaného statického tlaku je zobrazen na grafu 10.



Graf 10 Průběh statického tlaku ve sledovaném bodu vstupního difuzoru (3D-S-553K-H-ok-g)

Tato data sloužila opět jako podklad pro zpracování frekvenční analýzy časového průběhu pulzací statického ve vstupním difuzoru sací trouby. Postup zpracování byl obdobný jako v předchozích výpočtech. Nejvyšší amplituda o velikosti 28,2Pa odpovídá frekvenci 1,4Hz, je třeba říci, že oproti výpočtu kolenové sací trouby je tato oblast frekvenčního spektra daleko více zašuměná. Další výrazné peaky se nacházejí zhruba ve stejných oblastech, jako v případě kolenové sací trouby. Tlaková amplituda odpovídající frekvenci 20,75Hz činí 16,6Pa, v případě frekvence 31,93Hz je hodnota zjištěné tlakové amplitudy 12,2Pa.



Graf 11 FFT předcházejícího průběhu pulzací statického tlaku (3D-S-553K-H-ok-g)

12.2.4 Stanovení charakteristik přímé sací trouby

Ze zjištěných hodnot tlaků na vstupu a výstupu byly stanoveny parametry přímé sací trouby uvedené v následující tabulce. Parametry byly určeny z 1175 vzorků sledovaných veličin.

Δp_{tot}	3356,971Pa
η	0,872

Tab. 6 Parametry sací trouby (3D-S-553K-H-ok-g)

12.3 Shrnutí výpočtů s okamžitou vstupní okrajovou podmínkou

V rámci obou provedených výpočtů byl indikován vznik vírového copu tvořeného dvěma jádry, která se vzájemně obtácejí a rotují kolem osy sací trouby. Tento tvar neodpovídá realitě ani tvarům vírového copu, který byl získán jinými autory při nasazení jednofázového přístupu k výpočtu proudění při nadoptimálním provozu Francisovy turbíny. Objem vírového copu v přímé sací troubě je podstatně větší, než je tomu v případě vírového copu vyskytujícího se v sací troubě kolenové, to může být zapříčiněno faktem, že proudění v přímé sací troubě není narušeno kolenem. Hodnota tlakové ztráty přímé sací trouby je výrazně nižší, než je tomu v případě sací trouby kolenové. Účinnosti odpovídají obvyklým hodnotám udávaným pro účinnosti kolenových, respektive přímých sacích trub. Frekvence nejvýraznějších pulzací statického tlaku si vzájemně zhruba odpovídají, přičemž velikost amplitudy tlakových pulzací byla dle očekávání větší v případě kolenové sací trouby.

13 Výpočty s vyhlazenou vstupní okrajovou podmínkou

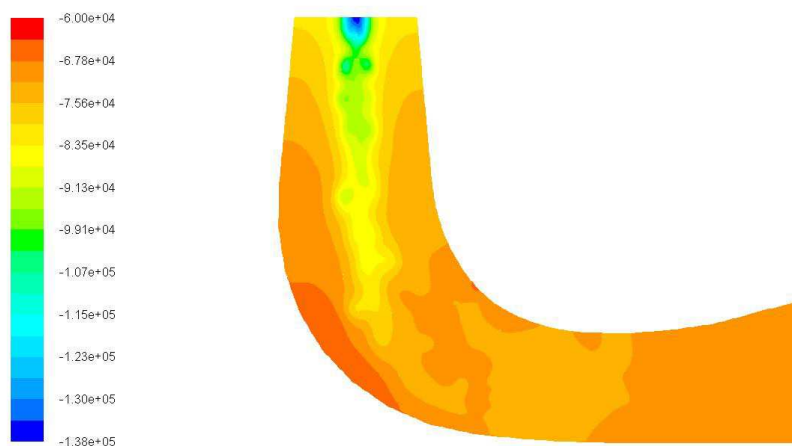
Při těchto výpočtech byly použity vstupní okrajové podmínky upravené obvodovým středováním a následným vyhlazením profilů jednotlivých veličin. Podrobný popis tvorby těchto okrajových podmínek je popsán v kapitole 10.5, kde jsou také uvedeny grafy profilů jednotlivých složek rychlostí ve válcových souřadnicích společně s grafy profilů turbulentních veličin. Na výstup ze sací trouby byl opět předepisován tlak $-67044,8\text{Pa}$. V tomto případě byly provedeny také 2D výpočty a to jak jednofázové tak dvofázové. Prostorové výpočty byly provedeny jako jednofázové, při zahrnutí vlivu kavitace se vyskytovaly problémy, které budou popsány v jedné z následujících podkapitol.

13.1 Jednofázový výpočet kolenové sací trouby (3D-E-820K-H-avg-g)

Při tomto výpočtu byla použita stejná výpočetní síť jako v kapitole 12.1, parametry kvality sítě jsou tedy shodné, změnu prodělala pouze hodnota y^+ , která v tomto případě činila 232,28.

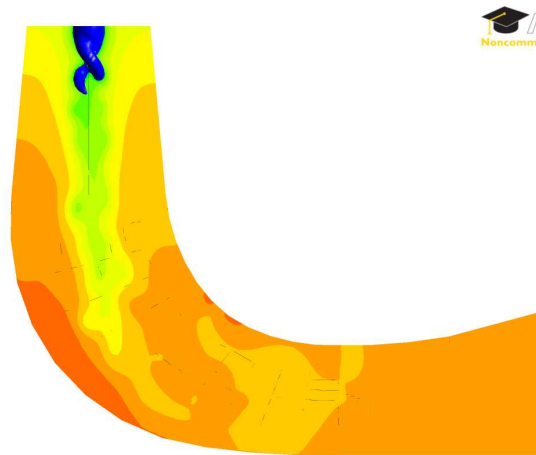
13.1.1 Tlakové pole v kolenové sací troubě

Tlakové pole v kolenové sací troubě má obdobný charakter, jako tlakové pole získané při použití neupravené okrajové podmínky (viz kapitola 12.1.1), opět je dobře patrný výrazný pokles tlaku v blízkosti osy vstupní části sací trouby. Je dobře patrné, že v oblasti kolena se kontury začínají deformovat vlivem zakřivení stěny sací trouby. Kontury statického tlaku v řezu sací troubou jsou zobrazeny na obr. 36.



Obr. 36 Rozložení statického tlaku v řezu kolenové sací trouby (3D-E-820K-H-avg-g)

Vizualizace vírového copu pomocí plochy konstantního tlaku odpovídajícímu tlaku syté páry vody byla opět provedena pomocí programu CFD-Post. Tvar vírového copu opět neodpovídá tvaru skutečného osově symetrického copu ani tvaru copu získaného při jednofázových výpočtech jiných autorů. Vírový cop má opět dvě jádra, která se vzájemně obtáčejí a rotují kolem osy vstupní části kolenové sací trouby, jak je patrné z obr. 37.

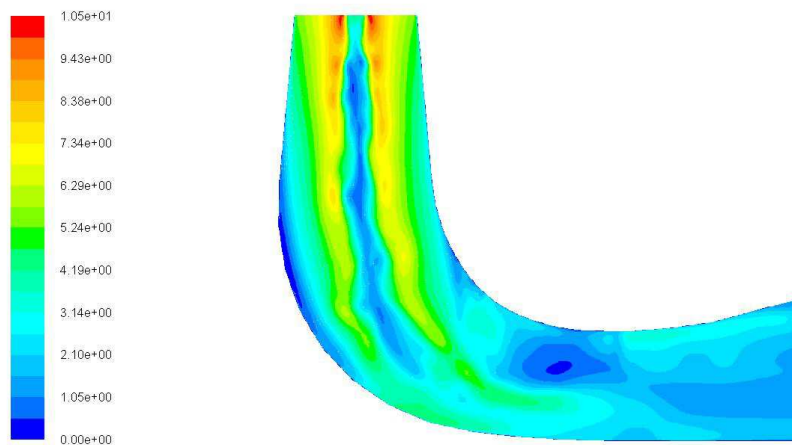


Obr. 37 Vizualizace vírového copu v kolenové sací troubě (3D-E-820K-H-avg-g)

Zjištěný objem vírového copu byl v tomto případě $0,00072508\text{m}^3$, objem vírového copu je tedy o 44,2% menší, než tomu bylo v případě výpočtu s neupravenou okrajovou podmínkou.

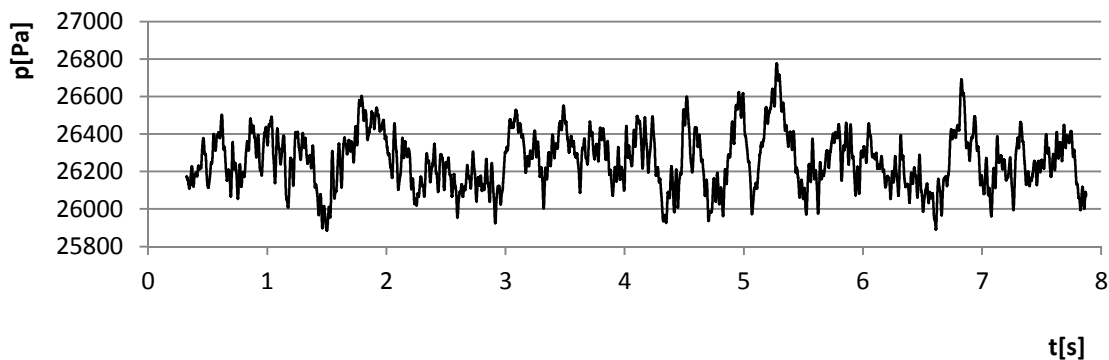
13.1.2 Rychlostní pole

Rychlostní pole má stejný charakter jako v případě výpočtu s neupravenou okamžitou vstupní okrajovou podmínkou.

Obr. 38 Rozložení velikosti rychlosti ($\text{v m}\cdot\text{s}^{-1}$) v řezu kolenové sací trouby (3D-E-820K-H-avg-g)

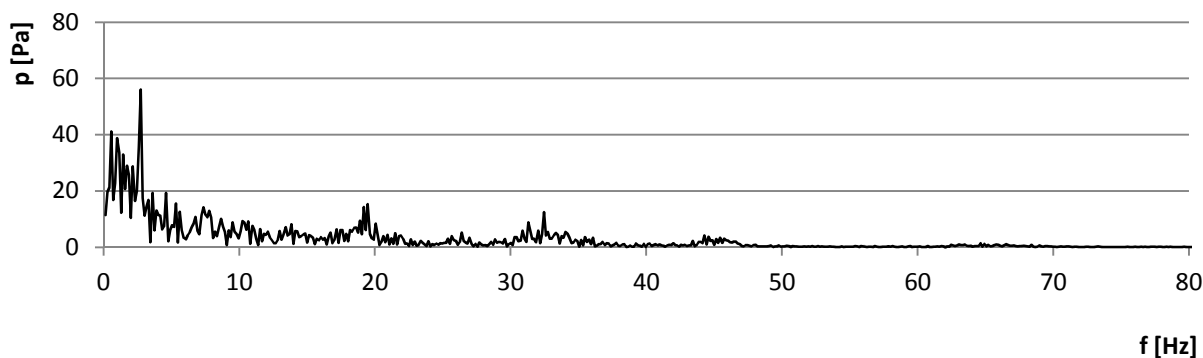
13.1.3 Vyhodnocení sledovaných veličin

V tomto případě byl záznam průběhu statického tlaku prováděn výrazně déle než v ostatních výpočtech. To bylo vedeno snahou zjistit, zda při delším výpočtu nedojde k ustálení sledovaných tlakových pulzací. Celkem bylo získáno 15085 vzorků statického tlaku, jehož průběh je zobrazen na grafu 12. Střední hodnota statického tlaku tohoto průběhu byla $26260,43\text{Pa}$.



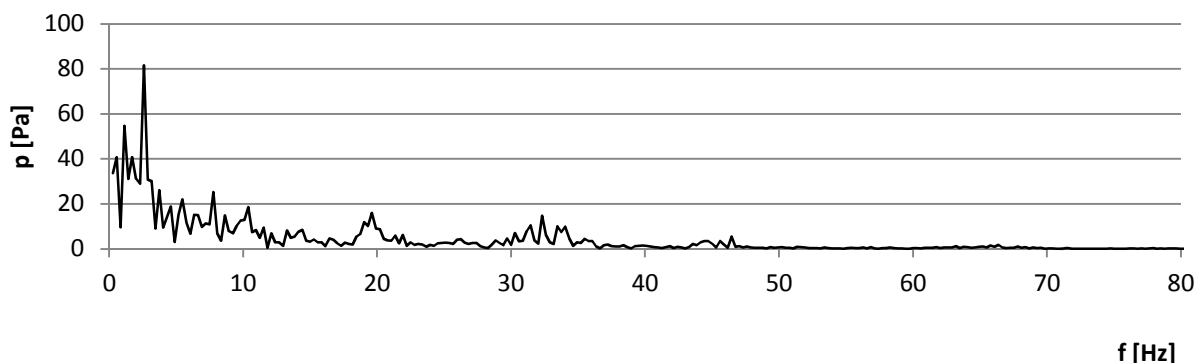
Graf 12 Průběh statického tlaku ve sledovaném bodu vstupního difuzoru (3D-S-553K-H-ok-g)

Tyto hodnoty opět posloužily jako podklad pro spektrální analýzu provedenou pomocí FFT. Nejvýraznější zjištěná amplituda tlaku 56,01 Pa odpovídá frekvenci 2,74 Hz. Další výrazné peaky hodnoty statického tlaku se nacházejí na frekvenci 19,48 Hz (15,28 Pa) a 32,47 Hz (12,34 Pa). Graf 13 zobrazuje výsledek této spektrální analýzy.



Graf 13 FFT předcházejícího průběhu pulzací statického tlaku provedená z celého záznamu (3D-E-820K-H-avg-g)

Pro úplnost byla provedena dále spektrální analýza tlakových pulzací pouze ze 7220 hodnot tlakového záznamu. Zjištěné amplitudy tlakových pulzací jsou v tomto případě větší, nicméně jejich frekvence dobře odpovídají spektrální analýze provedené z celého zaznamenaného průběhu statického tlaku. Výsledek této FFT je zobrazen v grafu 14.



Graf 14 FFT předcházejícího průběhu pulzací statického tlaku provedená z posledních 7220 vzorků (3D-E-820K-H-avg-g)

13.1.4 Stanovení charakteristik přímé sací trouby

Vyhodnocení parametrů sací trouby při tomto výpočtu proběhlo z 9335 zaznamenaných vzorků jednotlivých veličin. Výsledné hodnoty jsou uvedeny v následující tabulce.

Δp_{tot}	5895,75
η	0,755

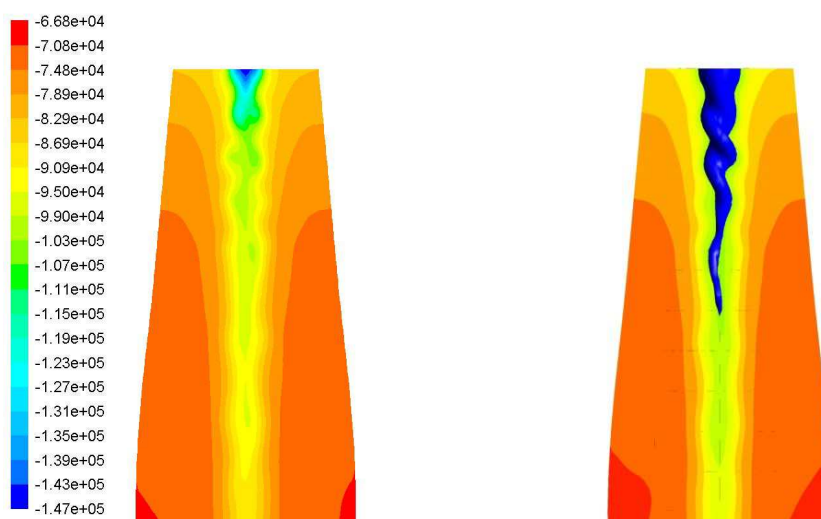
Tab. 7 Parametry sací trouby (3D-E-820K-H-avg-g)

13.2 Přímá sací trouba (3D-S-553K-H-avg-g)

Geometrie přímé sací trouby i použitá síť byla v tomto případě stejná, jako v případě kapitoly 12.2. Jednotlivé charakteristiky samotné sítě zůstávají nezměněny, mění se pouze hodnota $wall\ y^+$ a to z důvodu použitých upravených okrajových podmínek na vstupu do sací trouby. Maximální zjištěná hodnota této veličiny na plášti přímé sací trouby byla při tomto výpočtu 148,67. Tato hodnota je výrazně nižší, než tomu bylo v případě použití neupravené okamžité okrajové podmínky.

13.2.1 Tlakové pole v přímé sací troubě

Tlakové pole zobrazené na řezu přímou sací troubou má obdobný tvar, jako v případě použití neupravených vstupních okrajových podmínek. Opět je dobře patrný výrazný pokles tlaku na vstupu do sací trouby, způsobený rozložením jednotlivých složek rychlosti. Oblast nízkého tlaku se opět šíří v ose sací trouby. Přestože bylo provedeno obvodové středování, neodpovídá tvar isobar předpokládanému tvaru vírového copu (viz obr. 9), který by měl být získán při použití jednofázového přístupu k výpočtu proudění v sací troubě. Rozložení tlaku v řezu je zobrazeno na obr. 39.

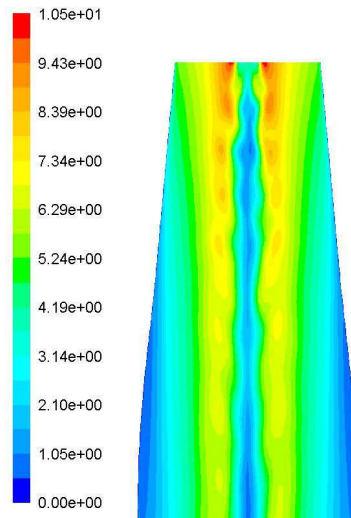


Obr. 39 Pole statického tlaku v řezu přímé sací trouby (v Pa) a vizualizace vírového copu (3D-S-553K-H-avg-g)

Vizualizace tvaru vírového copu pomocí tlaku syté páry vody je uvedena na obr. 39. Provedená vizualizace potvrzuje, že i přes upravenou okrajovou podmínku na vstupu do sací trouby zůstává tvar vírového copu nezměněný, stejně jako tomu bylo v případě výpočtu proudění s upravenou okamžitou okrajovou podmínkou v kolenové sací troubě. Vírový cop má opět dvě jádra, která se vzájemně obtáčejí a společně rotují kolem osy sací trouby. Objem vírového copu byl v tomto případě stanoven na $0,001451\text{m}^3$. Oproti výpočtu s neupravenou okrajovou podmínkou je tedy větší o 9,8%.

13.2.2 Rychlostní pole v přímé sací troubě

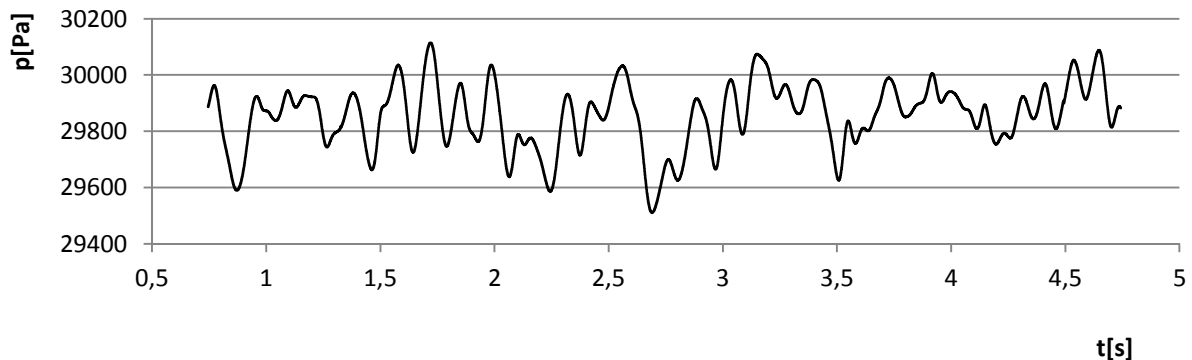
Rychlostní pole je obdobné, jako tomu bylo v případě výpočtu této sací trouby s neupravenou okrajovou podmínkou. Opět je dobře patrný pokles rychlosti v oblasti kolem osy sací trouby. Samotné rychlostní pole je zobrazeno na obr. 40.



Obr. 40 Rozložení velikosti rychlosti ($\text{v m}\cdot\text{s}^{-1}$) v řezu přímé sací trouby (3D-S-553K-H-avg-g)

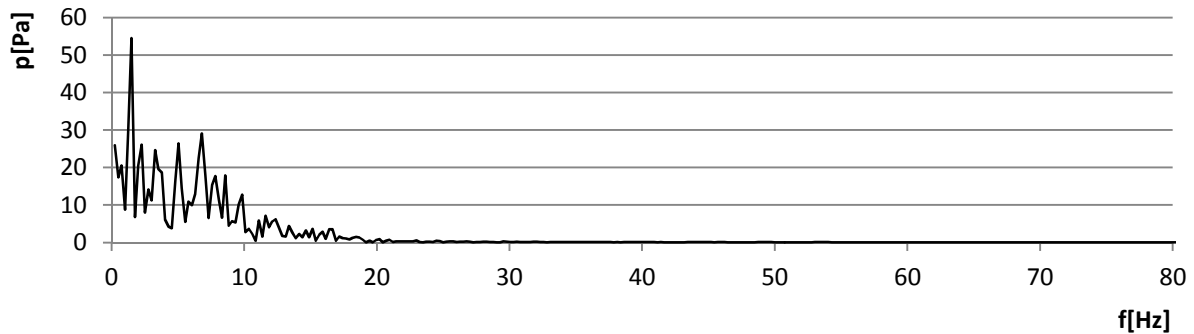
13.2.3 Vyhodnocení sledovaných veličin

Spektrální analýza průběhu velikosti statického tlaku ve zkoumaném bodu byla v tomto případě získána ze 7998 vzorků této veličiny. Střední hodnota statického tlaku byla stanovena na 29855,54Pa. Tato hodnota je výrazně vyšší, než tomu bylo v případě výpočtu s neupravenou vstupní okrajovou podmínkou, oproti které se liší o 6198,87Pa. Průběh statického tlaku je zobrazen na následujícím grafu.



Graf 15 Průběh statického tlaku ve sledovaném bodu vstupního difuzoru (3D-S-553K-H-avg-g)

Spektrální analýza tohoto záznamu zobrazená na grafu 16, obsahuje jediný výrazný peak, jehož amplituda 54,47Pa odpovídá frekvenci 1,52Hz. Na rozdíl od výpočtu s neupravenou okrajovou podmínkou nebyly zaznamenány žádné výraznější amplitudy v oblasti kolem frekvencí 20 a 30Hz.



Graf 16 FFT předcházejícího průběhu pulzací statického tlaku (3D-S-553K-H-avg-g)

13.2.4 Stanovení parametrů přímé sací trouby

Charakteristiky přímé sací trouby byly při tomto výpočtu určeny z 500 vzorků potřebných veličin. Výsledné hodnoty tlakové ztráty a účinnosti sací trouby jsou uvedeny v následující tabulce.

Δp_{tot}	3419,021Pa
η	0,867

Tab. 8 Parametry sací trouby (3D-S-553K-H-avg-g)

13.3 Shrnutí výsledků výpočtů s vyhlazenou okrajovou podmínkou

Stejně jako v případě výpočtů provedených s neupravenou okrajovou podmínkou vznikal jak v kolenové, tak přímé sací troubě vírový cop, který byl tvořen dvěma jádry. Tato vírová jádra se vzájemně obtáčela a společně rotovala kolem osy sací trouby.

Spektrální analýza záznamu tlakových pulzací v kolenové sací troubě vedla k podobným výsledkům, jako výpočty s neupravenou vstupní okrajovou podmínkou. Opět je možné dohledat poměrně výrazné peaky amplitudy tlakových pulzací v oblasti kolem 20Hz a také v blízkosti frekvence 30Hz. V rámci výpočtu kolenové sací trouby byl ověřen vliv délky výpočtu na získanou spektrální analýzu tlakových pulzací. Na základě tohoto výpočtu je možné říci, že prodloužením délky výpočtu nedochází k výraznější změně frekvence peaků tlakových pulzací.

Spektrální analýza provedená na záznamu tlakových pulzací v přímé sací troubě se od předchozích výsledků výrazně liší. V oblasti nad 20Hz se nenacházejí žádné výrazné hodnoty tlakových pulzací.

Velikost vírového copu byla zjišťována pomocí programu CFD-Post. Stejně jako v předchozích výpočtech je větší objem vírového copu v přímé sací troubě.

Vzájemné srovnání parametrů kolenové a přímé sací trouby je obdobné jako v případě neupravené vstupní okrajové podmínky. Tlaková ztráta kolenové sací trouby je výrazně vyšší, než je tomu v případě sací trouby přímé.

14 Osově symetrické výpočty s vyhlazenou okrajovou podmínkou

S použitím této okrajové podmínky bylo možné provést také zjednodušené osově symetrické výpočty a to jak jednofázové, tak dvoufázové. Průběh dvoufázových výpočtů probíhal korektně, na rozdíl od dvoufázových výpočtů provedených s prostorovou geometrií. Výpočty byly provedeny na dvou sítích, které se vzájemně lišily svou hustotou.

14.1 Jednofázový výpočet přímé sací trouby (2D-S-89K-Q-avg)

V průběhu tohoto výpočtu byla použita síť tvořená výhradně čtyřúhelníkovými prvky, přičemž zvýšené hustoty sítě v oblasti mezní vrstvy a oblasti předpokládaného výskytu vírového copu bylo dosaženo pomocí exponenciálního rozložení prvků na hranách. Celkově je tato výpočetní síť tvořena 88 950 prvky. Parametry kvality sítě a hodnota veličiny y^+ potvrzující dostatečnou hustotu sítě v oblasti mezní vrstvy jsou uvedeny v následující tabulce.

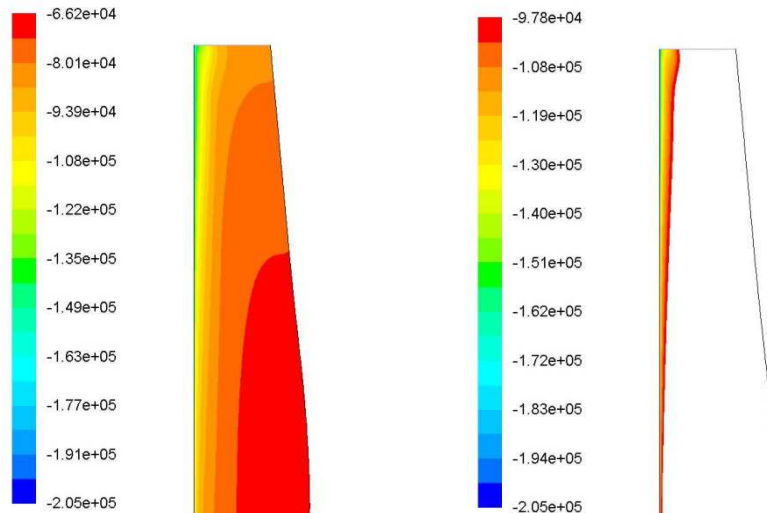
EquiSize Skew	0,0837738
Aspect Ratio	5,70227
y^+	77,64

Tab. 9 Parametry kvality použité sítě (2D-S-89K-Q-avg)

Tlakové pole získané při tomto osově symetrickém výpočtu má poněkud odlišný charakter. Vzhledem k předpokladu osově symetrického rozložení v objemu sací trouby nemůže vzniknout vírový cop stejného tvaru, jako tomu bylo v případě jednofázových výpočtů provedených s plnou geometrií kolenové, případně přímé sací trouby. Vírový cop nemá dvě vzájemně se obtáčející vírová jádra. Jeho tvar je kónický tedy více podobný výsledkům, kterých při osově symetrických výpočtech dosáhl Dörfler et al. ([21], 2010).

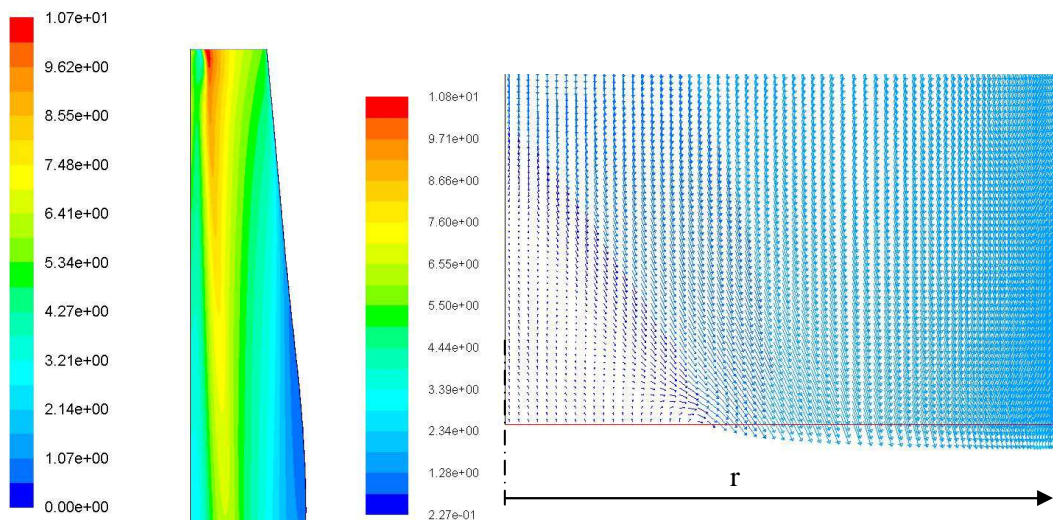
Oproti těmto citovaným výsledkům je ovšem plocha copu vyznačená jako plocha tlaku s hodnotou stejnou nebo nižší, než je tlak syté páry vody. To je dáno nízkou hodnotou statického tlaku v blízkosti osy sací trouby, která se výrazně liší oproti nejnižší hodnotě statického tlaku získané při jednofázových výpočtech s plnou geometrií.

Tvar tlakového pole a vírového copu získané při tomto výpočtu jsou zobrazeny na obr. 41. Objem vírového copu byl v tomto případě stanoven pomocí CAD programu Inventor, jeho hodnota činila $0,00215274\text{m}^3$. Tento postup stanovení objemu vírového copu byl použit i ve všech ostatních jednofázových, osově symetrických výpočtech.



Obr. 41 Rozložení statického tlaku v řezu sací trouby (v Pa) společně s vizualizací vírového copu pomocí hodnoty tlaku syté páry vody (2D-S-89K-Q-avg)

Rychlostní pole svým tvarem odpovídá tvaru pole tlakového, oproti výpočtům s plnou geometrií došlo ovšem ke vzniku zpětného proudění na výstupu z výpočetní domény, tento fakt je zřejmě způsoben výrazně nižší hodnotou statického tlaku v oblasti osy sací trouby. Rychlostní pole a oblast zpětného proudění jsou zobrazeny na obr. 83.



Obr. 42 Rozložení velikosti rychlosti (v $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) v přímé sací troubě společně s vizualizací zpětného proudění na výstupu z výpočetní domény provedenou pomocí vektorů rychlosti rozlišených dle velikosti rychlosti v daném bodu (v $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$). (2D-S-89K-Q-avg)

Hodnota absolutního statického tlaku ve sledovaném bodu vstupního difuzoru sací trouby se v tomto případě ustálila na 24 217,46Pa. Z tohoto důvodu se informace o dynamickém chování proudění způsobená pohybem vírového copu vytratila v důsledku osově symetrické podstaty výpočtu. Stále je však možné predikovat vznik nestabilního proudění v ose sací trouby na základě výskytu kavitace. Dále je tedy možné říci, že v průběhu výpočtu nedocházelo ke změnám objemu vírového copu, ty by způsobovaly změny rozložení tlakového pole, které by se ve sledovaném bodu vstupního difuzoru sací trouby projeví pulzacemi statického tlaku. Parametry sací trouby zjištěné při tomto výpočtu jsou zobrazeny v následující tabulce.

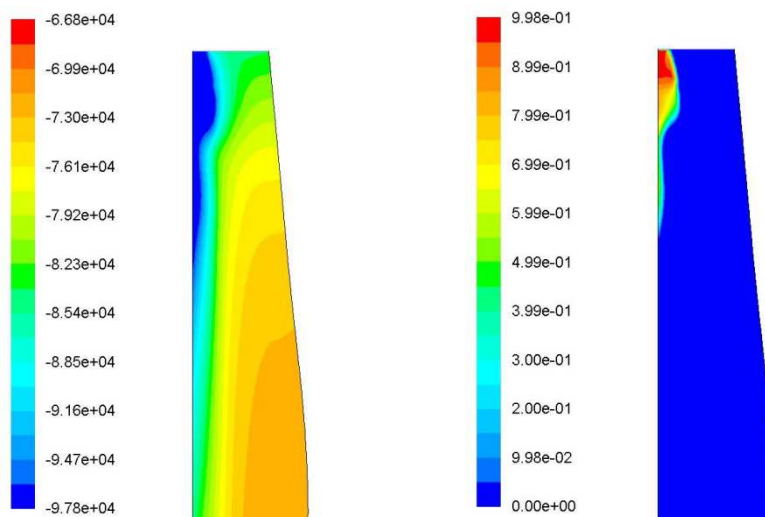
Δp_{tot}	3 771,26Pa
η	0,844

Tab. 10 Parametry sací trouby (2D-S-89K-Q-avg)

14.2 Dvofázový výpočet přímé sací trouby (2D-S-89K-Q-avg-c)

Při tomto výpočtu byla využita stejná výpočetní síť, jako v předchozím jednofázovém osově symetrickém případě, parametry její kvality tedy zůstaly nezměněny. Hodnota $wall\ y^+$ stanovená při tomto výpočtu činí 71,9. Síť je tedy z hlediska hustoty mezní vrstvy dobře použitelná.

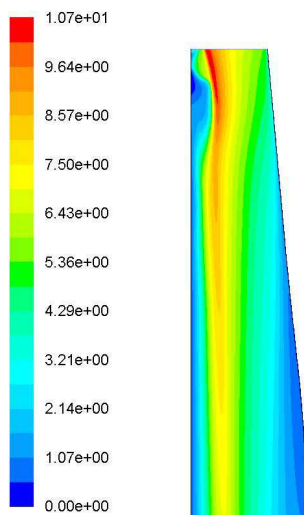
Tlakové pole získané při tomto výpočtu se od jednofázového přístupu zanedbávajícím vliv kavitace výrazně liší. Vírový cop vznikající v ose sací trouby nemá kónický tvar, jako v případě jednofázového výpočtu. Je tvořen výraznou bublinou obsahující velký podíl vodní páry, na kterou navazuje úzký, mírně vyduťovaný objem s velkým podílem vodní páry. Tlakové pole a tvar vírového copu zobrazený pomocí objemového zlomku syté vodní páry jsou zobrazeny na následujícím obrázku.



Obr. 43 Rozložení statického tlaku v řezu sací trouby (v Pa) společně s vizualizací vírového copu pomocí objemových zlomků jednotlivých fází (2D-S-89K-Q-avg-c)

Opět je patrná jistá podobnost s tvarem vírového copu získaného jinými autory, na první výrazný objem vodní páry ovšem navazuje pouze jediná protáhlá bublina. Ani v tomto případě tedy nedošlo k zachycení charakteristického tvaru vírového copu. Objem vírového copu stanovený na základě objemu vodí páry nacházející se v sací troubě je v tomto případě $0,00076071\text{m}^3$. Tato hodnota je podstatně nižší, než je tomu v případě jednofázových prostorových výpočtů popsaných v předchozích kapitolách, to je dáno jednak odlišným tvarem vírového copu, ale také odlišným přístupem ke stanovení jeho objemu a zejména zahrnutím vlivu kavitace na zkoumané proudění.

Rychlostní pole zobrazené na obr. 44 odpovídá svým tvarem získanému tlakovému poli.

Obr. 44 Rozložení velikosti rychlosti (v v $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) v řezu přímé sací trouby (2D-S-89K-Q-avg-c)

Hodnota absolutního statického tlaku ve sledovaném bodu vstupního difuzoru sací trouby se v rámci tohoto výpočtu ustálila na 23 107,86Pa. Podobně jako v případě jednofázového výpočtu nedocházelo ke vzniku tlakových pulzací. Nebylo tedy možné provést rozbor dynamického chování vírového copu, stále je však možné předpovědět vznik vírového copu v sací troubě při daných provozních podmínkách. Parametry sací trouby zjištěné při tomto výpočtu jsou uvedeny v tabulce 11.

Δp_{tot}	5 563,14Pa
η	0,7657

Tab. 11 Parametry sací trouby (2D-S-89K-Q-avg-c)

Z uvedené tabulky je dobře patrný nárůst tlakové ztráty, respektive pokles účinnosti přímé sací trouby, oproti výsledkům jednofázových výpočtů provedených pro geometrii přímé sací trouby a to jak osově symetrických, tak plně prostorových. Tento rozdíl je daný zahrnutím vlivu kavitace, kdy dochází ke změně skupenství vody a následné interakci mezi objemem vodní páry s vodou v kapalném skupenství a následnému zániku kavitacních bublin, přičemž všechny tyto jevy jsou provázány energetickými ztrátami.

14.3 Jednofázový výpočet přímé sací trouby (2D-S-133K-Q-avg)

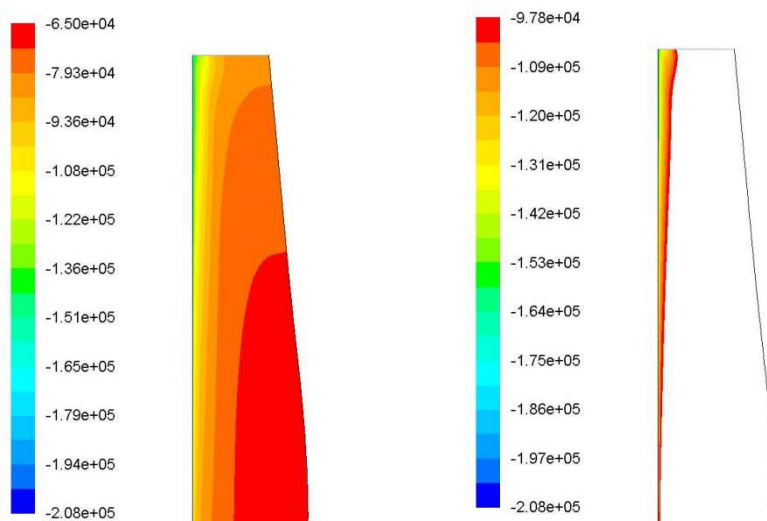
Síť použitá v tomto výpočtu je stejně jako v předchozím případě tvořena výhradně čtyřúhelníkovými prvky, jejich počet ovšem vzrostl na 132 700. To umožnilo jednak vytvořit hustší síť v mezní vrstvě, ale také zhustit poměrně výrazně síť v oblasti předpokládaného výskytu vírového copu. Hodnota veličiny $wall\ y^+$ stanovená při použití této sítě byla 67,6, z hlediska hustoty sítě v oblasti mezní vrstvy je tedy síť vyhovující. Parametry kvality sítě jsou uvedeny v následující tabulce.

EquiSize Skew	0,0837943
Aspect Ratio	6,507

Tab. 12 Parametry sací trouby (2D-S-133K-Q-avg)

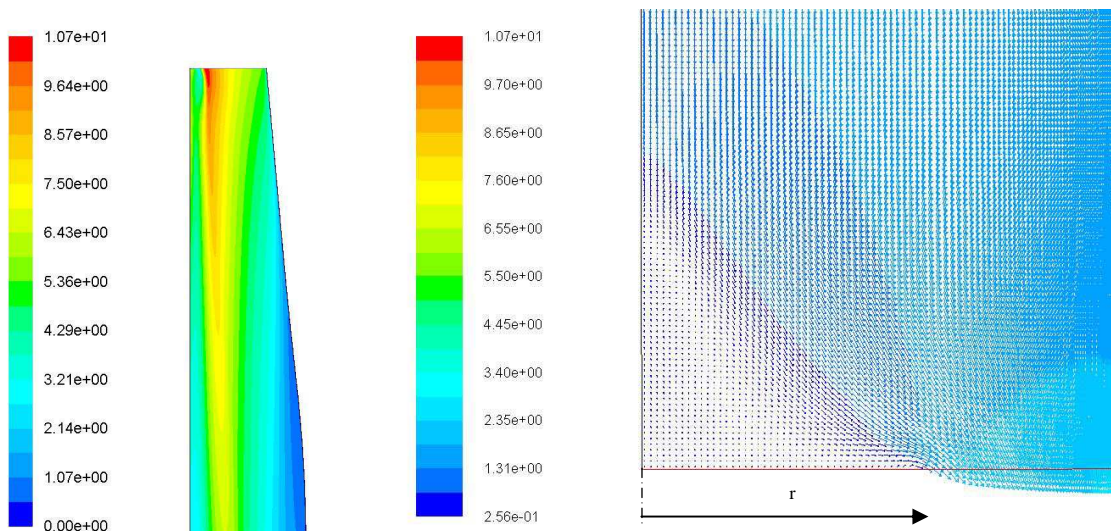
Tlakové pole a tedy i vírový cop mají obdobný charakter jako v předchozím případě osově symetrického jednofázového výpočtu. Rapidní pokles tlaku v oblasti osy vstupní části sací trouby je v tomto případě ještě markantnější, zřejmě z důvodu použití hustší výpočetní sítě.

Získané tlakové pole a tvar vírového copu jsou zobrazeny na obr. 45. Objem vírového copu byl v rámci tohoto výpočtu stanoven na $0,001891\text{m}^3$.



Obr. 45 Rozložení statického tlaku v řezu sací trouby (v Pa) společně s vizualizací vírového copu pomocí hodnoty tlaku syté páry vody (2D-S-133K-Q-avg)

Rychlostní pole je opět obdobné, jako v případě předchozího jednofázového, osově symetrického výpočtu. Na výstupu z výpočetní domény opět vzniká oblast zpětného proudění v blízkosti osy symetrie. Kontury rozložení velikosti rychlosti a oblast zpětného proudění na výstupu jsou zobrazeny na obr. 46.



Obr. 46 Rozložení velikosti rychlosti (v $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) v přímé sací trubce společně s vizualizací zpětného proudění na výstupu z výpočetní domény provedenou pomocí vektorů rychlosti rozlišených dle velikosti rychlosti v daném bodu (v $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$). (2D-S-133K-Q-avg)

V průběhu výpočtu došlo k ustálení hodnoty absolutního statického tlaku ve sledovaném bodu vstupního difuzoru na $25\,454,09\text{Pa}$. Parametry sací trouby zjištěné v průběhu tohoto výpočtu jsou uvedeny v následující tabulce.

Δp_{tot}	4 452,09Pa
η	0,840

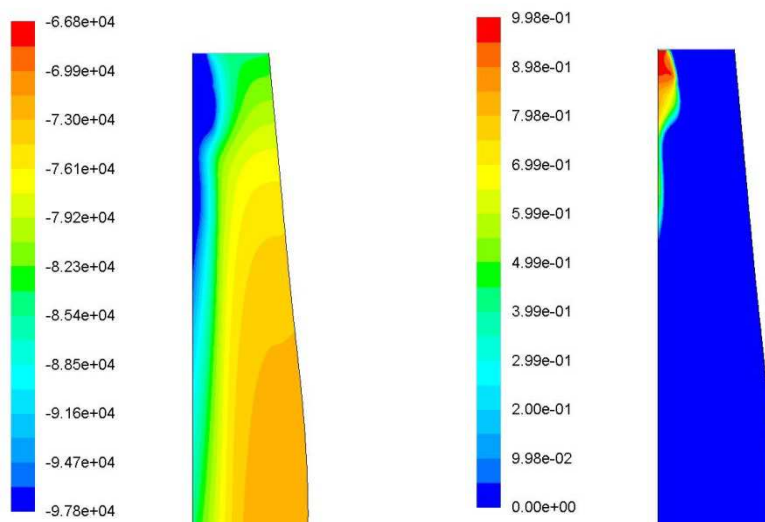
Tab. 13 Parametry sací trouby (2D-S-133K-Q-avg)

Oproti jednofázovému osově symetrickému modelu je patrný poměrně velký nárůst tlakové ztráty, to může být způsobeno jednak lepším zachycením ztrát mezní vrstvy, ale také poněkud větší oblastí zpětného proudění na výstupu z výpočetní domény.

14.4 Dvoufázový výpočet přímé sací trouby (2D-S-133K-H-avg-c)

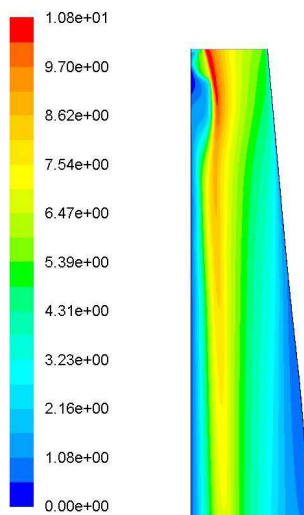
Síť použitá při tomto výpočtu je shodná jako v předchozím jednofázovém výpočtu. Hodnota veličiny $wall\ y^+$ byla v tomto případě stanovena na 52,4. Síť je tedy z hlediska hustoty mezní vrstvy pro tento výpočet plně dostačující.

Tlakové pole v sací troubě, a tedy i tvar vírového copu, získané při tomto výpočtu odpovídá těmto výsledkům získaným při dvoufázovém osově symetrickém výpočtu s řidší sítí. Vírový cop má tedy opět protáhlý kónický tvar. Tlakové pole a tvar vírového copu zobrazený pomocí kontur rozložení jednotlivých fází zobrazuje obr. 47. Objem vírového copu stanovený na základě objemu syté vodní páry byl v tomto případě $0,0007533614\text{m}^3$



Obr. 47 Rozložení statického tlaku v řezu sací trouby (v Pa) společně s vizualizací vírového copu pomocí objemových zlomků jednotlivých fází (2D-S-133K-Q-avg-c)

Rychlostní pole odpovídá svým tvarem jak prezentovanému tlakovému poli, tak výsledkům získaným při předchozím osově symetrickém výpočtu zahrnujícím vliv kavitace na proudění v sací troubě. Grafické znázornění kontur velikosti rychlosti v sací troubě je zobrazeno na obr. 48.

Obr. 48 Rozložení velikosti rychlosti ($\text{v m}\cdot\text{s}^{-1}$) v řezu přímé sací trouby (2D-S-133K-H-avg-c)

Hodnota statického tlaku ve sledovaném bodu vstupního difuzoru přímé sací trouby se v průběhu tohoto výpočtu ustálila na 23 123,78Pa. Parametry sací trouby zjištěné při tomto výpočtu jsou uvedeny v následující tabulce.

Δp_{tot}	5 633,83Pa
η	0,762

Tab. 14 Parametry sací trouby (2D-S-133K-Q-avg-c)

14.5 Shrnutí osově symetrických výpočtů s vyhlazenou okrajovou podmínkou

Osově symetrické výpočty byly provedeny jednak jako jednofázové, ale také jako dvoufázové se zahrnutím vlivu kavitace. Pro zjištění vlivu hustoty sítě na získané výsledky byly použity dvě různé sítě, vzájemně se lišící počtem buněk.

Výsledný tvar vírového copu jednofázových výpočtů se výrazně liší od tvaru získaného při plných prostorových výpočtech. Objem vírového copu byl stanovený pomocí CAD softwaru Inventor. Celkově lze říci, že bez ohledu na použitou síť je hodnota objemu vírového copu stanovená na základě tlaku syté páry vody větší, než tomu bylo v případě prostorových jednofázových výpočtů. V oblasti výstupu z výpočetní domény docházelo ke vzniku zpětného proudění.

V případě dvoufázových výpočtů došlo k výrazné změně tvaru vírového copu. Dá se říci, že svým tvarem začíná připomínat předpokládaný tvar osově symetrického copu. Hodnoty objemu stanovené na základě objemu vodní páry, nacházející se ve výpočetní doméně, jsou výrazně nižší, než tomu bylo v případě osově symetrických i plně prostorových jednofázových výpočtů.

Bez ohledu na to zda byly výpočty provedeny jednofázově nebo se zahrnutím mechanismu kavitace, nedocházelo ke vzniku tlakových pulzací. V tomto případě tedy není možné použít osově symetrický přístup výpočtu ke zjišťování dynamických vlastností vírového copu v sací troubě.

Zjištěné parametry sací trouby nejsou zásadně závislé na hustotě sítě (na úrovni použitých sítí), výsledky jednofázových výpočtů dobře odpovídají výsledkům plně prostorových

výpočtů provedených pro geometrii přímé sací trouby. Naproti tomu hodnoty účinnosti a tlakové ztráty zjištěné při dvoufázovém výpočtu jsou mnohem méně příznivé, což je způsobeno zahrnutím kavitace a jejího vlivu na proudění v sací troubě.

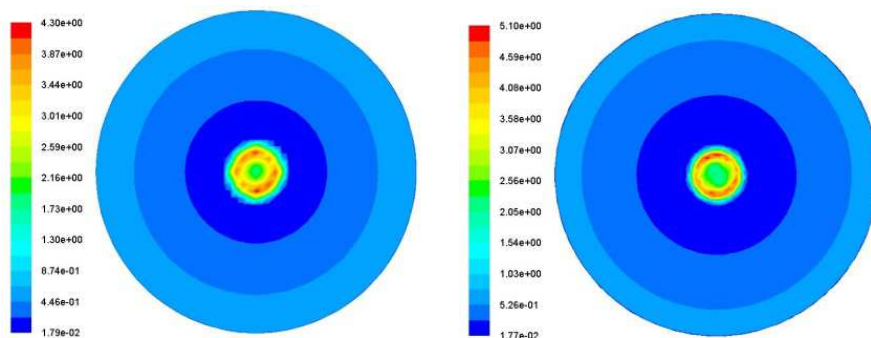
15 Doplnkové výpočty pro vyhlazenou okrajovou podmínku

Pro vyhlazenou okrajovou podmínku bylo provedeno několik doplňujících výpočtů, jejichž cílem bylo zjistit, jaký vliv na výsledek numerické simulace má rozložení jednotlivých prvků sítě. Pro tyto výpočty nebyly provedeny spektrální analýzy a to zejména z důvodu omezení jejich časové náročnosti.

15.1 Jednofázový výpočet přímé sací trouby (3D-S-1716K-W-avg)

Při využití hexahedrální výpočetní sítě docházelo k deformaci profilů jednotlivých veličin vstupní okrajové podmínky vlivem rozložení prvků sítě na vstupním řezu sací trouby. Fakt, zda tato deformace ovlivňuje výsledek numerického výpočtu proudění, byl ověřen na hustší síti tvořené prvky typu wedge. Použitím těchto prvků byla narušena strukturovanost sítě a tím bylo dosaženo rovnoměrnějšího rozdělení jednotlivých veličin vstupní okrajové podmínky.

Porovnání kontur turbulentní kinetické energie získané na vstupním průřezu hexahedrální sítě (viz kapitola 13.2) a hustší sítě typu wedge jsou zobrazeny na následujících obrázcích.



Obr. 49 Srovnání rozložení turbulentní kinetické energie v závislosti na použité síti (vlevo původní hexahedrální síť, vpravo upravená síť). (3D-S-1716K-W-avg)

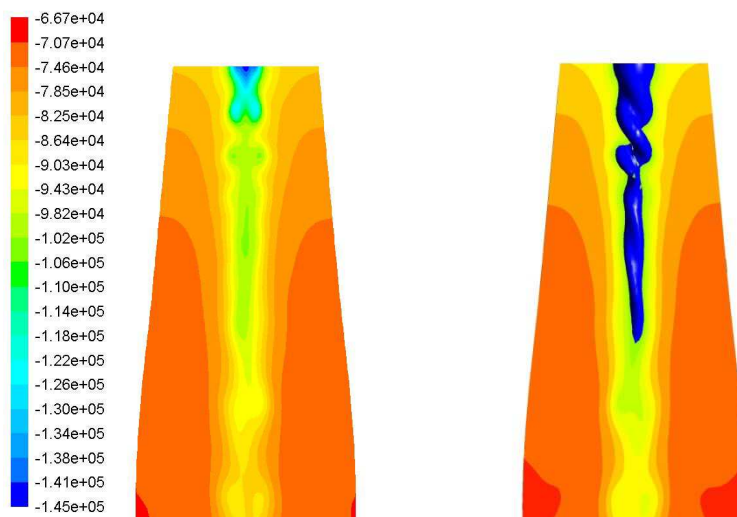
Z obr. 49 je patrné, že při použití hustší sítě tvořené prvky typu wedge došlo k zrovnomenění rozložení hodnoty turbulentní kinetické energie. Stejný efekt bylo možné sledovat i u kontur ostatních veličin vstupní okrajové podmínky.

Samotná síť byla tvořena 1 715 610 prvky převážně typu wedge, výjimku tvořily hexahedrální prvky mezní vrstvy, definované pomocí nástroje pro tvorbu mezní vrstvy programu Gambit. Parametry sítě a hodnota y^+ zjištěná v průběhu výpočtu jsou uvedeny v následující tabulce.

EquiSize Skew	0,40245
Aspect Ratio	44,1378
y^+	61,458

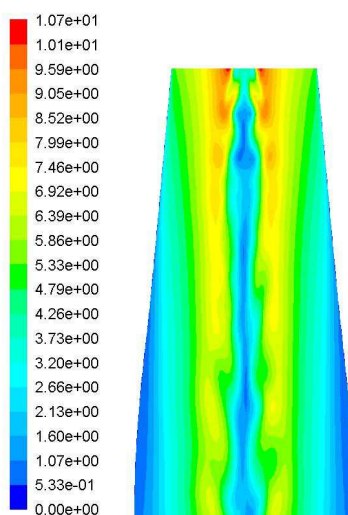
Tab. 15 Parametry sací trouby (3D-S-1716K-W-avg)

I přes výše zmíněné zrovnomenění rozložení jednotlivých veličin vstupní okrajové podmínky zůstal charakter tlakového pole i tvar vírového copu beze změny. Opět je predikován vznik vírového copu tvořeného dvěma jádry, která se vzájemně obtáčejí a rotují v ose sací trouby. Objem vírového copu byl stanoven na $0,001738\text{m}^3$. Charakter tlakového pole a vírového copu je patrný z obr. 50.



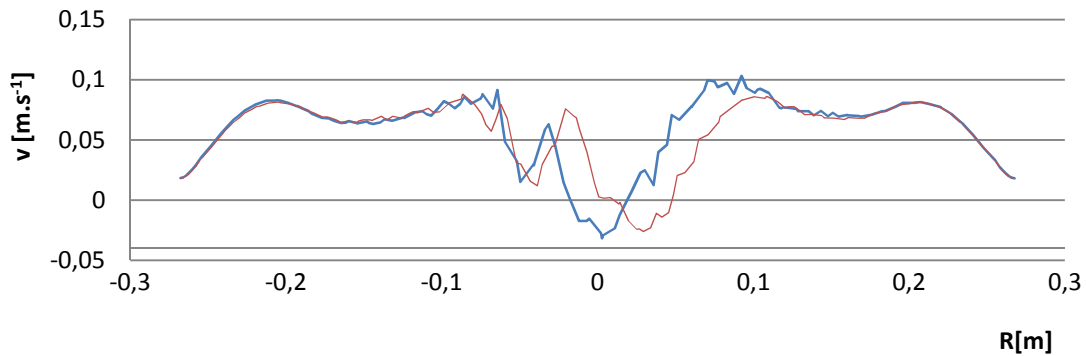
Obr. 50 Pole statického tlaku v řezu přímé sací trouby (v Pa) a vizualizace vírového copu (3D-S-1716K-H-5ot)

Rychlostní pole (viz obr. 51) získané při tomto výpočtu odpovídá svým charakterem získanému tlakovému poli a tedy i předchozím výpočtům.



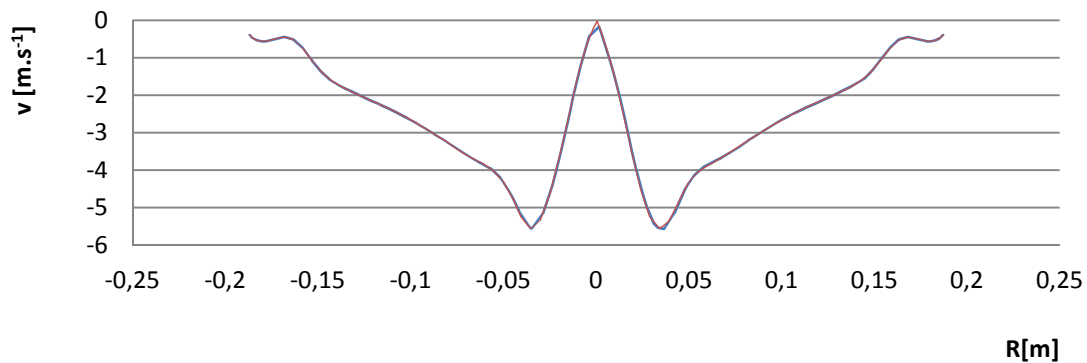
Obr. 51 Rozložení velikosti rychlosti (v $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) v řezu přímé sací trouby (3D-S-1716K-H-5ot)

V rámci tohoto výpočtu nebyl sledovaný průběh tlakových pulzací ve vstupním difuzoru sací trouby. Cílem bylo zjistit, zda volbou jiného typu prvků výpočetní sítě nedojde vlivem zrovnoměrnění rozložení veličin vstupní okrajové podmínky ke korekci získaných výsledků. To se ovšem nestalo, vzhledem k tomu, že vírový cop vznikající v sací troubě má opět dvě vzájemně se obtáčející jádra, která rotují kolem osy vstupního difuzoru. Jako doplněk byly při tomto výpočtu zjišťovány časově průměrované profily radiální a tangenciální složky rychlosti v několika řezech sací trouby. Bylo zjištěno, že profil radiální složky rychlosti není osově symetrický podle osy sací trouby (viz obr. 52). Prezentované rychlostní profily odpovídají řezu sací trouby, který se nachází 0,9m za vstupem do sací trouby.



Obr. 52 Profil velikosti radiální složky rychlosti v řezu sací trouby

Profil tangenciální složky rychlosti je symetrický. A to jak v ose x, tak v ose y daného řezu sací trouby. Na rozdíl od profilu radiální složky rychlosti si vzájemně odpovídají také profily tangenciální složky rychlosti na obou osách řezu sací trouby. Profil tangenciální složky rychlosti v daném řezu je zobrazen na obr. 53.

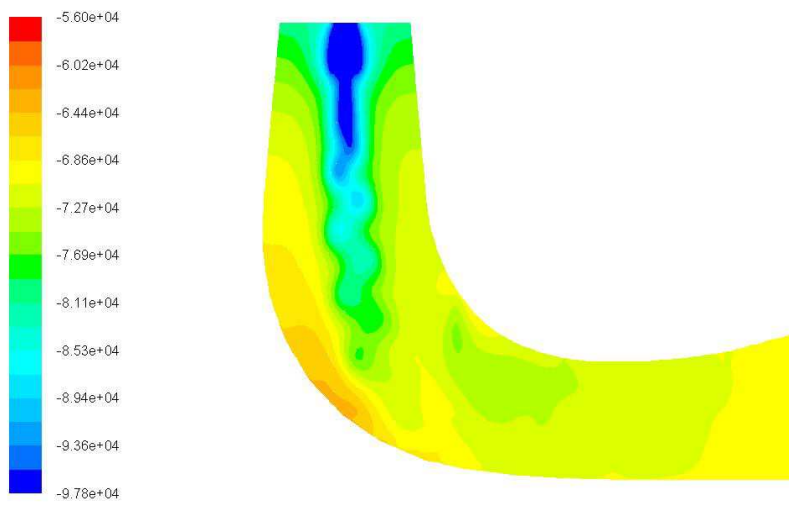


Obr. 53 Profil velikosti obvodové složky rychlosti v řezu sací trouby

Obdobných výsledků bylo dosaženo i v ostatních sledovaných řezech sací trouby.

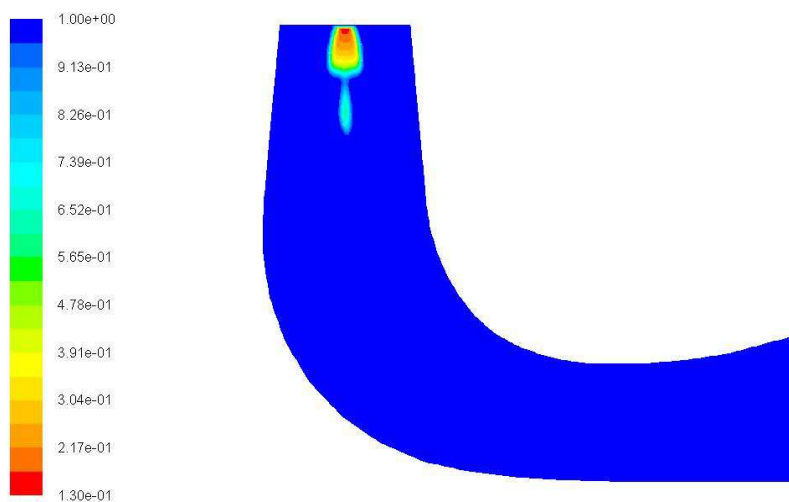
15.2 Dvoufázový výpočet kolenové sací trouby (3D-E-820K-H-avg-c-g)

Při tomto výpočtu byla použita stejná hexahedrální síť, jako v předchozích případech, hodnota $wall y^+$ činila 265,00. Z obr. 54 je patrné, že tlakové pole v řezu sací trouby má v její vstupní části obdobný tvar, jako tlakové pole získané v rámci osově symetrických dvoufázových výpočtů.



Obr. 54 Vizualizace tlakového pole v kolenové sací troubě (3D-E-820K-H-avg-c-g)

Obdobně podobný je i tvar vírové copu získaný na základě vizualizace objemových zlomků jednotlivých fází. Podobně jako v případě osově symetrických výpočtů zahrnujících kavitaci, vzniká cop tvořený jednou velkou bublinou s vysokým podílem syté vodní páry, na kterou navazuje další, výrazně menší, protáhlý objem. V případě tohoto výpočtu činil objem vírového copu $0,00038944\text{m}^3$. V sací troubě nedocházelo ke vzniku pulzací, proto nebyly vyhodnocovány dynamické vlastnosti proudění.



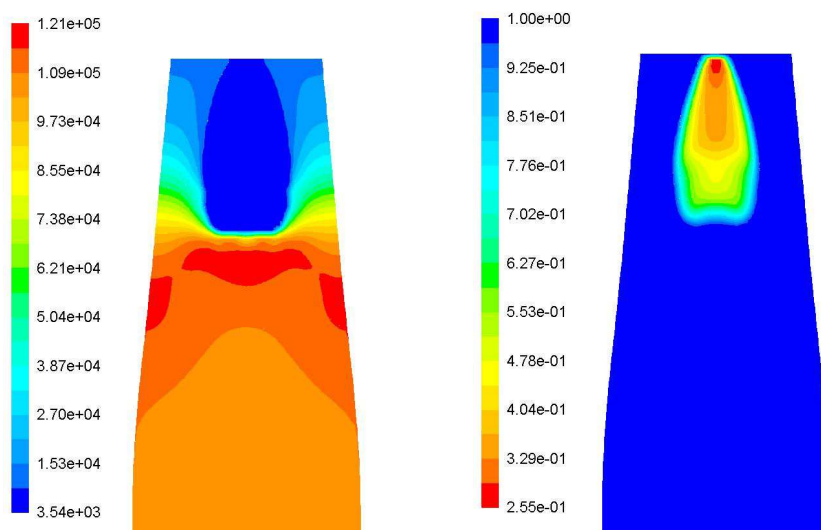
Obr. 55 Vizualizace vírového copu pomocí objemového zlomku druhé fáze (3D-E-820K-H-avg-c-g)

15.3 Dvofázový výpočet přímé sací trouby (3D-S-553K-H-avg-c-g)

Při tomto výpočtu byla využita síť tvořená pouze hexahedrálními prvky, jejíž parametry byly popsány v kapitole 12.2. Cílem tohoto výpočtu bylo získat výsledek dvofázového výpočtu zahrnujícího vliv kavitace.

Pro objemové síly byla hodnota faktoru podrelaxace snížena na 0,5, na stejnou hodnotu byla také snížena hodnota koeficientu podrelaxace vypařování. Hodnota koeficientu podrelaxace pro objemové zlomky druhé fáze byla v zájmu zlepšení konvergence snížena na 0,1. V první fázi dvofázového výpočtu byly vypnuty rovnice pro výpočet objemového zlomku. Tato opatření měla sloužit k zajištění stabilnější konvergence výpočtu. V objemu sací

trouby nedošlo ke vzniku vírového copu, podobného tvaru, jako v případě dvoufázových osově symetrických výpočtů. Ve vstupním difuzoru docházelo ke vzniku kavitace, jejíž tvar je společně s tlakovým polem v sací troubě zobrazen na následujícím obrázku.



Obr. 56 Tlakové pole a vizualizace vírového copu pomocí objemového zlomku druhé fáze (3D-S-553K-H-avg-c-g)

Objem vírového copu stanovený na základě objemu vodní páry činil $0,003180\text{m}^3$. Vzhledem k tomu, že výsledky neodpovídaly realitě, nebyla provedena spektrální analýza pulzací statického tlaku v sací troubě.

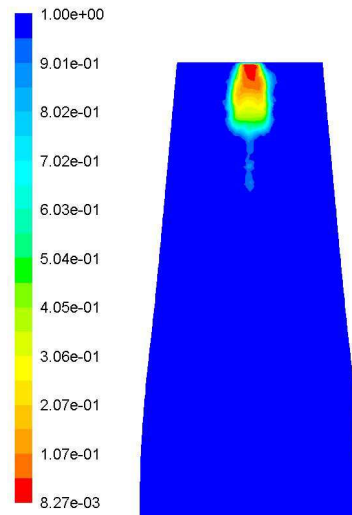
15.4 Dvoufázový výpočet přímé sací trouby (3D-S-1234K-T-avg-c)

V rámci tohoto výpočtu byla použita výpočetní síť tvořená celkem 1 234 827 převážně tetrahedrálních prvků, výjimku tvořily prvky typu wedge mezní vrstvy, která byla vytvořena pomocí nástroje pro tvorbu mezní vrstvy programu Gambit. Parametry sítě jsou uvedeny v následující tabulce.

EquiSize Skew	0,769631
Aspect Ratio	183,878

Tab. 16 Parametry kvality použité sítě (3D-S-1234K-T-avg-c)

Průběh přechodu na vícefázový výpočet byl obdobný jako v předchozím případě. Pulzace objemu vodní páry se při tomto výpočtu neobjevila. Po určité době ovšem došlo k divergenci výpočtu, z tohoto důvodu byly dále sníženy koeficienty podrelaxace objemového zlomku na 0,05. I přes toto opatření opět došlo k divergenci výpočtu. Výsledný tvar oblasti kavitace je zobrazen obr. 57.



Obr. 57 Vizualizace oblasti kavitace v přímé sací troubě pomocí objemového zlomku (3D-S-1234K-T-avg-c)

15.5 Shrnutí doplňkových výpočtů pro vyhlazenou okrajovou podmínku

Doplňkové výpočty je v tomto případě možné rozdělit na dvě kategorie. Jednak je to jednofázový výpočet pro přímou sací troubu, provedený z důvodu ověření vlivu sítě na rovnoměrnost veličin vstupní okrajové podmínky. Dále to jsou výpočty dvoufázové, provedené s plnou 3D geometrií sací trouby.

V prvním případě je třeba konstatovat, že hustota a charakter sítě sice do jisté míry ovlivňují rovnoměrnost rozložení veličin vstupní okrajové podmínky, nicméně ani při použití v tomto ohledu kvalitnější sítě nedochází ke změně charakteru vírového copu. Ten má stále dvě vírová vlákna, která se vzájemně obtácejí a společně rotují v ose sací trouby. Bylo zjištěno, že statisticky získané rychlostní profily radiální složky rychlosti nejsou v jednotlivých průtočných řezech osově symetrické podle osy sací trouby.

Dvoufázové výpočty neproběhly korektně, a to ani v případě značného snížení koeficientů podrelaxace. V rámci výpočtů, které nejsou prezentovány v této práci, byl testován i Singhalův model kavitace, i v tomto případě ovšem docházelo k divergenci výpočtu bez ohledu na snižování koeficientů podrelaxace.

16 Výpočty s časově středovanou okrajovou podmínkou

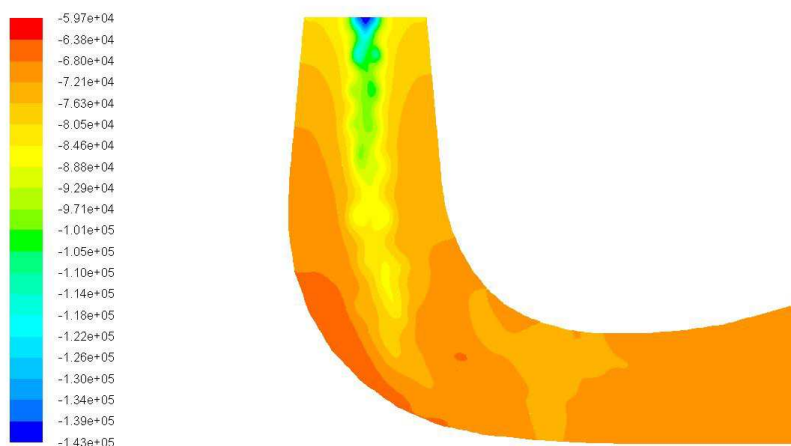
V této sérii výpočtů byla využita vstupní okrajová podmínka získaná průměrováním jednotlivých vstupních veličin po dobu pěti otáček oběžného kola turbíny. Podrobný popis a průběhy jednotlivých veličin jsou uvedeny v kapitole 10.6. V rámci prostorových úloh byly tyto veličiny dosazovány bez jakýchkoliv úprav, v případě 2D úloh byly jednotlivé veličiny převedeny do válcového souřadného systému a následně obvodově vystředovány. Po vystředování ovšem nenásledovalo vyhlazení jednotlivých profilů tak, jak tomu bylo v případě upravené okamžité okrajové podmínky. Na výstup ze sací trouby byla v těchto úlohách vždy dosazována konstantní hodnota relativního statického tlaku $-67040,835\text{Pa}$.

16.1 Jednofázový výpočet kolenové sací trouby (3D-E-820K-H-5ot)

Parametry této sítě byly již popsány v kapitole 12.1, hodnota y^+ zjištěná v programu Fluent byla v tomto případě 225,54.

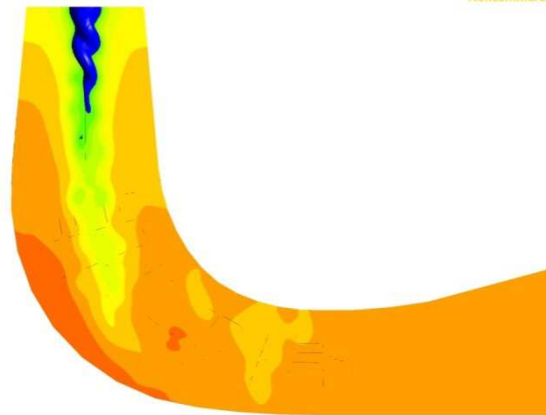
16.1.1 Tlakové pole v kolenové sací troubě

Tvar tlakového pole v řezu kolenovou sací troubou je obdobný, jako tomu bylo v předchozích výpočtech. Kontury tlaku zobrazené na podélném řezu sací troubou jsou zobrazeny na následujícím obrázku.



Obr. 58 Rozložení statického tlaku v řezu kolenové sací trouby (3D-E-820K-H-5ot)

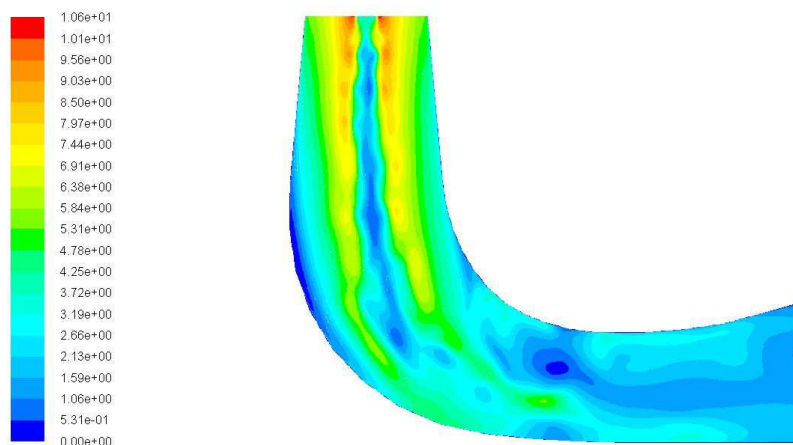
Zjištěný tvar vírového copu je obdobný, jako tomu bylo v případě výpočtů s okamžitou okrajovou podmínkou v upravené i neupravené podobě. Vírový cop má opět dvě jádra, která se vzájemně obtáčejí a rotují v blízkosti osy vstupní části sací trouby. Vizualizace vírového copu je uvedena na obr. 59. Hodnota objemu vírového copu byla stanovena na $0,0009696\text{m}^3$.



Obr. 59 Vizualizace vírového copu v kolenové sací troubě (3D-E-820K-H-5ot)

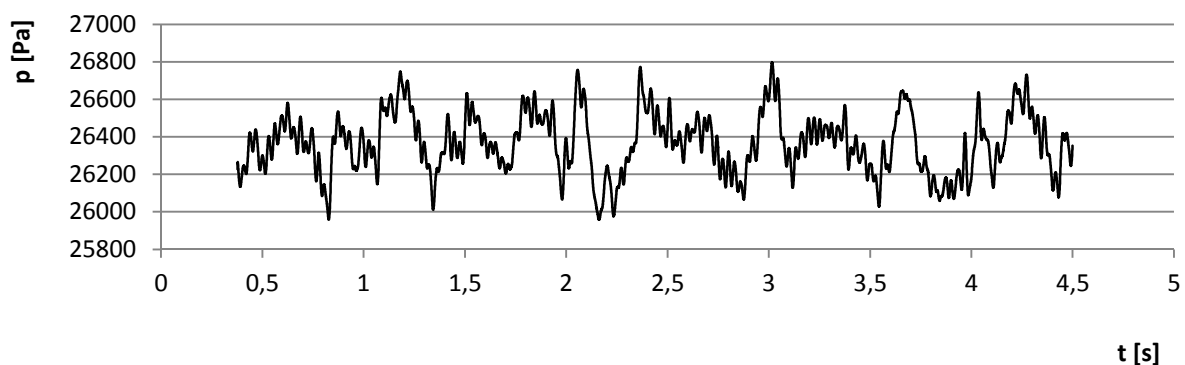
16.1.2 Rychlostní pole

Rychlostní pole v podélném řezu odpovídá danému typu proudění a tvaru sací trouby. Opět je dobře patrný pokles velikosti rychlosti v blízkosti osy sací trouby a tedy v oblasti výskytu vírového copu. Kontury velikosti rychlosti jsou zobrazeny na obr. 60.

Obr. 60 Rozložení velikosti rychlosti (v $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) v řezu kolenové sací trouby (3D-E-820K-H-5ot)

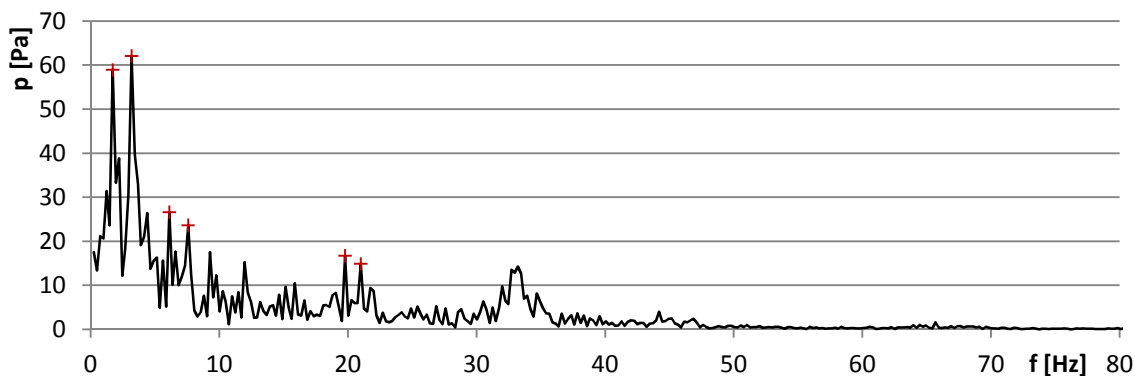
16.1.3 Vyhodnocení sledovaných veličin

Záznam hodnoty statického tlaku v bodě vstupního difuzoru sací trouby je pro tento výpočet tvořen 8245 vzorky. Střední hodnota statického tlaku tohoto záznamu činí 26369,22Pa. Průběh hodnoty absolutního statického tlaku je zobrazen na následujícím grafu.



Graf 17 Průběh statického tlaku ve sledovaném bodu vstupního difuzoru (3D-E-820K-H-5ot)

Za pomoci tohoto záznamu byla provedena prostřednictvím FFT spektrální analýza tlakových pulzací. V tomto případě se ve frekvenčním spektru často objevovaly dvojice peaků tlakových amplitud, které od sebe byly vzdáleny cca 1,5Hz. Špičky tlakových amplitud se nacházely opět na zhruba stejných místech, jako u většiny předchozích výsledků. Nejvýraznější tlakovou amplitudou je v tomto případě 62,05Pa, odpovídající frekvenci 3,17Hz (blízko pak leží amplituda o velikosti 58,91Pa při 1,71Hz), v této oblasti leží také další dvojice podstatně menších peaků tlaku. Dále je výrazná tlaková amplituda 16,72Pa při frekvenci 19,78Hz společně s amplitudou tlakových pulzací o velikosti 14,87Pa odpovídající frekvenci 21Hz. Oblast kolem frekvence 30Hz je značně zašuměná, proto není možné určit konkrétní hodnotu tlakové amplitudy. Jednotlivé dvojice frekvencí a jejich odpovídajících amplitud jsou označeny na obr. 17.



Graf 18 FFT předcházejícího průběhu pulzací statického tlaku (3D-E-820K-H-5ot)

16.1.4 Stanovení parametrů kolenové sací trouby

Charakteristiky kolenové trouby byly při tomto výpočtu určeny z 8245 vzorků potřebných veličin. Výsledné hodnoty tlakové ztráty a účinnosti sací trouby jsou uvedeny v následující tabulce.

Δp_{tot}	5974,88Pa
η	0,751

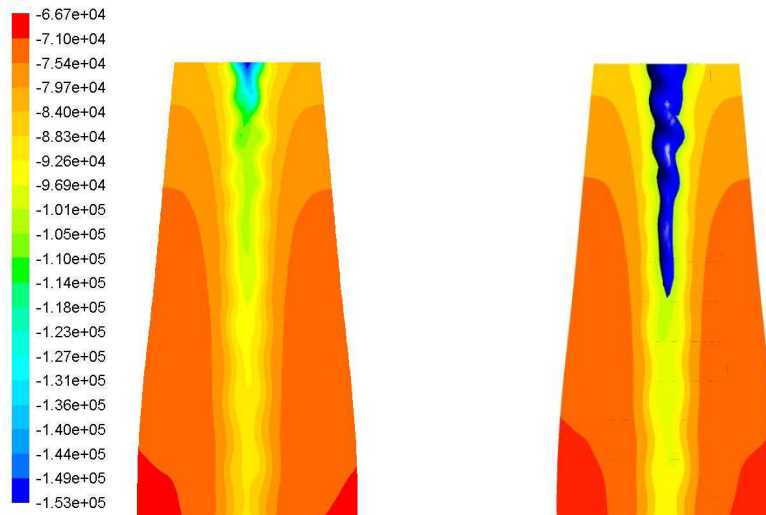
Tab. 17 Parametry sací trouby (3D-E-820K-H-5ot)

16.2 Přímá sací trouba (3D-S-553K-H-5ot)

Parametry kvality této sítě byly uvedeny v kapitole 12.1. Maximální hodnota y^+ v rámci tohoto výpočtu se vstupní okrajovou podmínkou získanou průměrováním jednotlivých veličin po dobu pěti otáček oběžného kola byla 166,36.

16.2.1 Tlakové pole v přímé sací troubě

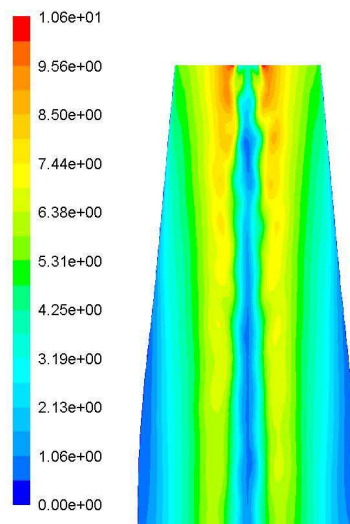
Tlakové pole je opět obdobné jako v předchozích výpočtech využívajících tuto síť. Vírový cop situovaný v oblasti osy přímé sací trouby má, stejně jako tomu bylo v případě výpočtů s neupravenou a vyhlazenou okamžitou vstupní okrajovou podmínkou, dvě vírová jádra, která se těsně obtácejí a společně rotují kolem osy sací trouby. Objem vírového copu stanovený pomocí programu CFD-Post je v tomto případě $0,001592\text{m}^3$. Tlakové pole v řezu sací trouby společně s vizualizací vírového copu je zobrazeno na následujícím obrázku.



Obr. 61 Pole statického tlaku v řezu přímé sací trouby (v Pa) a vizualizace vírového copu (3D-S-553K-H-5ot)

16.2.2 Rychlostní pole v přímé sací troubě

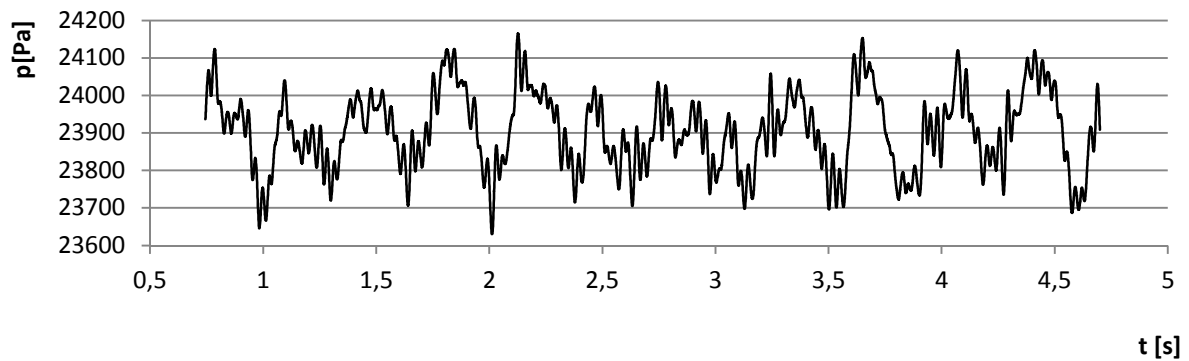
Rychlostní pole zobrazené v podélném řezu sací trouby se nevymyká očekávání. Opět je dobře patrný pokles velikosti rychlosti v ose sací trouby a oblast vysokých rychlostí na hranici mezi vírovým copem a zbytkem kapaliny.



Obr. 62 Rozložení velikosti rychlosti (v $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) v řezu přímé sací trouby (3D-S-553K-H-5ot)

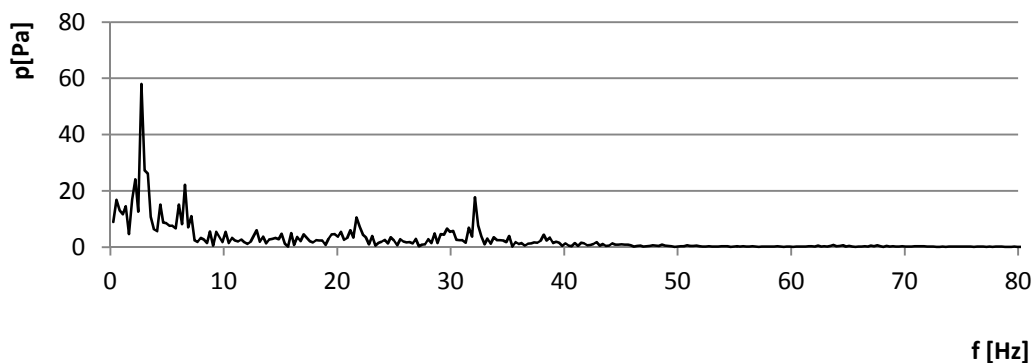
16.2.3 Vyhodnocení sledovaných veličin

V případě tohoto výpočtu bylo získáno celkem 7914 hodnot průběhu statického tlaku ve sledovaném bodu vstupního difuzoru sací trouby. Stanovená střední hodnota statického tlaku činí 23904,74Pa. Průběh absolutního statického tlaku je uveden na grafu 19.



Graf 19 Průběh statického tlaku ve sledovaném bodu vstupního difuzoru (3D-S-553K-H-5ot)

Spektrální analýza tohoto průběhu tlakových pulzací získaná prostřednictvím FFT je zobrazena na grafu 20. Nejvýraznější amplituda tlakových pulzací o velikosti 58,04 Pa odpovídá frekvenci 2,75 Hz. Proti předchozím výpočtům je oblast nízkých frekvencí podstatně méně zašuměná a lze na ni rozlišit další, byť podstatně méně velkou, tlakovou amplitudu o velikosti 22,18 Pa, odpovídající frekvenci 6,59 Hz. Další výrazné amplitudy tlakových pulzací lze opět nalézt v oblasti kolem frekvence 20 a 30 Hz. Frekvenci 21,7 Hz odpovídají tlakové pulzace o amplitudě 10,57 Pa, frekvenci 32,14 Hz pak odpovídají tlakové pulzace o amplitudě 10,53 Pa.



Graf 20 FFT předcházejícího průběhu pulzací statického tlaku (3D-S-553K-H-5ot)

16.2.4 Stanovení přímé kolenové sací trouby

Charakteristiky přímé sací trouby byly při tomto výpočtu určeny z 8245 vzorků potřebných veličin. Výsledné hodnoty tlakové ztráty a účinnosti sací trouby jsou uvedeny v následující tabulce.

Δp_{tot}	3499,021 Pa
η	0,867

Tab. 18 Parametry sací trouby (3D-S-553K-Q-5ot)

16.3 Shrnutí výpočtů provedených s časově středovanou okrajovou podmínkou

Výpočty provedené na hexahedrálních sítích vedly k podobným výsledkům jako při využití obou forem okamžité okrajové podmínky. V sací troubě opět vznikl vírový cop s dvěma

vzájemně obtočenými vírovými jádry, který rotoval v ose sací trouby. Definitivně je tedy možné říci, že způsob přípravy okrajové podmínky v tomto případě neovlivňuje kvalitativní charakter proudění v sací troubě při nadoptimálním provozu Francisovy turbíny.

Zjištěné parametry odpovídají předchozím výsledkům stejně tak, jako vzájemné porovnání objemů získaných vírových copů.

Oproti výpočtům s vyhlazenou vstupní okrajovou podmínkou je možné nalézt výrazné tlakové pulzace v oblastí frekvencí 20Hz a 30Hz nejen v případě kolenové sací trouby, ale také při spektrální analýze tlakových pulzací ve vstupním difuzoru přímé sací trouby.

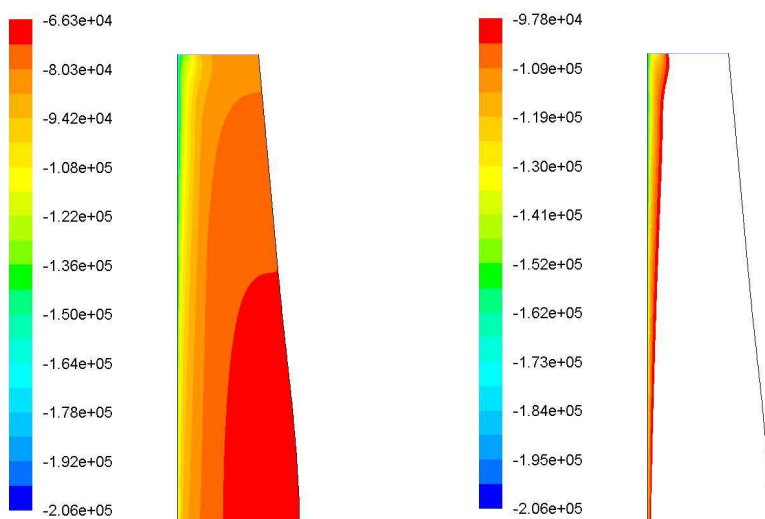
17 Osově symetrické výpočty pro časově středovanou okrajovou podmínku

Podobně jako v případě osově symetrických výpočtů provedených s použitím obvodově vystředované a vyhlazené okrajové podmínky byly provedeny jednak výpočty jednofázové, ale také dvoufázové zahrnující kavitaci.

17.1 Jednofázový výpočet přímé sací trouby (2D-S-89K-Q-5ot)

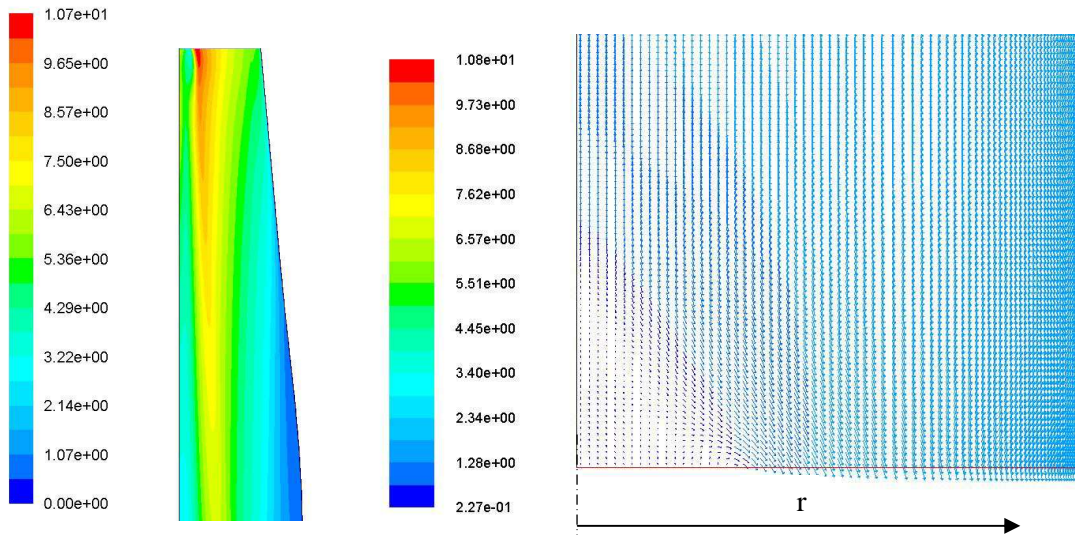
Parametry kvality sítě použité při tomto výpočtu byly již popsány v kapitole 14.1. Hodnota y^+ zjištěná v průběhu výpočtu činila 90,38. Hustota mezní vrstvy je tedy pro tento výpočet dostatečná.

Tlakové pole v sací troubě získané při tomto výpočtu odpovídá jednofázovému, osově symetrickému výpočtu provedenému s touto sítí v rámci kapitoly 14.1. Oproti prostorovým výpočtům se opět projevila jak změna tvaru vírového copu, tak hodnota minimálního tlaku v objemu kapaliny. V blízkosti osy sací trouby je patrný značný pokles hodnoty statického tlaku, což vede ke vzniku zpětného proudění na výstupu z výpočetní domény. Tlakové pole v sací troubě a tvar vírového copu je zobrazen na obr. 63. Objem vírového copu byl stanoven na $0,002157804\text{m}^3$.



Obr. 63 Rozložení statického tlaku v řezu sací trouby (v Pa) společně s vizualizací vírového copu pomocí hodnoty tlaku syté páry vody (2D-S-89K-Q-5ot)

Rychlostní pole ve vstupní části sací trouby a oblast zpětného proudění v blízkosti osy výstupu z výpočetní domény jsou zobrazeny na obr. 64.



Obr. 64 Rozložení velikosti rychlosti ($\text{v m}\cdot\text{s}^{-1}$) v přímé sací troubě společně s vizualizací zpětného proudění na výstupu z výpočetní domény provedenou pomocí vektorů rychlosti rozlišených dle velikosti rychlosti v daném bodu ($\text{v m}\cdot\text{s}^{-1}$) (2D-S-89K-Q-5ot)

Hodnota absolutního statického tlaku ve sledovaném bodu se ustálila na 24 088,3Pa. Vzhledem k tomuto faktu opět nebyla provedena spektrální analýza, jelikož v sací troubě nevznikaly žádné výrazné tlakové pulzace způsobené pohybem nebo změnou objemu vírového copu.

Parametry sací trouby zjištěné při tomto výpočtu jsou uvedeny v následující tabulce.

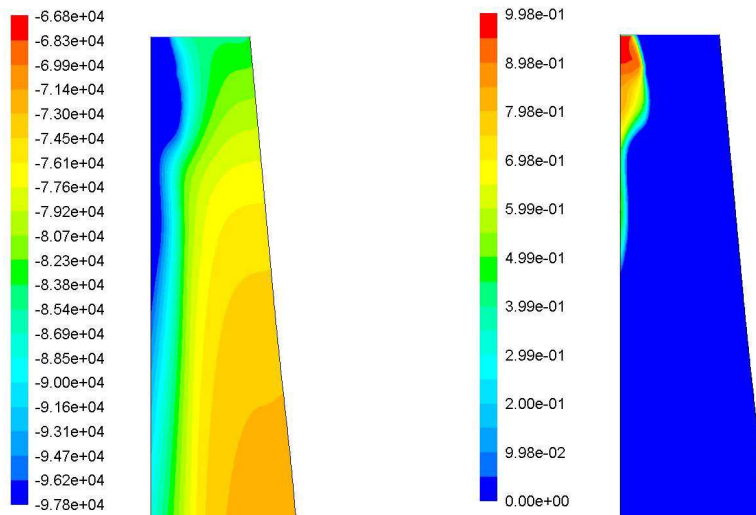
Δp_{tot}	3788,47Pa
η	0,842

Tab. 19 Parametry sací trouby (2D-S-89K-Q-5ot)

17.2 Dvoufázový výpočet přímé sací trouby (2D-S-89K-Q-5ot-c)

Použitá výpočetní síť je z hlediska hustoty mezní vrstvy pro tento výpočet dobře použitelná s ohledem na stanovenou hodnotu veličiny y^+ , která v tomto případě činila 90,45. Z numerického hlediska výpočet velmi dobře konvergoval, hodnoty reziduí jednotlivých veličin se pohybovaly v rozmezí $4,3821\cdot 10^{-7}$ až $8,3831\cdot 10^{-12}$.

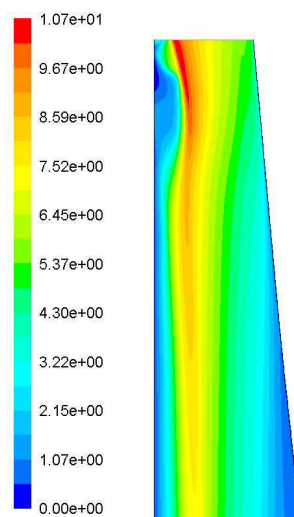
Tlakové pole získané při tomto výpočtu odpovídá vírovému copu vznikajícímu v ose sací trouby. Zobrazení tlakového pole a rozložení jednotlivých fází v sací troubě je zobrazeno na následujícím obrázku.



Obr. 65 Rozložení statického tlaku v řezu sací trouby (v Pa) společně s vizualizací vírového copu pomocí objemových zlomků jednotlivých fází (2D-S-89K-Q-5ot-c)

Objem vírového copu stanovený na základě objemu vodní páry v sací troubě byl v tomto případě $0,00073194\text{m}^3$. Opět je zde zřetelně patrný značný rozdíl mezi hodnotami získanými při prostorových jednofázových výpočtech na základě omezení objemu vírového copu na oblast s tlakem stejným nebo nižším, než je tlak syté páry vody a hodnotami objemu vírového copu stanovenými na základě objemu vodní páry v sací troubě v případě dvoufázových výpočtů zahrnujících vliv kavitace.

Rychlostní pole pro tento výpočet je zobrazeno na obr. 66. Oproti jednofázovému výpočtu se stejně jako v předchozích případech osově symetrických výpočtů proudění v sací troubě nevyskytovala oblast zpětného proudění.



Obr. 66 Rozložení velikosti rychlosti (v $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) v řezu přímé sací trouby (2D-S-89K-Q-5ot-c)

Průběh tlaku se opět ustálil na určité hodnotě, v sací troubě tedy nebyly vírovým copem indukované žádné tlakové pulzace. Vírový cop se v sací troubě výrazným způsobem nepohyboval ani neměnil svůj objem v závislosti na čase. Vzhledem k tomuto faktu nemohla být, stejně jako v minulých případech, provedena spektrální analýza tlakových pulzací. Hodnota absolutního statického tlaku ve zkoumaném bodě byla v tomto případě $23\,049,78\text{Pa}$.

Vyhodnocené parametry přímé sací trouby jsou uvedeny v následující tabulce.

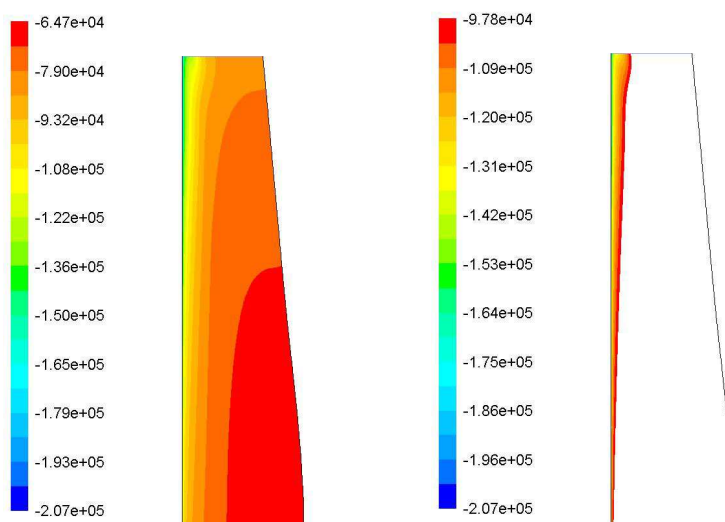
Δp_{tot}	5614,268Pa
η	0,763

Tab. 20 Parametry sací trouby (2D-S-89K-Q-5ot-c)

17.3 Jednofázový osově symetrický výpočet (2D-S-133K-H-5ot)

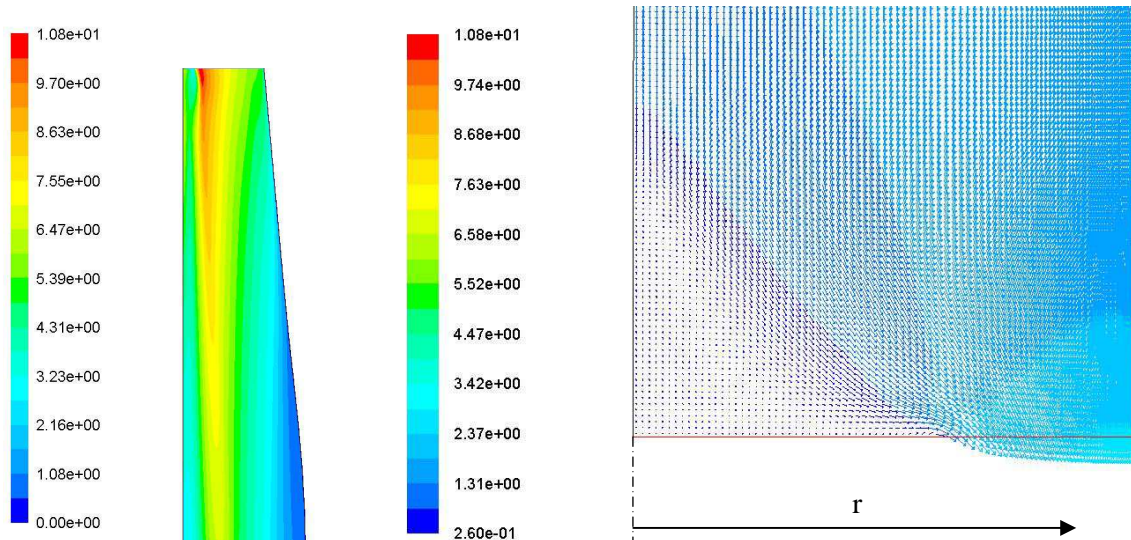
Použitá výpočetní síť je v tomto případě shodná se sítí popsanou v kapitole 14.3. Hodnota y^+ stanovená při tomto výpočtu činí 70,99. Z tohoto hlediska je při daných podmínkách síť pro výpočet zcela vyhovující.

Tlakové pole získané při tomto výpočtu se vyznačuje značně nižší hodnotou statického tlaku v ose sací trouby, než tomu bylo v případě prostorových výpočtů s touto okrajovou podmínkou. Stejná situace byla popsána i v případě vyhlazené vstupní okrajové podmínky. Tlakové pole a jeho část odpovídající oblasti s tlakem stejným nebo nižším, než je tlak syté páry vody při daných podmínkách, jsou zobrazeny na následujícím obrázku. Objem vírového copu byl v tomto případě stanoven na $0,0018412\text{m}^3$.



Obr. 67 Rozložení statického tlaku v řezu sací trouby (v Pa) společně s vizualizací vírového copu pomocí hodnoty tlaku syté páry vody (2D-S-133K-Q-5ot)

Charakter rychlostního pole kvalitativně odpovídá jak získanému tlakovému poli, tak předchozímu osově symetrickým, jednofázovým výpočtům. Vlivem velice nízkého tlaku v oblasti sací trouby dochází ke vzniku oblasti zpětného proudění v blízkosti osy sací trouby na výstupu z výpočetní domény. Rychlostní pole a oblast zpětného proudění získané při tomto výpočtu jsou zobrazeny na následujícím obrázku.



Obr. 68 Rozložení velikosti rychlosti ($\text{v m}\cdot\text{s}^{-1}$) v přímé sací troubě společně s vizualizací zpětného proudění na výstupu z výpočetní domény provedenou pomocí vektorů rychlosti rozlišených dle velikosti rychlosti v daném bodu ($\text{v m}\cdot\text{s}^{-1}$) (2D-S-133K-Q-5ot)

Hodnota absolutního statického tlaku ve sledovaném bodu se při tomto výpočtu ustálila na hodnotě 25 695,63Pa. Dále v sací troubě nedocházelo ke vzniku tlakových pulzací. Hodnoty parametrů sací trouby zjištěné v rámci tohoto výpočtu jsou uvedeny v následující tabulce.

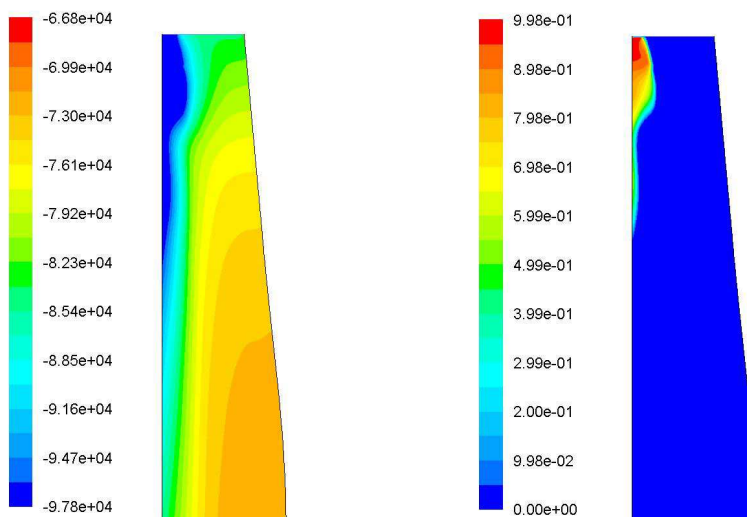
Δp_{tot}	3815,71Pa
η	0,841

Tab. 21 Parametry sací trouby (2D-S-133K-Q-5ot)

17.4 Dvofázový osově symetrický výpočet (2D-S-133K-Q-5ot-c)

Hustota mezní vrstvy byla při použití této sítě dostatečná i v případě dvofázového výpočtu, zjištěná hodnota $wall\ y^+$ činila 63,7. Z hlediska konvergence probíhal výpočet korektně a hodnota reziduí byla obdobná jako v případě dvofázového výpočtu provedeného s řidší sítí.

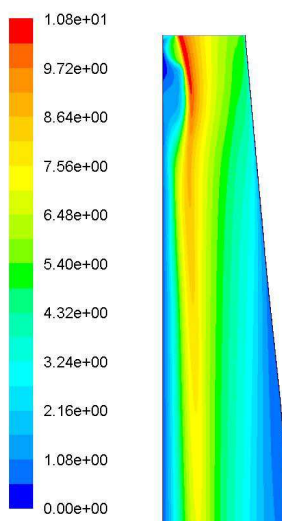
Tlakové pole a tedy i samotný tvar vírového copu se příliš neliší od případu výpočtu s řidší sítí. Tlakové pole a rozložení jednotlivých fází zobrazené pomocí kontur objemových zlomků jsou zobrazeny na následujícím obrázku.



Obr. 69 Rozložení statického tlaku v řezu sací trouby (v Pa) společně s vizualizací vírového copu pomocí objemových zlomku jednotlivých fází (2D-S-133K-Q-5ot-c)

Objem vírového copu stanovený na základě objemu vodní páry v sací troubě činí 0.00074211 m^3 , což poměrně dobře odpovídá výsledku získanému stejným postupem při použití řidší sítě. Opět je zde tedy patrná výrazná odchylka oproti objemu vírového copu získanému v rámci prostorových jednofázových výpočtů.

Rychlostní pole získané při tomto výpočtu je uvedeno na následujícím obrázku.



Obr. 70 Rozložení velikosti rychlosti (v $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) v řezu přímé sací trouby (2D-S-133K-Q-5ot-c)

Stejně jako v ostatních případech osově symetrických výpočtů došlo k ustálení hodnoty statického tlaku ve sledovaném bodu na určité hodnotě. Vírový cop byl tedy stacionární, nedocházelo k jeho výraznějším pohybům ani ke změnám jeho objemu. Vzhledem k absenci tlakových pulzací tedy opět nemohla být provedena FFT záznamu statického tlaku, jehož hodnota se ustálila na $23\,068,82 \text{ Pa}$. Tato hodnota dobře odpovídá výpočtu provedenému s řidší sítí.

Parametry určené sací trouby určené ze sledovaných veličin jsou uvedeny v následující tabulce.

Δp_{tot}	5667,36 Pa
η	0,761

Tab. 22 Parametry sací trouby (2D-S-133K-Q-5ot-c)

Z tabulky je opět patrný minimální rozdíl oproti výpočtu s řidší sítí.

17.5 Shrnutí osově symetrických výpočtů s časově středovanou okrajovou podmínkou

Výsledky těchto výpočtů odpovídají osově symetrickým výpočtům provedeným s vyhlazenou okrajovou podmínkou. Ve kvalitativních vlastnostech proudění nedošlo k žádné výraznější změně. Hodnoty parametrů sací trouby také dobře odpovídají předchozím výsledkům a to jak v případě výpočtů jednofázových, tak dvoufázových.

V případě jednofázových výpočtů tedy opět docházelo ke vzniku oblasti zpětného proudění na výstupu ze sací trouby v blízkosti její osy.

V případě dvoufázových výpočtů je opět patrný markantní pokles účinnosti, respektive nárůst tlakových ztrát z důvodu zahrnutí vlivu mechanismu kavitace na proudění v sací troubě.

Opět nedochází ke zniku tlakových pulzací, není tedy možné zkoumat dynamické vlastnosti vírového copu, stále je však možné predikovat jeho vznik.

18 Doplnující výpočty pro časově středovanou okrajovou podmínku

Pro tuto okrajovou podmínku bylo provedeno několik kompletních výpočtů na sítích odlišného charakteru. Jednalo se opět o síť tvořenou tetrahedrálními prvky, prvky typu wedge nebo v případě kolenové sací trouby jejich kombinací. Hlavním cílem těchto výpočtů bylo zjistit, zda při použití hustějších sítí s nestrukturovanou dekompozicí na vstupním průřezu v kombinaci s použitím časově středované okrajové podmínky nebude možné získat korektní výsledky. Na rozdíl od doplňujících výpočtů provedených pro obvodově středovanou a vyhlazenou okrajovou podmínku byly vyhodnocovány jak spektrální charakteristiky proudění, tak parametry sací trouby. Tyto výpočty se vyznačovaly poměrně velkou časovou náročností, což bylo dáno jednak nutností získat dostatečný počet vzorků statického tlaku ve sledovaném bodu vstupního difuzoru turbíny, ale také větším počtem buněk jednotlivých sítí. V některých případech bylo nutné opět snížit délku časového kroku z důvodu udržení stabilní kvality konvergence v průběhu výpočtu.

18.1 Jednofázový výpočet kolenové sací trouby (3D-E-1381K-WH-5ot-t)

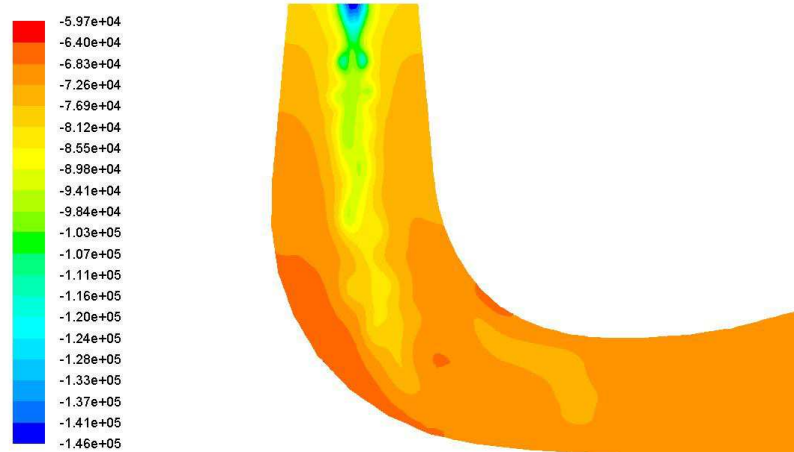
V rámci tohoto výpočtu byla využita výpočetní síť, jejíž centrální objemy byly tvořeny prvky typu wedge, zatímco okrajové objemy byly tvořeny hexahedrálními prvky, jejichž zhuštěním směrem ke stěně sací trouby byla zajištěna dostatečná hustota sítě v oblasti mezní vrstvy. Celkově je tato výpočetní síť tvořena 1 381 224 buňkami. Charakteristiky kvality sítě a hodnotu y^+ získanou z výpočtu zobrazuje následující tabulka. V průběhu nestacionárního výpočtu byl s ohledem na zachování stabilní konvergence výpočtu volen časový krok 0,000166667s, z důvodu omezení časové náročnosti takto nastaveného výpočtu byl omezen počet iterací jednoho časového kroku na deset. I přes toto omezení byla kvalita výsledné konvergence na konci časového kroku dostatečná. Z tohoto pohledu nejhůře konvergovaly členy turbulentního napětí, jejichž hodnota reziduí se na konci časového kroku pohybovala v rozmezí $1,7546 \cdot 10^{-6}$ až $6,3848 \cdot 10^{-6}$.

EquiSize Skew	0,754527
Aspect Ratio	42.8905
y^+	233,66

Tab. 23 Parametry kvality použité sítě (3D-E-1381K-WH-5ot-t)

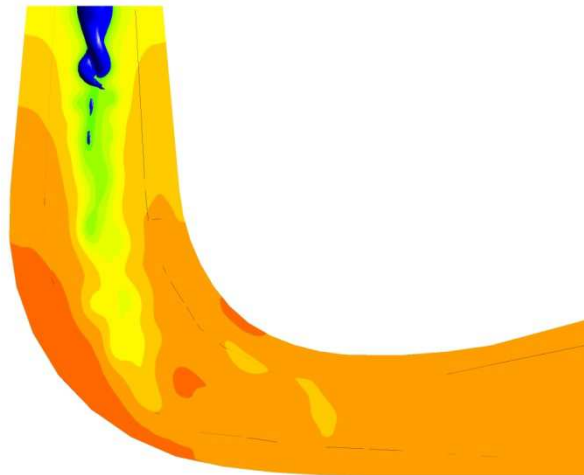
18.1.1 Tlakové pole v kolenové sací troubě

Tlakové pole svým charakterem odpovídá výpočtům, které byly prezentovány v minulých kapitolách. V oblasti vstupní části sací trouby je patrná oblast nízkého tlaku vznikající v blízkosti osy vstupního difuzoru. Tato oblast se v blízkosti kolene vychyluje směrem ke stěně sací trouby na straně menšího poloměru kolene. Vizualizace tlakového pole v podélném řezu sací trouby a vizualizace tvaru vírového copu je zobrazena na obr. 71 a 72.



Obr. 71 Rozložení statického tlaku v řezu kolenové sací trouby (3D-E-1381K-WH-5ot-t)

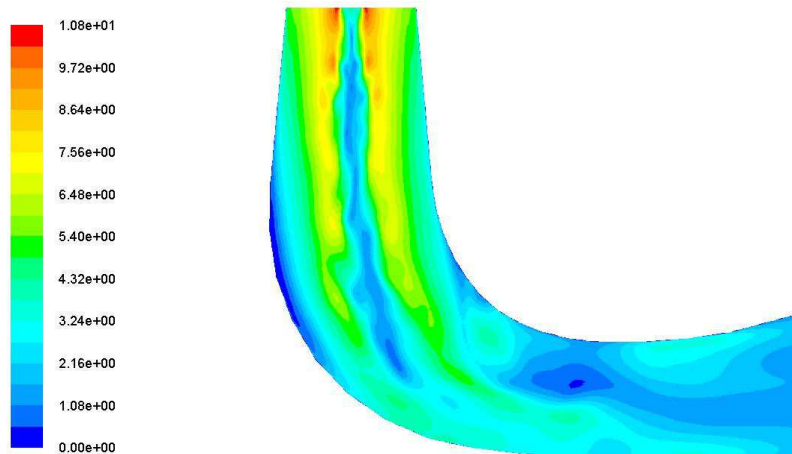
Vírový cop získaný pomocí kontury tlaku syté páry má opět dvě vírová jádra, která se vzájemně obtáčejí a společně rotují kolem osy sací trouby. Objem vírového copu byl stanoven na $0,000881\text{m}^3$.



Obr. 72 Vizualizace vírového copu v kolenové sací troubě (3D-E-1381K-WH-5ot-t)

18.1.2 Rychlostní pole v kolenové sací troubě

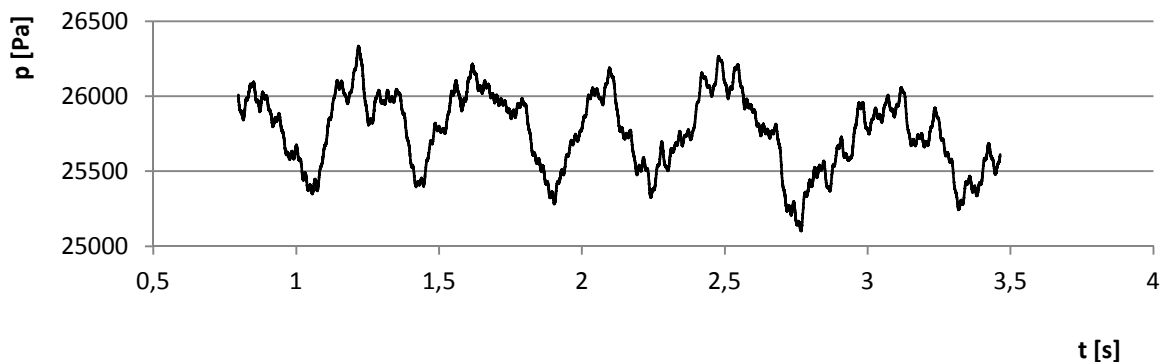
Zjištěné rychlostní pole odpovídá předchozím výsledkům. Vizualizace rychlostního pole pro tento výpočet je uvedena na následujícím obrázku.



Obr. 73 Rozložení velikosti rychlosti ($\text{v m}\cdot\text{s}^{-1}$) v řezu kolenové sací trouby (3D-E-1381K-WH-5ot-t)

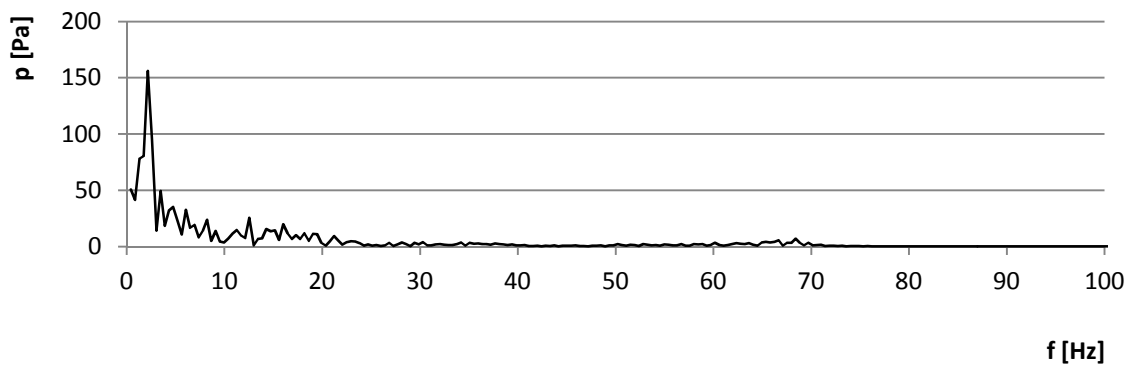
18.1.3 Vyhodnocení sledovaných veličin

Pro spektrální analýzu pulzací statického tlaku v kolenové sací troubě bylo v tomto výpočtu získáno celkem 16 000 vzorků hodnoty statického tlaku ve sledovaném bodu vstupního difuzoru. I přes velký počet těchto vzorků je celkový časový interval záznamu kratší, než záznamy s obvyklou hodnotou časového kroku. Zjištěná střední hodnota statického tlaku činila při tomto výpočtu 25 834,13Pa. Průběh hodnoty absolutního statického tlaku je uveden na následujícím grafu.



Graf 21 Průběh statického tlaku ve sledovaném bodu vstupního difuzoru (3D-E-1381K-WH-5ot-t)

V získané spektrální analýze tohoto průběhu je patrná výrazná amplituda tlakových pulzací o velikosti 156,17Pa odpovídající frekvenci 2,17Hz. Oproti většině předchozích výpočtů nejsou patrné žádné výrazně peaky tlakových pulzací v oblasti kolem 30Hz, oblast kolem 20Hz je zašuměná natolik, že vyhodnocení v tomto případě není možné. Výsledek FFT průběhu statického tlaku je uveden na grafu 22.



Graf 22 FFT předcházejícího průběhu pulzací statického tlaku (3D-E-1381K-WH-5ot-t)

18.1.4 Stanovení přímé kolenové sací trouby

Charakteristiky kolenové sací trouby byly při tomto výpočtu určeny ze 16 000 vzorků potřebných veličin. Výsledné hodnoty tlakové ztráty a účinnosti sací trouby jsou uvedeny v následující tabulce.

Δp_{tot}	5974,88Pa
η	0,7514

Tab. 24 Parametry sací trouby (3D-E-1381K-WH-5ot-t)

18.2 Jednofázový výpočet přímé sací trouby (3D-S-846K-W-5ot)

Dekompozice přímé sací trouby byla v tomto případě tvořena pouze rozdělením objemu sací trouby na jednotlivé segmenty v podélném směru. Mezní vrstva byla předdefinována pomocí nástroje pro její tvorbu programu Gambit. Síť byla v tomto případě tvořena prvky typu wedge, vyjma mezní vrstvy tvořené prvky hexahedrálními, celkově tato výpočetní síť sestává z 846 216 prvků. Parametry kvality sítě a hodnota $wall\ y^+$ jsou uvedeny v následující tabulce.

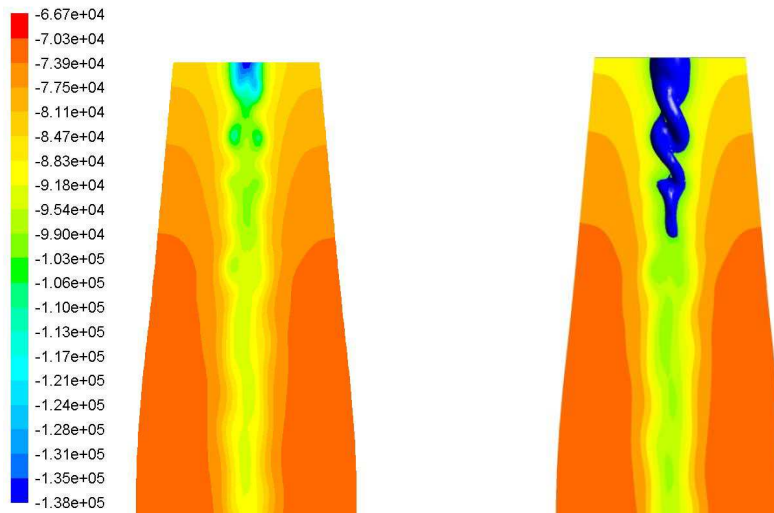
EquiSize Skew	0,366165
Aspect Ratio	44,135
y^+	109,52

Tab. 25 Parametry sací trouby (3D-S-846K-W-5ot)

Cílem tohoto výpočtu bylo zjistit, zda narušení struktury sítě na vstupním průřezu sací trouby oproti síti tvořené hexahedrálními prvky nepovede společně s použitím této okrajové podmínky k vytvoření vírového copu správného tvaru nebo tvaru získanému jinými autory při jejich jednofázových simulacích.

18.2.1 Tlakové pole v přímé sací troubě

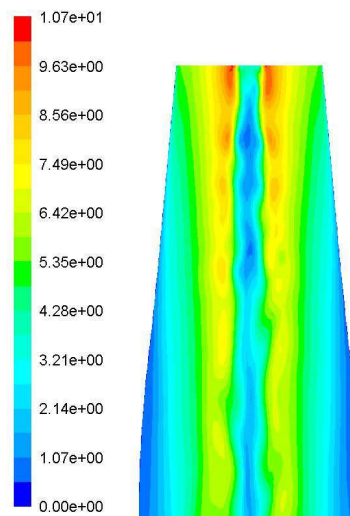
Tlakové pole zjištěné výpočtem má obdobný tvar, jako ve všech předcházejících výpočtech přímé sací trouby, opět je patrný výrazný pokles tlaku v ose sací trouby. Díky vizualizaci vírového copu je možné říci, že jeho charakter je obdobný jako v předcházejících výpočtech. Objem vírového copu byl v tomto případě stanoven na $0,0014531\text{m}^3$. Tlakové pole a vizualizace vírového copu je uvedena na obr. 74.



Obr. 74 Pole statického tlaku v řezu přímé sací trouby (v Pa) a vizualizace vírového copu (3D-S-846K-W-5ot)

18.2.2 Rychlostní pole v přímé sací troubě

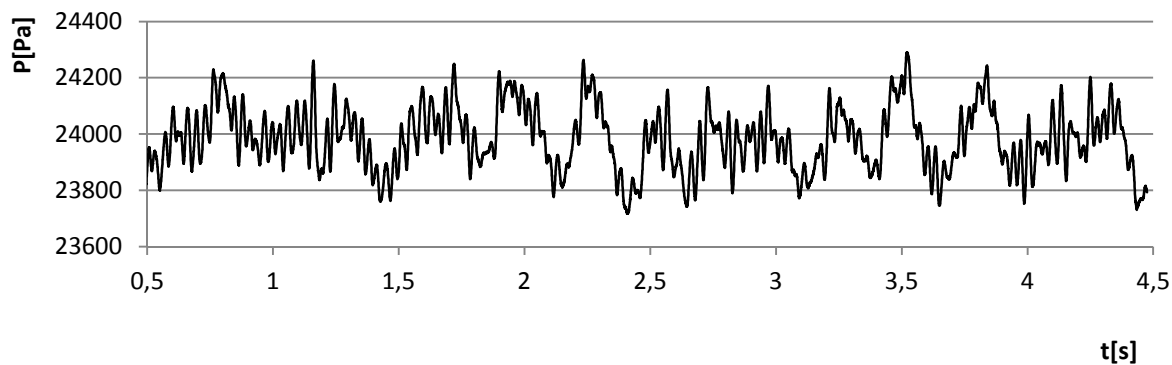
Rychlostní pole nevykazuje žádné zvláštní odchylky oproti předchozím výpočtům. Grafické znázornění rychlostního pole, získané pomocí programu Fluent, je uvedeno na obr. 75.



Obr. 75 Rozložení velikosti rychlosti ($\text{v m}\cdot\text{s}^{-1}$) v řezu přímé sací trouby (3D-S-846K-W-5ot)

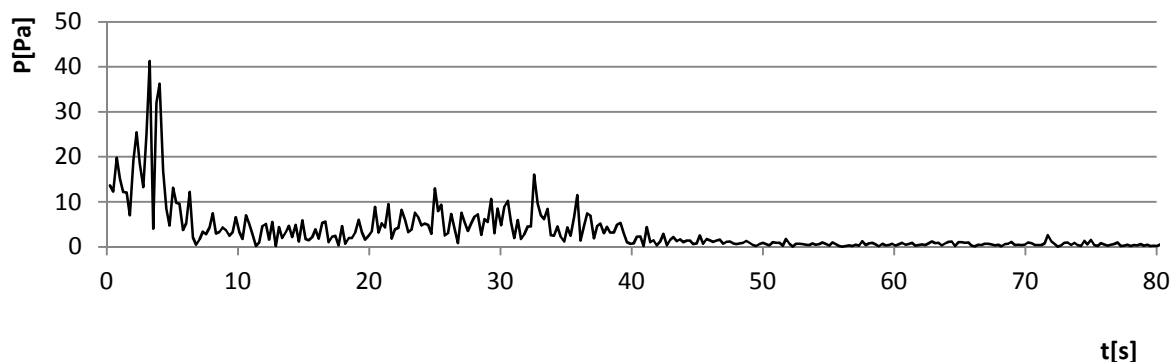
18.2.3 Vyhodnocení sledovaných veličin

V případě tohoto výpočtu bylo získáno celkem 8000 vzorků hodnoty statického tlaku ve sledovaném bodě sací trouby. Střední hodnota absolutního statického tlaku v tomto bodu činila 23983,3Pa. Průběh záznamu statického tlaku je zobrazen na následujícím grafu.



Graf 23 Průběh statického tlaku ve sledovaném bodu vstupního difuzoru (3D-S-846K-W-5ot)

Frekvenční charakteristika tlakových pulzací získaná pomocí FFT je v tomto případě poměrně zašuměné, což je patrné zejména v oblasti 20 až 40 Hz. Významné frekvence a jejich odpovídající amplitudy tlakových pulzací jsou následující. Frekvenci 3,28 Hz odpovídají tlakové pulzace o velikosti 41,3 Pa, frekvenci 25 Hz odpovídají tlakové pulzace o velikosti 13 Pa a konečně frekvenci 32,6 Hz odpovídá amplituda o velikosti 16,1 Pa. Spektrální charakteristika pulzací statického tlaku pro tento výpočet je zobrazena na grafu 24.



Graf 24 FFT předcházejícího průběhu pulzací statického tlaku (3D-S-846K-W-5ot)

18.2.4 Stanovení parametrů přímé sací trouby

Charakteristiky sací trouby zjištěné z 8000 vzorků jednotlivých veličin potřebných pro jejich stanovení jsou uvedeny v následující tabulce.

Δp_{tot}	3345,291 Pa
η	0,866

Tab. 26 Parametry sací trouby (3D-S-846K-W-5ot)

18.3 Jednofázový výpočet přímé sací trouby (3D-S-1234K-T-5ot)

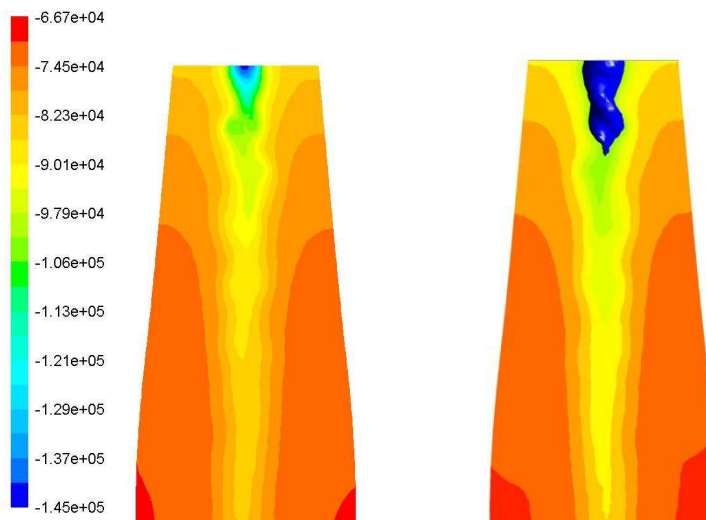
Smysl výpočtu s použitím sítě tvořené tetrahedrálními prvky byl obdobný jako v předchozím případě. Šlo o to zjistit, zda určité narušení struktury sítě, v tomto případě v celém jejím objemu a všech směrech, nepovede k získání korektních výsledků. Mezní vrstva je v tomto případě generována nástrojem pro mezní vrstvu programu Gambit. Celou síť pak tvoří celkem 1 234 827 většinou tetrahedrálních prvků, výjimku tvoří výše zmíněná mezní vrstva, která je tvořena prvky hexahedrálními. Parametry kvality sítě a hodnota y_+ získaná v průběhu výpočtu jsou uvedeny v následující tabulce.

EquiSize Skew	0,7696
Aspect Ratio	183,878
y+	41,15

Tab. 27 Parametry kvality použité sítě (3D-S-1234K-T-5ot)

18.3.1 Tlakové pole v přímé sací troubě

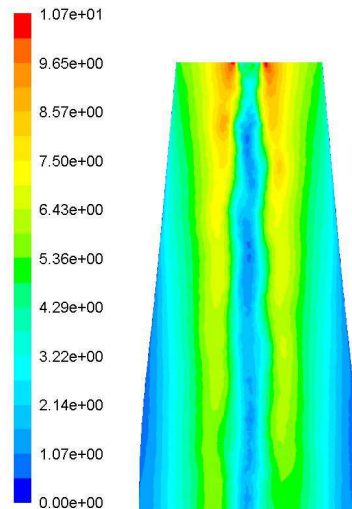
Tlakové pole získané při tomto výpočtu odpovídá svým charakterem všem předcházejícím výpočtům, které byly provedeny pro geometrii přímé sací trouby. Opět je dobře patrný pokles tlaku v ose sací trouby. Tvar vírového copu získaný pomocí izobary odpovídající tlaku syté páry vody má opět tvar charakteristický pro všechny předcházející výpočty. Vírový cop má opět dvě jádra, která se vzájemně obtáčejí a společně konají rotační pohyb kolem osy sací trouby. Je zajímavé, že i přes poměrně značný počet prvků sítě je v tomto případě získán poměrně krátký vírový cop. Hodnota jeho objemu byla stanovena pomocí programu CFD-Post na $0,001936\text{m}^3$. Grafické zobrazení tlakového pole v řezu sací trouby a vizualizace vírového copu jsou zobrazeny na obr. 76.



Obr. 76 Pole statického tlaku v řezu přímé sací trouby (v Pa) a vizualizace vírového copu (3D-S-1234K-T-5ot)

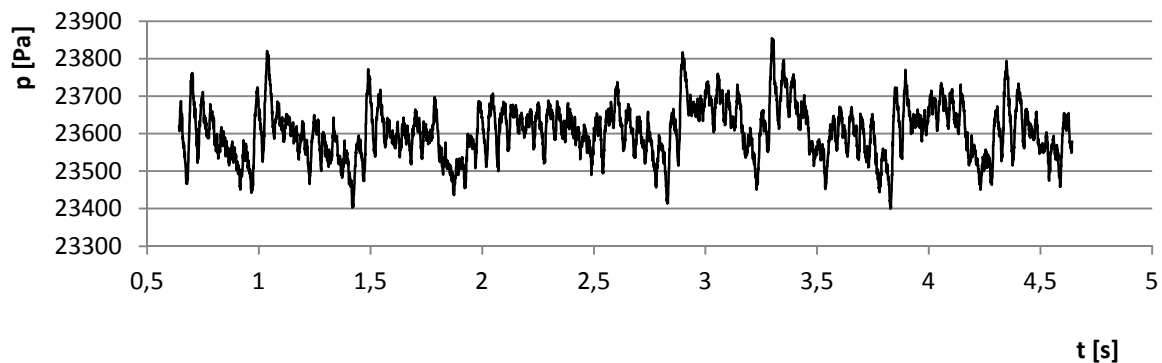
18.3.2 Rychlostní pole v přímé sací troubě

Rychlostní pole zobrazené na obr. 77 odpovídá tlakovému poli a tedy i všem předchozím výpočtům provedeným pro geometrii přímé sací trouby.

Obr. 77 Rozložení velikosti rychlosti ($v \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) v řezu přímé sací trouby (3D-S-1234K-T-5ot)

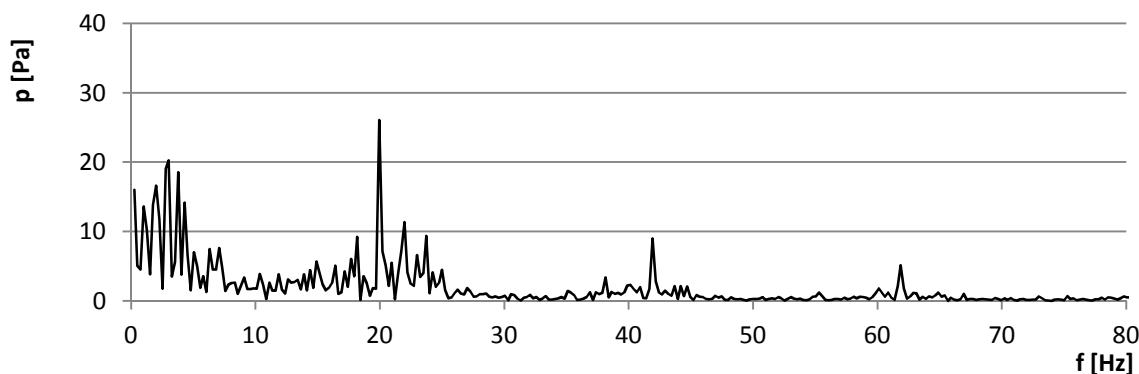
18.3.3 Vyhodnocení sledovaných veličin

Průběh hodnoty absolutního statického tlaku ve sledovaném bodě vstupního difuzoru sací trouby se v tomto případě skládá z 8000 vzorků. Střední hodnota tohoto průběhu tlakových pulzací činí 23 605,36Pa. Průběh tlakových pulzací získaný při tomto výpočtu je zobrazen na grafu 25.



Graf 25 Průběh statického tlaku ve sledovaném bodu vstupního difuzoru (3D-S-1234K-T-5ot)

Provedená spektrální analýza průběhu tlakových pulzací je zobrazena na grafu 25. Oblast frekvencí nižších než 10Hz je značně zašuměná, díky čemuž není možné signál v této oblasti frekvencí vyhodnotit. Nejvýraznější špička amplitudy tlakových pulzací o velikosti 26,1Pa odpovídá frekvenci 19,9Hz. V tomto výpočtu se objevují také výrazné peaky tlakových pulzací v oblasti vyšších frekvencí než obvykle. Jedná se o frekvenci 41,9Hz (9Pa) a frekvenci 61,9Hz (5,11Pa).



Graf 26 FFT předcházejícího průběhu pulzací statického tlaku (3D-S-1234K-T-5ot)

18.3.4 Stanovení přímé parametrů kolenové sací trouby

Charakteristiky sací trouby zjištěné z 8000 vzorků jednotlivých veličin potřebných pro jejich stanovení jsou uvedeny v následující tabulce.

Δp_{tot}	3471,651Pa
η	0,854

Tab. 28 Parametry sací trouby (3D-S-1234K-T-5ot)

18.4 Shrnutí doplňkových výpočtů pro časově středovanou okrajovou podmínku

V tomto případě byly provedeny tři doplňkové výpočty, svým charakterem navazující na předchozí doplňkový výpočet ověřující vliv sítě na získané výsledky (3D-S-1716K-W-avg).

První doplňkový výpočet používal poměrně hustou síť kolenové sací trouby, jejíž centrální objemy tvořily prvky typu wedge. V tomto případě byla použita snižená hodnota časového kroku na 0,000166667s, z důvodu udržení konstantní kvality konvergence v průběhu výpočtu. Přestože bylo získáno celkem 16 000 vzorků hodnoty statického tlaku ve sledovaném bodu vstupního difuzoru sací trouby, výsledná spektrální analýza není srovnatelná s předchozími výpočty. To může být způsobeno kratší dobou záznamu průběhu tlaku. Zjištěné parametry kolenové sací trouby se neliší výrazným způsobem od předchozích výsledků získaných pro tuto síť.

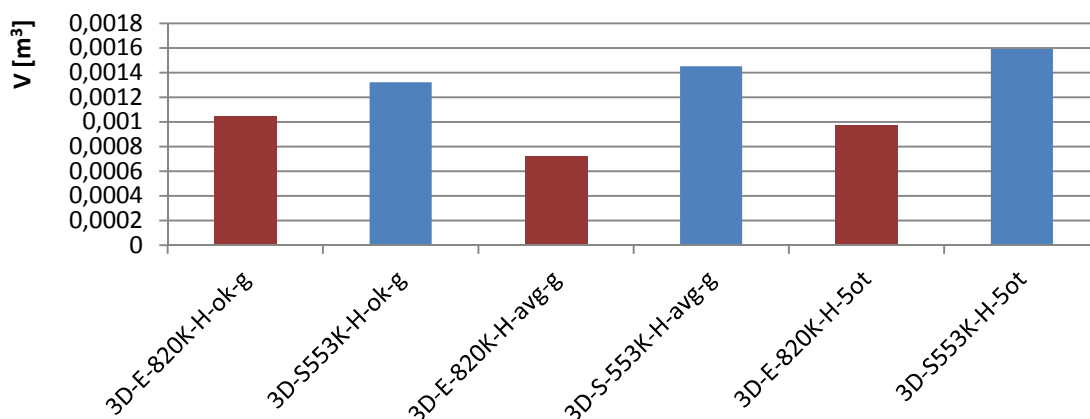
Následující dva byly provedeny pro geometrii přímé sací trouby. Spektrální analýza tlakových pulzací získaná při použití sítě tvořené prvky typu wedge je značně zašuměná v oblasti 20Hz až 40Hz, naproti tomu analýza tlakových pulzací získaná při použití sítě tvořené tetrahedrálními prvky obsahuje výrazné peaky tlakových pulzací. Ty se nacházejí v oblasti blízké 20, 40 a 60Hz. V případě tlakových pulzací na vyšších frekvencích (40 a 60Hz) ovšem nejde o přesné násobky frekvence nejnižší. Parametry sací trouby se při použití obou sítí výrazně nevymykají předchozím výsledkům.

19 Závěrečné srovnání jednotlivých výpočtů

V předchozích kapitolách byly popsány výsledky poměrně velkého počtu výpočtů, pro snadnější orientaci mezi těmito daty bylo vytvořeno několik grafů vzájemně srovnávající výsledky výpočtů jednotlivých kategorií.

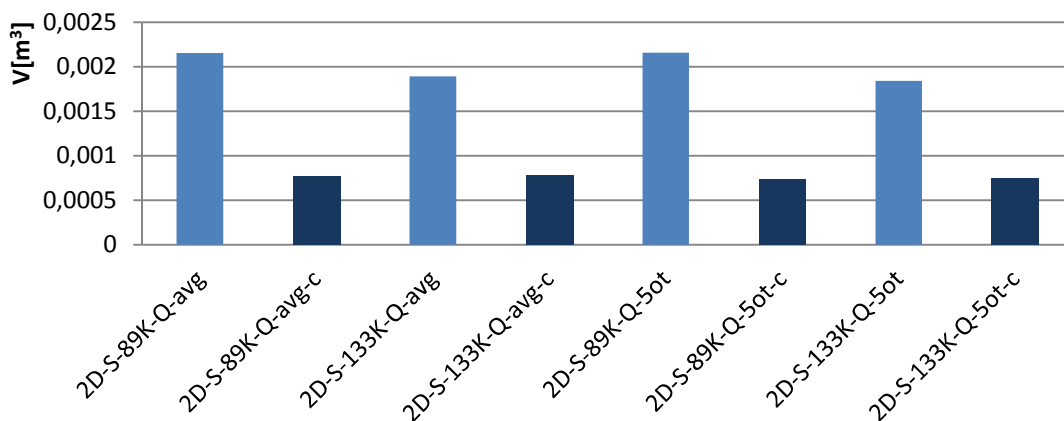
19.1 Srovnání objemu vírového copu

Pro zjištění objemu vírového copu byly použity tři způsoby v závislosti na charakteru zpracovávaného výpočtu. Jednalo se o zjištění objemu vírového copu pomocí programu CFD-Post v případě jednofázových prostorových výpočtů, v případě osově symetrických výpočtů bylo nutné objem vírového copu zjišťovat pomocí dat exportovaných do CAD programu Inventor. Dvoufázové prostorové výpočty nebyly vyhodnocovány vzhledem k charakteru průběhu výpočtu, respektive jejich výsledkům. V případě osově symetrických dvoufázových výpočtů byl objem vírového copu stanoven na základě objemu vodní páry nacházející se v sací troubě. Ze sloupcového grafu výsledků základních výpočtů provedených na srovnatelných hexahedrálních sítích je jasné patrné, že objem vírového copu byl ve všech případech větší v přímé sací troubě (viz graf. 27)



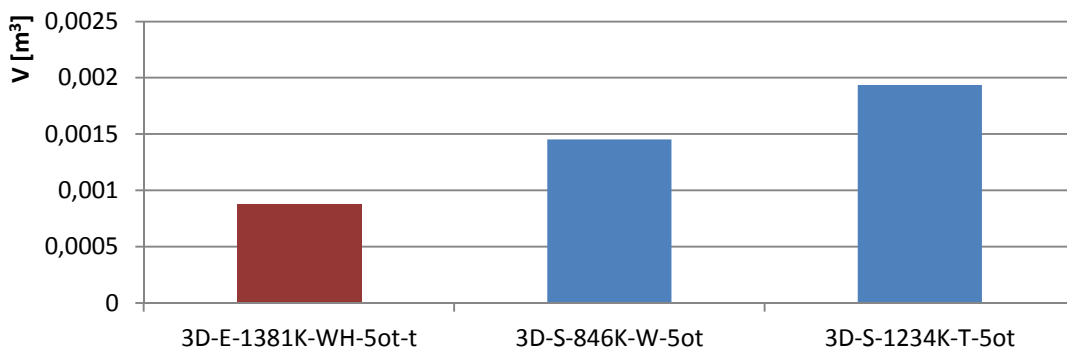
Graf 27 Srovnání objemu copu v rámci základních výpočtů

V případě osově symetrických výpočtů je dobře patrný rozdíl mezi objemem vírového copu, stanoveném na základě objemu vodní páry a objemu vírového copu stanoveného na základě izobary odpovídající tlaků syté páry vody. V případě dvoufázových výpočtů byl objem vírového copu značně menší, což je dobře patrné z následujícího grafu.



Graf 28 Srovnání objemu copu v rámci osově symetrických výpočtů

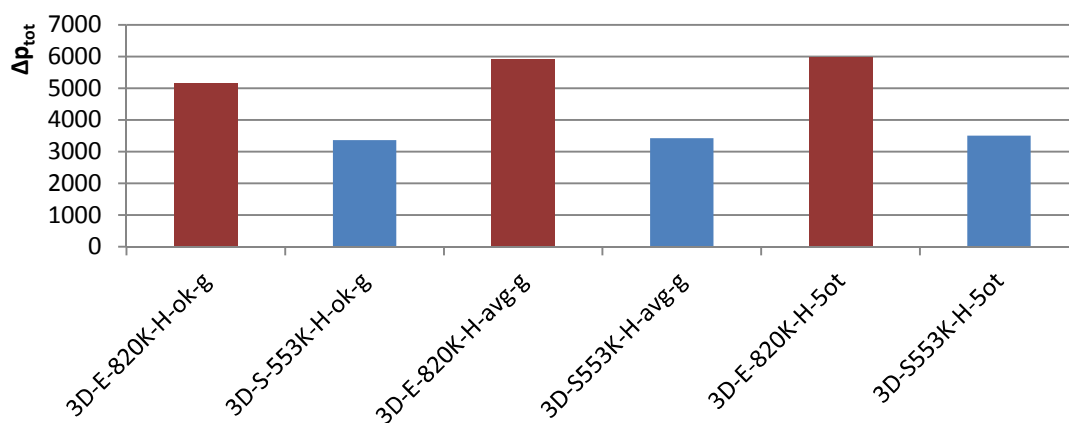
V případě doplňkových výpočtů byly výsledky obdobné, jako u výpočtů základních, opět je patrné, že vírový cop predikovaný v kolenové sací troubě má výrazně menší objem, než vírové copy přímé sací trouby.



Graf 29 Srovnání objemu copu v rámci doplňkových výpočtů

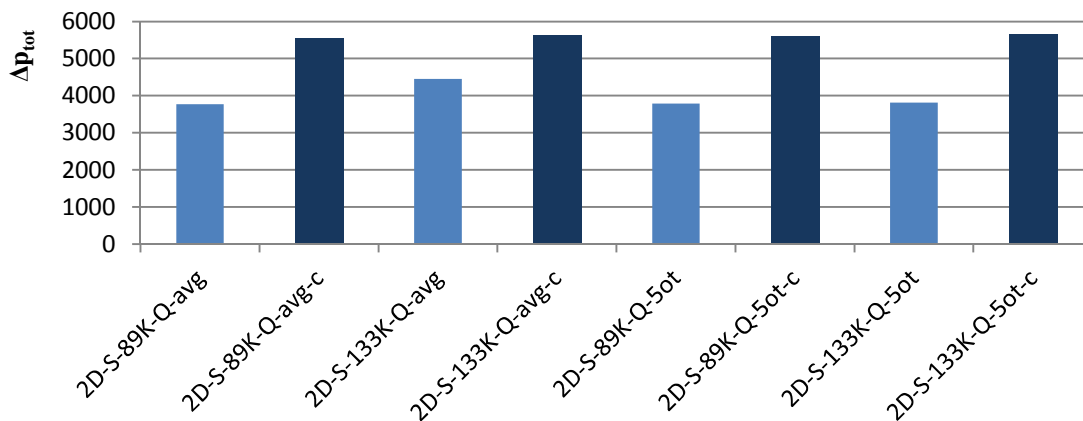
19.2 Srovnání tlakové ztráty

Při srovnání tlakové ztráty získané v rámci základních výpočtů je dobře patrné, že tento parametr je, dle očekávání, daleko méně příznivý u kolenové sací trouby, kde tlaková ztráta dosahuje ve všech případech hodnoty nad 5000Pa. U přímé sací trouby je patrný zřetelný pokles tlakové ztráty, jejíž hodnota se bez ohledu na použitou vstupní okrajovou podmínku blíží 3500Pa. Tyto výsledky zobrazuje graf 30.



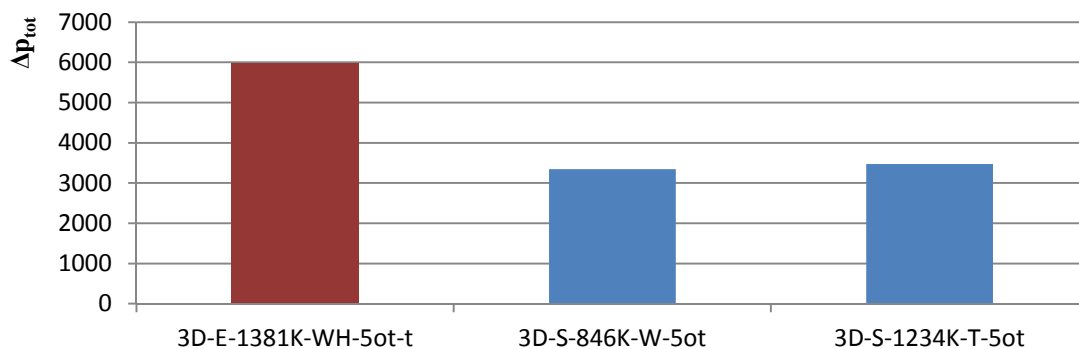
Graf 30 Srovnání tlakové ztráty v rámci základních výpočtů

V případě osově symetrických výpočtů je jasně patrný nárůst tlakové ztráty při uvažování mechanismu kavitace. Hodnota tlakové ztráty dvoufázových výpočtů je srovnatelná s hodnotami tlakových ztrát zjištěných pro jednofázové výpočty kolenové sací trouby. Naproti tomu hodnota tlakové ztráty zjištěná při osově symetrických jednofázových výpočtech poměrně dobře odpovídá prostorovým výpočtům přímé sací trouby, i když je patrný určitý nárůst tlakových ztrát na hodnoty blízké 3800Pa. Výsledky všech osově symetrických výpočtů zobrazuje následující graf.



Graf 31 Srovnání tlakové ztráty v rámci osově symetrických výpočtů

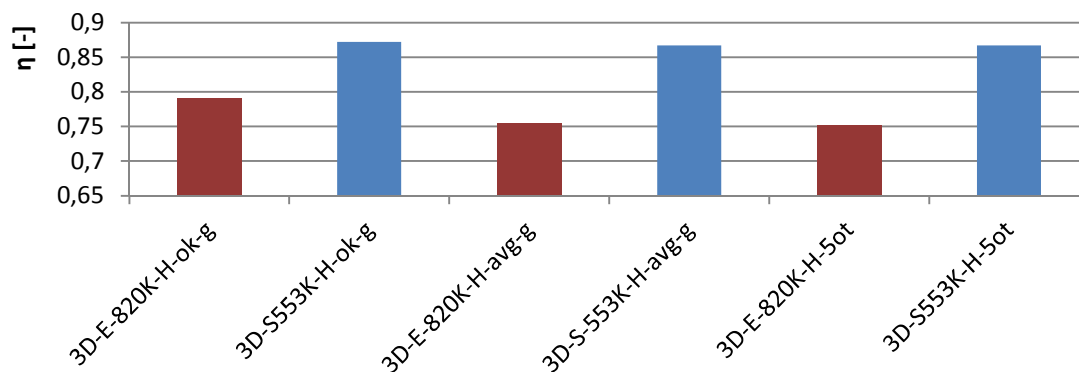
Výsledky doplňkových výpočtů odpovídají výsledkům výpočtů hlavních, opět je patrná vyšší tlaková ztráta v případě geometrie kolenové sací trouby.



Graf 32 Srovnání tlakové ztráty v rámci doplňkových výpočtů

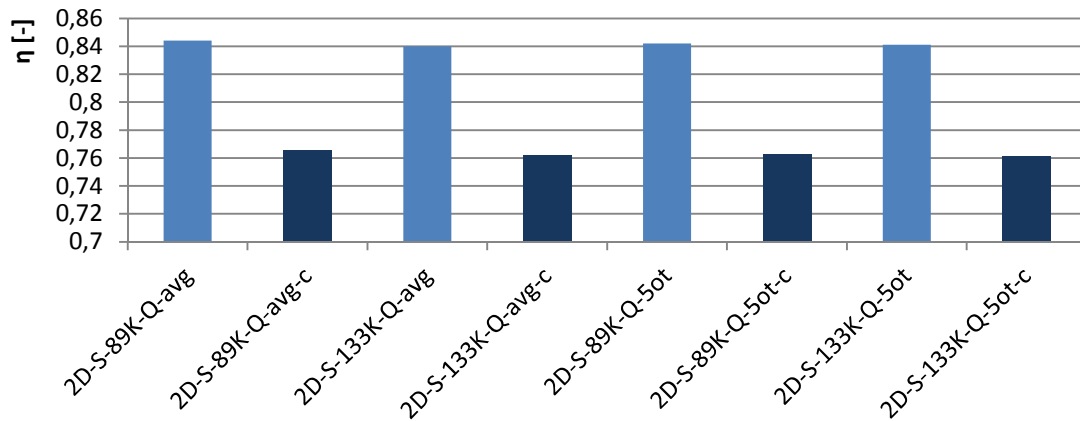
19.3 Srovnání účinnosti sací trouby

Tyto výsledky obecně odpovídají výsledkům zjištěných tlakových ztrát popsaných v předchozí kapitole. V případě základních výpočtů je patrné, že bez ohledu na typ použité vstupní okrajové podmínky zůstává účinnost kolenové sací trouby zhruba o 10% nižší, než účinnost přímé sací trouby, což je patrné z následujícího grafu.



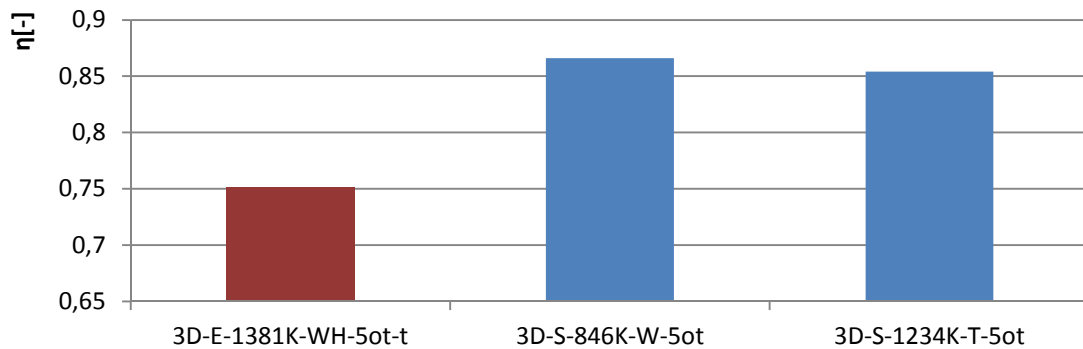
Graf 33 Srovnání účinnosti sací trouby v rámci základních výpočtů

V případě osově symetrických výpočtů je situace obdobná. Výsledky jednofázových výpočtů poměrně dobře odpovídají výsledkům jednofázových výpočtů provedených s plnou geometrií přímé sací trouby. Při zahrnutí vlivu kavitace byla zjištěná účinnost oproti jednofázovým výpočtům vždy zhruba o 8% nižší vlivem ztrát provázejících tento jev a celkové změny charakteru proudění v sací troubě. Porovnání účinností zjištěných při osově symetrických výpočtech zobrazuje graf 34.



Graf 34 Srovnání účinnosti sací trouby v rámci osově symetrických výpočtů

Výsledky doplňujících výpočtů odpovídají výsledkům výpočtů základních, opět je patrný pokles účinnosti v případě kolenové sací trouby (viz graf 35).



Graf 35 Srovnání účinnosti sací trouby v rámci osově symetrických výpočtů

20 Závěr

Cílem této práce bylo ověřit možnosti zjednodušení CFD výpočtů nadoptimálního proudění sací troubou Francisovy turbíny. Tento provozní stav se vyznačuje vznikem osově symetrického vírového copu charakteristického tvaru, který v energetickém systému vodní elektrárny působí jako zdroj samobuzených tlakových pulzací vznikajících vlivem změny objemu tohoto útvaru.

Vzhledem k velkému počtu prezentovaných výpočtů bylo vytvořeno jednoznačné označení jednotlivých úloh, které byly dále rozděleny na tři kategorie (viz kapitola 11.4). V rámci každé kapitoly je uvedeno určité shrnutí získaných výsledků, ve kterých lze nalézt podrobnější závěry pro jednotlivé výpočty.

V rámci výpočtů se podařilo predikovat vznik nestability proudění v ose sací trouby a to bez ohledu na zvolený přístup k výpočtu. Vírový cop v ose sací trouby vznikl jak při výpočtech jednofázových, tak dvoufázových a to bez ohledu na to, zda byly provedeny jako prostorové nebo osově symetrické. Problém ovšem představoval samotný tvar vírového copu, který neodpovídá realitě ani prezentovaným výsledkům jiných autorů.

Z tohoto důvodu byl řešen vliv charakteru použité okrajové podmínky. Byly provedeny výpočty s neupravenou okamžitou vstupní okrajovou podmínkou, okamžitou okrajovou podmínkou vzniklou obvodovým středováním a následným vyhlazením jednotlivých profilů vstupních okrajových veličin a také výpočty využívající vstupní okrajovou podmínku vytvořenou časovým středováním z pěti otáček oběžného kola Francisovy turbíny. Vliv použité okrajové podmínky na tvar vznikajícího vírového copu při jednofázových prostorových výpočtech je zanedbatelný, což dokazují výsledky hlavních výpočtů provedených pro přímou i kolenovou sací troubu. Ve všech těchto případech vznikl vírový cop tvořený dvěma jádry rotujícími kolem osy sací trouby.

Stejných výsledků bylo dosaženo i v případě jednofázových doplňkových výpočtů, v rámci kterých byl ověřován zejména vliv charakteru použité sítě, její hustoty, rozložení prvků sítě na jejím vstupu, ale také délka zvoleného časového kroku.

Tvar vírového copu získaného v rámci osově symetrických výpočtů byl odlišný. V rámci jednofázových výpočtů byl tvar kavitační oblasti stanovený pomocí hodnoty tlaku syté páry protáhlý, při přechodu na dvoufázový výpočet se tvar změnil. Kavitační oblast dvoufázových výpočtů, měla tvar poměrně velké dutiny obsahující velký podíl vodní páry, na kterou navazoval druhý, podstatně menší, protáhlý objem.

Objem kavitační oblasti se lišil v závislosti na charakteru výpočtu i použité geometrie. Největší vírový cop vznikl při jednofázových výpočtech přímé sací trouby, naopak nejmenší hodnoty objemu copu byly získány při dvoufázových výpočtech. V rámci hlavních výpočtů vznikaly objemnější vírové copy v případě přímé sací trouby. Tyto závěry jsou zobrazeny pomocí grafů v kapitole 19.1.

V rámci osově symetrických výpočtů nedocházelo ke vzniku tlakových pulzací, jelikož tlakové pole v sací troubě bylo stacionární a vírový cop výrazně neměnil svou polohu ani objem. Z tohoto důvodu nebylo možné na základě osově symetrických výpočtů určovat dynamické charakteristiky proudění v sací troubě.

Je třeba zdůraznit, že při nasazení osově symetrického přístupu došlo ke značné redukci časových nároků na provedení výpočtu. Zatímco při použití plné geometrie trval výpočet, v závislosti na použité geometrii sací trouby a její sítě, od čtyř do sedmi dnů (pro ustálení a následném výpočet 8000 časových kroků pro FFT), oproti zhruba dvaceti hodinám v případě osově symetrického výpočtu (pro stejný počet časových kroků). Značnou úsporu času

představuje také samotná tvorba sítě, která je v případě osově symetrických výpočtů výrazně jednodušší.

Jako značně problematické se ukázalo provedení dvoufázových prostorových výpočtů, v průběhu kterých se vyskytla řada problémů bez ohledu na typ zvolené sítě nebo snižování hodnot koeficientů podrelaxace. V průběhu výpočtů nedocházelo ke vzniku tlakových pulzací, proto nebyly vyhodnocovány dynamické vlastnosti proudění. (viz kapitola 15).

Vzhledem k tomu, že se výše zmíněné problémy s charakterem získaného vírového copu nepodařilo odstranit ani přes velké množství ověřovaných parametrů nastavení výpočtů a vlivu použité sítě, je možné předpokládat, že jsou způsobeny nevhodně zadanou okrajovou podmínkou. Tato domněnka je podložena jednak jednotlivými výpočty, ale také faktem, že citovaní autoři ve svých výpočtech používali úplnou, nebo alespoň částečnou geometrii oběžného kola Francisovy turbíny (viz obr. 9 a 10). Dá se tedy předpokládat, že zadání okrajové podmínky v místě sací trouby, kde je již vírový cop plně vyvinut je nevhodné a neumožňuje získat korektní výsledky. Pro ověření tohoto předpokladu by bylo vhodné provést výpočet s geometrií oběžného kola a příslušnou okrajovou podmínkou, tato data ovšem nebyla k dispozici.

V rámci základních a některých doplňkových jednofázových výpočtů byla provedena spektrální analýza tlakových pulzací vznikajících ve vstupním difuzoru sací trouby. V průběhu výpočtů byl stanoven minimální počet časových kroků pro provedení FFT na přibližně 8000 záznamů hodnoty statického tlaku ve zkoumaném bodu vstupního difuzoru. Konkrétní výsledky je možné dohledat v jednotlivých kapitolách. Obecně se často vyskytovaly výrazné tlakové pulzace v oblasti frekvencí kolem 20 a 30Hz, přičemž amplitudy tlakových pulzací měly menší hodnotu v případě přímé sací trouby.

Z pohledu možnosti získání použitelné spektrální charakteristiky tlakových pulzací se neosvědčily sítě, které byly částečně nebo úplně tvořené prvky typu wedge, kdy získané frekvenční charakteristiky byly značně zašuměné (viz kap. 18.1 a 18.2). Naopak poměrně čistá frekvenční charakteristika s výraznými peaky tlakových pulzací byla získána při nasazení husté tetrahedrální sítě (viz graf 26), nicméně zjištěné frekvence nebyly harmonické, byť rozdíl od celočíselných násobků nebyl příliš velký.

21 Seznam použité literatury

- [1] MELICHAR, Jan; BLÁHA, Jaroslav; BRADA, Karel: *Hydraulické Stroje Konstrukce a Provoz*. 1. vydání. Praha: Vydavatelství ČVUT, 2002. 378s. ISBN 80-01-02657.
- [2] *Winglets* [online]. c2008 [cit. 2013-05-02]. Dostupné z: <<http://www.nasa.gov/centers/dryden/about/Organizations/Technology/Facts/TF-2004-15-DFRC.html>>
- [3] BRDIČKA, Miroslav, Ladislav SAMEK a Bruno SOPKO. *Mechanika kontinua*. Vyd. 4., rev. a upr. Praha: Academia, 2011, 878 s. ISBN 978-80-200-2039-0.
- [4] KUNDU, Pijush K.; COHEN, Ira M.: *Fluid Mechanics*. Fourth Edition. San Diego: Academic Press, 2008. 872s. ISBN 978-0-12-373735-9.
- [5] ŠTIGLER, Jaroslav: *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] ALEKSEENKO, S.V.; KUIBIN, P.A.; OKULOV, V.L.: *Theory of Concentrated Vortices. First Edition*. Berlin: Springer, 2007. 487s. ISBN 978-3-540-73375-1
- [7] ŠVAŇHAL, R.: *Vírové struktury s kavitujičím jádrem*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2010.74s. Vedoucí diplomové práce doc. Ing. Pavel Rudolf Ph.D.
- [8] RUDOLF, Pavel. *Výpočtové modelování proudění*. [přednášky vyučovaného předmětu]. Brno: VUT 2012.
- [9] *ANSYS FLUENT 12.0: Theory Guide* [online]. c2009 [cit. 1. 4. 2013]. Dostupné z WWW: <<http://www.sharcnet.ca/Software/Fluent12/pdf/th/flth.pdf>>
- [10] NOSKIEVIČ, Jaromír. *Kavitace v hydraulických strojích a zařízeních*. 1. vydání Praha: SNTL, 1990, 278 s. ISBN 80-030-0206-0.
- [11] HLAVÁČEK, D. *Kavitujičí proudění v konvergentně-divergentní trysce*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2012. 76 s. Vedoucí diplomové práce doc. Ing. Pavel Rudolf, Ph.D.
- [12] KIRSCHNER, O., RUPRECHT A., SUSAN-RESIGA, R.F., MUNTEAN, S. *Swirling Flow in a Straight Cone Draft Tube: Axi-Symmetric FFlow Analysis and Comparison with Circumferentially Averaged PIV Measurements*. Sborník konference 2nd IAHR International Meeting of the Workgroup on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems, 2007. pp. 185-196.
- [13] BRENNEN, Christopher E. *Cavitation and bubble dynamics*. 1st ed. New York: Oxford University Press, 1995, xxvi, 613 s. ISBN 01-950-9409-3.

- [14] NECHLEBA, Miroslav. *Vodní turbíny, jejich konstrukce a příslušenství*. 2. vyd. Praha: SNTL, 1962.
- [15] MELICHAR, Jan, Jan VOJTEK a Jaroslav BLÁHA. *Malé vodní turbíny: konstrukce a provoz*. Vyd. 1. Praha: ČVUT, 1998. ISBN 80-010-1808-3.
- [16] DÖRFLER, Peter, Mirjam SICK a André COUTU. *Flow-induced pulsation and vibration in hydroelectric machinery: engineer's guidebook for planning, design and troubleshooting*. London: Springer, 2013. ISBN 978-1-4471-4251-5
- [17] SKOTÁK, Aleš. *Vírové struktury v savce vodní turbíny: Vortex structures in a water turbine draft tube*. Brno: VUT FSI, 2004. 68s.
- [18] KIRSCHNER, O, A RUPRECHT, E GÖDE a S RIEDELBAUCH. *Experimental investigation of pressure pulsation in a simplified draft tube*. Sborník konference 3rd IAHR International Meeting of the Workgroup on Cavitation and Dynamic Problem in Hydraulic Machinery and systems, 2009. pp. 55-64.
- [19] JOŠT, Dragica a Andrej LIPEJ. *Numerical Prediction of the Vortex Rope in the Draft Tube*. Sborník konference 3rd IAHR International Meeting of the Workgroup on Cavitation and Dynamic Problem in Hydraulic Machinery and systems, 2009. pp. 75-85.
- [20] FLEMMING, Felix, Jason FOUST, Jiri KOUTNIK a Richard K. FISHER. *Overload Surge Investigation Using CFD Data*. *International Journal of Fluid Machinery and Systems*. 2009, vol. 2, issue 4. DOI: 10.5293/IJFMS.2009.2.4.315.
- [21] DÖRFLER, P K, M KELLER a O BRAUN. Francis full-load surge mechanism identified by unsteady 2-phase CFD. *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*. 2010-05-01, vol. 12, DOI: 10.1088/1755-1315/12/1/012026.
- [22] ALLIGNÉ, S, P MARUZEWSKI, T DINH, B WANG, A FEDOROV, J IOSFIN a F AVELLAN. *Prediction of a Francis Turbine Prototype Full Load Instab Investigations on the Reduced Scale Model*. *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*. 2010, vol. 12. DOI: 10.1088/1755-1315/12/1/012025.
- [23] SUSAN-RESIGA, R. F., MUNTEAN, S. TANASA, C., BOSIOC, A.: *Three-Dimensional Versus Two-Dimensional Axisymmetric Analysis For Decelerated Swirling Flows*. Conference on Modelling Fluid Flow (CMFF'09), 2009.
- [24] SUSAN-RESIGA, R. F., THI V. C., MUNTEAN, S., CIOCAN G.D., NENNEMANN, B.: *Jet Control of the Draft Tube Vortex Rope in Francis Turbines at Partial Discharge*. 23rd IAHR Symposium. Yokohama, 2006.
- [25] NISHI M., WANG X.M., YOSHIDA K., TAKASHI T., TSUKAMOTO T.: *An Experimental Study on Fins, Their Role in Control of the Draft Tube Surging*. 18th IAHR Symposium of Hydraulic Machinery and Cavitation. Valencia, 1996.
- [26] PŮLPITEL L., SKOTÁK A., Koutník J.: *Instalation of Fins to Deep Submerged Pump-Turbine Draft Tube*. Conference on Hydrovision. Nevada-USA, 1998.

- [27] ZAPLATÍLEK, Karel a Bohuslav DOŇAR. *MATLAB: Začínáme se Signály*. 1. vyd. Praha: BEN - technická literatura, 2006. ISBN 80-730-0200-0.

21.1 Zdroje obrázků

- [28] *Cavitation in Control Valves* [online]. c2003 [cit. 20.5.2013]. Dostupné z WWW: <http://www.samson.de/pdf_en/l351en.pdf>

22 Seznam příloh

- Příloha A: Vstupní okrajové podmínky.
- Příloha B: Výpočetní síť použité ve výpočtech se vstupní okrajovou podmínkou získanou časovým středováním z pěti otáček oběžného kola.
- Příloha C: Dvoufázové prostorové výpočty provedené v rámci kapitoly 15.