

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
FAKULTA STROJNÍ

Studijní program: N2301 Strojní inženýrství
Studijní zaměření: Stavba energetických strojů a zařízení

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Vyhodnocení obecné průtokové a silové charakteristiky typového provedení neodlehčeného regulačního ventilu s trámčovou regulací turbíny

Autor: **Bc. Martin Pelikán**
Vedoucí práce: **Dr. Ing. Jaroslav Synáč**

Akademický rok 2018/2019

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Bc. Martin PELIKÁN**
Osobní číslo: **S17N0088P**
Studijní program: **N2301 Strojní inženýrství**
Studijní obor: **Stavba energetických strojů a zařízení**
Název tématu: **Vyhodnocení obecné průtokové a silové charakteristiky
typového provedení neodlehčeného regulačního ventilu
s trámcovou regulací turbíny**
Zadávací katedra: **Katedra energetických strojů a zařízení**

Z á s a d y p r o v y p r a c o v á n í :

Osnova práce:

1. Úvod.
2. Vyhodnocení vlivu 3D proudění ve ventilové komoře trámcového systému regulace na průběh obecné průtokové charakteristiky.
3. Vyhodnocení režimů, při kterých dochází k odtržení proudu od stěn difuzoru.
4. Stanovení souboru aerodynamických parametrů pro provedení neodlehčeného regulačního ventilu.
5. Závěr.

Rozsah grafických prací: závislosti průtoku ventilem

Rozsah kvalifikační práce: 50 - 70 stran

Forma zpracování diplomové práce: tištěná/elektronická

Seznam odborné literatury:

- ŠČEGLAJEV A. V.: Parní turbíny, Praha, 1983
- DVOŘÁK R.: Vnitřní aerodynamika, ČVUT, Praha, 1987

Vedoucí diplomové práce:

Dr. Ing. Jaroslav Synáč

Katedra energetických strojů a zařízení

Konzultant diplomové práce:

Ing. Ladislav Tajč, CSc.

Doosan Škoda Power

Datum zadání diplomové práce: **30. října 2018**

Termín odevzdání diplomové práce: **24. května 2019**



Doc. Ing. Milan Edl, Ph.D.
děkan



L.S.



Dr. Ing. Jaroslav Synáč
vedoucí katedry

V Plzni dne 25. října 2018

Prohlášení o autorství

Předkládám tímto k posouzení a obhajobě diplomovou práci, zpracovanou na závěr studia na Fakultě strojní Západočeské univerzity v Plzni.

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně, s použitím odborné literatury a pramenů, uvedených v seznamu, který je součástí této diplomové práce.

V Plzni dne:

.....
podpis autora

Poděkování

Tímto bych rád poděkoval vedoucímu práce Dr. Ing. Jaroslavovi Synáčovi a konzultantovi Ing. Ladislavovi Tajčovi, CSc. za mnoho užitečných rad a nemalé množství času, které mi během psaní této práce věnovali. Dále bych chtěl poděkovat všem, kteří mi v průběhu psaní této práce pomáhali a také firmě Doosan Škoda Power s.r.o. za poskytnutí velice zajímavého tématu diplomové práce.

Děkuji také své rodině, známým a přítelkyni za psychickou a materiální podporu při studiu na Fakultě strojní Západočeské univerzity v Plzni.

ANOTAČNÍ LIST DIPLOMOVÉ PRÁCE

AUTOR	Příjmení Pelikán	Jméno Martin		
STUDIJNÍ OBOR	23-02-T013 / Stavba energetických strojů a zařízení			
VEDOUCÍ PRÁCE	Příjmení (včetně titulů) Dr. Ing. Synáč	Jméno Jaroslav		
PRACOVIŠTĚ	ZČU - FST - KKE			
DRUH PRÁCE	DIPLOMOVÁ	BAKALÁŘSKÁ	Nehodící se škrtněte	
NÁZEV PRÁCE	Vyhodnocení obecné průtokové a silové charakteristiky typového provedení neodlehčeného regulačního ventilu s trámcovou regulací turbíny			

FAKULTA	strojní	KATEDRA	KKE	ROK ODEVZD.	2019
----------------	---------	----------------	-----	------------------------	------

POČET STRAN (A4 a ekvivalentů A4)

CELKEM	69	TEXTOVÁ ČÁST	57	GRAFICKÁ ČÁST	12
---------------	----	---------------------	----	--------------------------	----

STRUČNÝ POPIS ZAMĚŘENÍ, TÉMA, CÍL POZNATKY A PŘÍNOSY	Tato diplomová práce se zabývá numerickou simulací proudění v neodlehčeném regulačním ventilu trámcové regulace. Výsledkem je celý soubor aerodynamických parametrů, zejména průtoková a silová charakteristika ventilu. Numerickou simulací byl také zkoumán vliv symetrické a 3D geometrie na průběh průtokové charakteristiky ventilu. Pro výpočet byl použit software ANSYS 18.0.
KLÍČOVÁ SLOVA	CFD, CFX, trámcová regulace, ventil, přehřátá pára, numerická simulace, proudění

SUMMARY OF DIPLOMA THESIS

AUTHOR	Surname Pelikán	Name Martin	
FIELD OF STUDY	23-02-T013 / Design of Power Machines and Equipment		
SUPERVISOR	Surname (Inclusive of Degrees) Dr. Ing. Synáč	Name Jaroslav	
INSTITUTION	ZČU - FST - KKE		
TYPE OF WORK	DIPLOMA	BACHELOR	Delete when not applicable
TITLE OF THE WORK	Evaluation of the general flow and force characteristics of the non-lightweight regulating valve with the beam control of the turbine		

FACULTY	Mechanical Engineering	DEPARTMENT	Power System Engineering	SUBMITTED IN	2019
----------------	------------------------	-------------------	--------------------------	---------------------	------

NUMBER OF PAGES (A4 and eq. A4)

TOTALLY	69	TEXT PART	57	GRAPHICAL PART	12
----------------	----	------------------	----	-----------------------	----

BRIEF DESCRIPTION TOPIC, GOAL, RESULTS AND CONTRIBUTIONS	This diploma thesis deals with the numerical simulation of flow in the non-lightweight regulating valve with the beam control. The result is a whole set of aerodynamic parameters. The main of these parameters are flow and force characteristics of the regulating valve. An effect of symmetrical and 3D geometry at flow characteristic was evaluated by numerical simulation. The ANSYS 18.0 software was used for the simulation.
KEY WORDS	CFD, CFX, beam control, valve, dry steam, numerical simulation, flow

Seznam použitých symbolů a veličin

Veličina	Jednotka	Název
a	$[\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$	Rychlost zvuku
a_t	$[\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}]$	Měrná technická práce
c_p	$[\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$	Měrná tepelná kapacita při konstantním tlaku
c_v	$[\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$	Měrná tepelná kapacita při konstantním objemu
D	$[\text{mm}]$	Průměr
F	$[\text{N}]$	Tahová síla
g	$[\text{m} \cdot \text{s}^{-2}]$	Gravitační zrychlení
h	$[\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}]$	Měrná entalpie
h	$[\text{mm}]$	Zdvih kuželky ventilu
H	$[\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}]$	Entalpický spád
k	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}]$	Turbulentní kinetická energie
\dot{m}	$[\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}]$	Hmotnostní průtok
Ma	$[-]$	Machovo číslo
p	$[\text{Pa}]$	Tlak
P	$[\text{W}]$	Výkon
q	$[\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}]$	Měrné teplo
q_v	$[\text{J}]$	Vnitřní zdroj tepla
r	$[\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$	Specifická plynová konstanta
Re	$[-]$	Reynoldsovo číslo
s	$[\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$	Měrná entropie
S	$[\text{m}^2]$	Plocha
t	$[\text{s}]$	Čas
T	$[\text{K}]$	Teplota
u	$[\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}]$	Měrná vnitřní energie
v	$[\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}]$	Měrný objem
w	$[\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$	Relativní rychlost, obecná rychlost proudění
η	$[\text{Pa} \cdot \text{s}]$	Dynamická viskozita
η_{turb}	$[\text{Pa} \cdot \text{s}]$	Turbulentní dynamická viskozita
κ	$[-]$	Poissonova konstanta
ν	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$	Kinematická viskozita (vazkost)
ρ	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}]$	Hustota
τ	$[\text{Pa}]$	Smykové napětí
χ	$[-]$	Součinitel průtoku
ω	$[\text{s}^{-1}]$	Specifická disipace kinetické energie

Další označení

\bar{a}	Střední hodnota veličiny
a'	Fluktuace veličiny
\vec{a}	Vektor
a^*	Kritický parametr
q	Poměrný hmotnostní tok
z	Poměrný zdvih ventilu
δ_{ij}	Kroneckerova delta
ε	Tlakový poměr

Indexy

0	Parametry veličiny na vstupu do domény
1	Parametry veličiny v hrdle difuzoru
2	Parametry veličiny na výstupu z difuzoru
i	Směry kartézského souřadnicového systému, řádek tenzoru napětí
j	Sloupec tenzoru napětí, sčítací index
k, l	Sčítací indexy
se	Parametr veličiny v sedle ventilu
x, y, z	Směry kartézské soustavy souřadnic

Seznam zkratk

DŠP	Doosan Škoda Power
IAPWS	The International Association for the Properties of Water and Steam
RV	Regulační ventil
RZV	Rychlozávěrný ventil
V1	Varianta 1
V2	Varianta 2

Obsah

ÚVOD	12
1 TEORIE PROUDĚNÍ	13
1.1 Termodynamické vlastnosti plynu	13
1.2 Matematický popis proudění.....	14
1.3 Proudění v difuzorovém ventilu.....	16
1.4 Fyzikální význam bezrozměrných čísel	19
2 NUMERICKÝ VÝPOČET PROUDĚNÍ	20
2.1 Metoda konečných objemů	20
2.2 Řešení turbulentního proudění	21
2.2.1 Model k- ω SST (Shear-Stress Transport)	24
3 REGULAČNÍ VENTILY	25
4 REGULACE VÝKONU PARNÍCH TURBÍN	26
4.1 Regulace škrcením	27
4.2 Skupinová regulace	27
5 NUMERICKÝ VÝPOČET PROUDĚNÍ VENTILEM	29
5.1 Numerický výpočet proudění rotačně symetrickým modelem ventilu – V1	31
5.1.1 Geometrie výpočetní oblasti	31
5.1.2 Výpočetní síť.....	32
5.1.2.1 Popis diskretizace geometrie	33
5.1.2.2 Mezní vrstva.....	35
5.1.3 Definice výpočtu v CFX	35
5.1.3.1 Nastavení materiálových vlastností	35
5.1.3.2 Nastavení klíčových parametrů výpočtu.....	35
5.1.3.3 Okrajové podmínky	36
5.1.4 Výsledky	36
5.1.4.1 Průtoková charakteristika ventilu	36
5.1.4.2 Zobecnění průtokové charakteristiky ventilu	38
5.2 Numerický výpočet proudění 3D modelem ventilu se vstupní komorou – V2	41
5.2.1 Popis a úprava zadané geometrie	41
5.2.2 Geometrie výpočetní oblasti	42
5.2.2.1 Oblast proudění ve ventilové komoře	42
5.2.2.2 Oblast proudění ve ventilu a jeho okolí	43
5.2.3 Výpočetní síť.....	44
5.2.3.1 Síť pro výpočetní oblast ventilu	44
5.2.3.2 Síť pro výpočetní oblast vstupní komory	44
5.2.4 Definice a průběh výpočtu v CFX.....	45
5.2.5 Výsledky	46
5.2.5.1 Vyhodnocení závislosti v sedle ventilu na zdvihu kuželky.....	46

5.2.5.2	Vyhodnocení stupně rozšíření difuzoru	47
5.2.5.3	Rozbor proudění ve ventilové komoře.....	48
5.2.5.4	Průtoková charakteristika ventilu	49
5.2.5.5	Náhrada průtokové charakteristiky pomocí elips	50
5.2.5.6	Vyhodnocení provozní charakteristiky.....	52
5.2.5.7	Silová charakteristika ventilu	54
5.2.5.8	Vyhodnocení rychlostních polí v oblasti ventilu	56
6	ZHODNOCENÍ A CELKOVÁ ANALÝZA VÝSLEDKŮ	61
6.1	Zhodnocení výsledků pro variantu 1	61
6.2	Zhodnocení výsledků pro variantu 2	61
6.3	Porovnání výsledků z variant 1 a 2	61
7	ZÁVĚR.....	64
	SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY	66
	SEZNAM OBRÁZKŮ.....	68
	SEZNAM TABULEK	69

Úvod

Tato diplomová práce se zabývá numerickým výpočtem proudění přehřáté páry neodlehčeným regulačním ventilem trámcové regulace parní turbíny s rovinným uspořádáním vstupního sedla. Regulační ventily slouží k regulaci výkonu parních turbín změnou hmotnostního průtoku. Regulace turbín je důležitou oblastí z hlediska jejich hospodárného i bezpečného provozu. Přitom je třeba znát závislosti mezi zdvihem kuželky ventilu a průtočným množstvím páry, stejně tak jako mezi tlakovým poměrem a silovým účinkem působícím na kuželku regulačního ventilu. Proto je hlavním cílem této práce vyhodnocení průtokové charakteristiky regulačního ventilu, tj. určení hmotnostního toku páry pro různé zdvihy kuželky ventilu a pro různé tlaky za ventilem, a silové charakteristiky regulačního ventilu, tj. určení tahové síly pro různé zdvihy kuželky a pro různé tlaky za ventilem.

Pro dosažení požadovaného cíle je práce rozdělena do několika částí. V první části jsou shrnuty informace získané řešerší dané problematiky, konkrétně v kapitolách 1 až 4. V těchto kapitolách je podrobněji popsána problematika, která spadá do oblasti numerických výpočtů proudění a do oblasti regulačních ventilů. Lze se tedy postupně dočíst o termodynamických vlastnostech plynu, matematickém popisu proudění tekutin, proudění tekutin v difuzoru, numerických metodách používaných pro výpočtovou dynamiku tekutin včetně turbulentních modelů, regulačních ventilech a o regulaci výkonu parních turbín. Na tuto teoretickou část navazuje část praktická, která obsahuje vlastní řešení zadaného problému.

Jelikož byly zadány dvě rozdílné geometrie a pro každou byl použit jiný přístup pro numerickou simulaci, je praktické řešení rozděleno na dvě hlavní části. V první části je řešena zjednodušená varianta ventilu, kdy je modelováno pouze nejbližší okolí ventilu a zároveň je ventil uvažován jako rotačně symetrický, kdy je modelována a numericky simulována pouze čtvrtina geometrie ventilu. V druhé části je řešena druhá varianta geometrie ventilu, která již není zjednodušená. Je tedy modelována a numericky simulována celá 3D geometrie ventilu a zároveň také celá vstupní komora trámcové regulace. Obě hlavní části jsou rozděleny na řadu podkapitol, kde je postupně pro každou variantu popsána geometrie výpočetní oblasti, tvorba výpočetní sítě, definice výpočtů v CFX a vyhodnocení výsledků.

V závěrečné části je provedeno porovnání obou variant, které byly numericky simulovány. Dále jsou zde shrnuty výsledky i s dopadem pro praktické využití a je zde také uvedeno jakým směrem by se mohly ubírat návazné a rozšiřující práce. Geometrie regulačního ventilu, celé trámcové regulace a okrajové podmínky potřebné pro provedení numerických simulací byly poskytnuty společností Doosan Škoda Power s.r.o.

Pro provedení numerické simulace byla využita celá řada programů a aplikací, přičemž všechny spadají pod výpočetní systém ANSYS 18.0. Pro přípravu geometrií a výpočetních oblastí byl použit program SpaceClaim. Následná diskretizace výpočetních oblastí byla provedena v programu Meshing a pro nastavení samotných výpočtů a okrajových podmínek byl použit program CFX-Pre. Samotný výpočet numerických simulací probíhal v prostředí programu CFX-Solver Manager a pro následné vyhodnocení výsledků byla využita aplikace CFD-Post.

1 Teorie proudění

1.1 Termodynamické vlastnosti plynu

V této kapitole bylo čerpáno ze zdrojů [11] a [15]. Pojem ideální plyn byl zaveden pro fyzikální popis látky, která nemá vlastní tvar ani objem. Ideální plyn je dokonale stlačitelný a nevazký, což je hlavní rozdíl oproti plynu reálnému. Pro popis stavu ideálního plynu se používají stavové veličiny, tedy tlak p , hustota ρ nebo měrný objem v , což je převrácená hodnota hustoty a teplota T . Vztah mezi těmito stavovými veličinami vyjadřuje **stavová rovnice** pro ideální plyn (1.1), kde r je specifická plynová konstanta.

$$\frac{p}{\rho} = rT \quad (1.1)$$

Existují tři základní zákony popisující změnu stavu látky, které se vztahují ke stavovým veličinám, přičemž jedna ze stavových veličin je po celou dobu procesu konstantní. Jmenovitě se jedná o zákon Charlesův pro izochorický děj (1.2), Gay Lussacův pro izobarický děj (1.3) a Boyleův-Mariottův pro izotermický děj (1.4).

$$v = \text{konst.}, \quad \frac{p}{T} = \text{konst.} \quad (1.2)$$

$$p = \text{konst.}, \quad \frac{v}{T} = \text{konst.} \quad (1.3)$$

$$T = \text{konst.}, \quad pv = \text{konst.} \quad (1.4)$$

Měrná tepelná kapacita je jednou z důležitých fyzikálních veličin látky a vyjadřuje množství potřebného tepla k ohřátí jednoho kilogramu látky o jeden Kelvin. Rozlišuje se měrná tepelná kapacita při konstantním objemu c_v a tlaku c_p . Závislost, která vyjadřuje, že rozdíl těchto měrných tepelných kapacit se rovná specifické plynové konstantě, se nazývá Mayerův vztah (1.5). Poissonova konstanta (1.6) vyjadřuje podíl mezi tepelnými kapacitami. Tyto vztahy se však pouze blíží realitě, jelikož pro reálné plyny jsou měrné tepelné kapacity závislé na teplotě.

$$r = c_p - c_v \quad (1.5)$$

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v} \quad (1.6)$$

Měrná vnitřní energie (1.7), která se značí u , je stavová veličina, která je závislá pouze na teplotě. Tato energie vyjadřuje součet energií všech částic, ze kterých je daná látka tvořena. Do těchto energií patří zejména energie kinetická, potenciální, chemická a elektrická.

$$du = c_v dT \quad (1.7)$$

V technické praxi je častěji používána veličina, která se nazývá **měrná entalpie** (1.8), značí se h a je definována součtem vnitřní a mechanické energie plynu. Častější používání v praxi je dáno především tím, že tato veličina vyjadřuje schopnost plynu konat práci.

$$dh = du + d(pv) \quad (1.8)$$

Při vyjádření měrné entalpie pomocí měrné tepelné kapacity při konstantním tlaku lze psát rovnici ve tvaru (1.9).

$$dh = c_p dT \quad (1.9)$$

První termodynamický zákon (1.10) reprezentuje zákon zachování energie v termodynamice. Tento zákon říká, že součtem jednotlivých elementárních energií, které působí v tepelném procesu, dostaneme elementární velikost měrného tepla značeného q . V této rovnici člen da_t vyjadřuje elementární měrnou technickou práci, gdz představuje potenciální energii a člen wdw je vyjádřením kinetické energie.

$$dq = dh + da_t + gdz + wdw \quad (1.10)$$

Další veličina, která se používá pro termodynamický popis plynu, je entropie. Tato veličina má více definic a pro tento text byla použita definice ze zdroje [7], která vychází z úvahy, že teplo se na práci v tepelném stroji může přeměnit pouze při daném teplotním spádu. Při přechodu tepla z vyšší hodnoty na hodnotu nižší se zmenšuje využitelný teplotní spád. Jev nazývaný jako degradace tepelné energie nastává při poklesu z vyšší teploty na teplotu nižší. Tato degradace se projeví změnou základních stavových veličin a také změnou měrné entropie s , která je úměrná stupni tepelné degradace. Matematické vyjádření měrné entropie reprezentuje **druhý zákon termodynamiky** (1.11).

$$ds = \frac{dq}{T} \quad (1.11)$$

Kromě tří základních změn popsanych na začátku této kapitoly, existují ještě další změny, které probíhají při termodynamickém ději. Konkrétně se jedná o děj adiabatický (1.12), při kterém je výměna tepla s okolím nulová, děj izoentropický, který probíhá při konstantní entropii a děj izoentalpický, který probíhá při konstantní entalpii.

$$pv^k = konst., \quad dq = 0 \quad (1.12)$$

Jak již bylo uvedeno, tyto rovnice nepopisují reálné plyny, jelikož jsou měrné tepelné kapacity, měrná vnitřní energie a entalpie závislé na teplotě a tlaku. U reálných plynů se tedy v praxi postupuje tak, že jejich fyzikální veličiny jsou odečítány z tabulek, případně z diagramů. V případě přehřáté páry se s výhodou používá stavová rovnice prof. Stodoly (1.13). V této rovnici je měrná tepelná kapacita závislá na teplotě a tlaku, jejíž hodnota se opět odečítá z grafu.

$$pv = r^*T, \quad r^* = f(p, T) \quad (1.13)$$

1.2 Matematický popis proudění

Jako každá látka, tak i tekutina se skládá z molekul. Jelikož tyto molekuly mění při pohybu svoji vzájemnou vzdálenost, pro matematický popis proudění je nutné sledovat tekutinu z makroskopického hlediska. To jinak řečeno znamená, že tekutinu uvažujeme jako spojitě médium neboli kontinuum. Při těchto předpokladech jsme schopni používat matematickou analýzu pro modelování pohybu tekutin. V tomto případě se částicí tekutiny rozumí její oblast o velikosti 1 μm . [23], [17]

Nejčastěji se pro popis pohybu kontinua používá Eulerův přístup, který zkoumá pole kinematických veličin. Při aplikaci tohoto přístupu se v pevném souřadnicovém systému popisují změny proudových veličin ve vytknutém kontrolním objemu proudící tekutiny. Při využití tohoto popisu tedy získáme celé vektorové pole veličin v určitém čase. Proudění reálné tekutiny je obecně stlačitelné, vazké, prostorové, nestacionární a podléhá několika zákonům zachování. Takové proudění tedy popisuje soustava nelineárních parciálních diferenciálních rovnic 1. a 2. řádu. Tyto rovnice slouží k určení základních fyzikálních veličin

proudění jako je tlak p , hustota ρ , rychlost w a teplota T . K této soustavě se v případě stlačitelného proudění připojuje ještě stavová rovnice. [23], [24], [17]

Zákon zachování hmoty aplikovaný na oblast mechaniky tekutin reprezentuje **rovnice kontinuity**. Tato rovnice vyjadřuje, že při zachování hmotnostního průtoku a s měnící se průtočnou plochou se mění rychlost a hustota proudu. Rovnice kontinuity vyjádřená ve složkovém tvaru a v kartézských souřadnicích má následující tvar. [13], [17]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w_z)}{\partial z} = 0 \Rightarrow \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho w_k)}{\partial k} = 0 \quad (1.14)$$

Druhý Newtonův zákon aplikovaný na vytknutý objem proudící tekutiny představuje pohybová rovnice tekutiny. **Navier-Stokesova** (dále jen N-S) rovnice dává do rovnosti setrvačné síly a síly tlakové, hmotnostní a třecí. Za pomoci experimentů bylo zjištěno, že N-S rovnice (1.15) popisuje skutečné chování proudění tekutin a to včetně turbulence. I přes tento fakt je ale nutné si uvědomit, že N-S rovnice je pouze matematickým modelem a proto je nutné tuto rovnici porovnávat s experimentálními daty. [17]

$$\underbrace{\frac{\partial w_i}{\partial t}}_I + \underbrace{w_k \frac{\partial w_i}{\partial k}}_{II} = \underbrace{R_i}_{III} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial i}}_{IV} + \underbrace{\nu \frac{\partial^2 w_i}{\partial k^2}}_V + \underbrace{\frac{1}{3} \nu \frac{\partial}{\partial i} \left(\frac{\partial w_k}{\partial k} \right)}_{VI} \quad (1.15)$$

Popsané členy v N-S rovnici mají dle [12] následující fyzikální význam:

- I Lokální zrychlení
- II Vnitřní setrvačné zrychlení, které způsobuje nelinearitu
- III Vnější setrvačné zrychlení (gravitační, odstředivé apod.)
- IV Zrychlení od tlakových sil
- V Zrychlení od třecích sil bez ohledu na stlačitelnost
- VI Zrychlení od třecích sil s ohledem na stlačitelnost

Ze zákona zachování energie vychází **Energetická rovnice** (1.16). Říká, že příčinou změny celkové energie je disipace (přeměna) kinetické energie, která probíhá třením, na tepelnou energii. Další příčinou změny celkové energie je difuze tepla povrchem sledovaného objemu tekutiny do okolí a vnitřní generování tepla. [12], [17]

$$\frac{dh}{dt} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} = \frac{\tau_{kl}}{\rho} \frac{\partial w_k}{\partial l} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial q_k}{\partial k} + \frac{q_v}{\rho} \quad (1.16)$$

Při překročení Reynoldsova čísla nad určitou hodnotu, dochází k přechodu laminárního proudění na proudění turbulentní. Turbulentní proudění je charakteristické rychlými změnami rychlosti, hustoty, teploty atd. a svou difuzivitou.

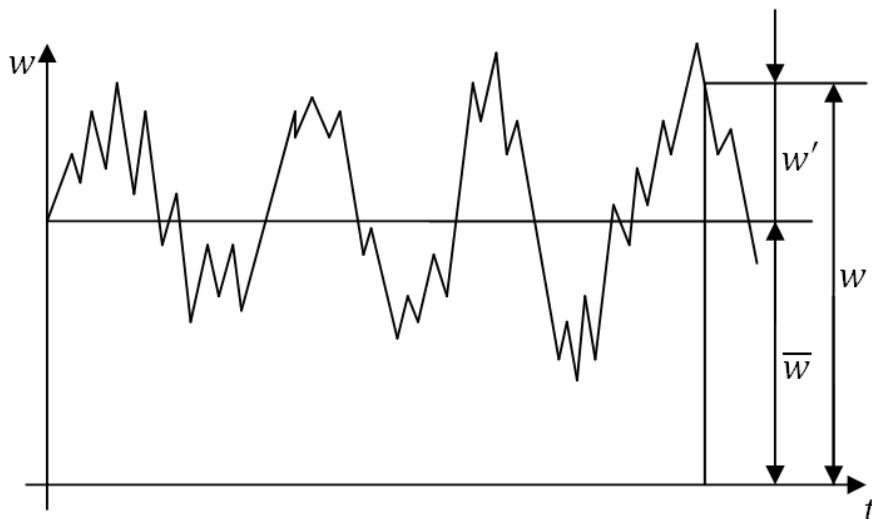
Při turbulentním proudění reálných, tedy vazkých tekutin, se molekuly shlukují do větších celků. Tyto celky se nazývají molární částice a jsou charakteristické tím, že mají stejnou rychlost a směr. Turbulentní víry vznikají právě z těchto molárních částic. Jako víry energetické jsou označovány ty, které dosahují velikosti o rozměrech kanálu a jsou tedy největší. Energetické víry se rozpadají na menší víry, označované jako setrvačné, které mají vyšší obvodové rychlosti a setrvačnost. Při dalším rozpadu setrvačných vírů vznikají víry disipační, jejichž velikost je menší, než setina milimetru. Víry nemohou existovat pod touto

velikostí, proto se rozpadají na nezávislý pohyb molekul a dochází k disipaci kinetické energie na teplo. K této přeměně dochází působením tření. [6], [17]

Pro matematický popis je nutné použít statistický přístup, jelikož vlivem disipace dochází k nahodilým změnám základních veličin proudění. Podle Reynoldse je příčinou tohoto neuspořádaného pohybu fluktuační rychlosti w' okolo její střední hodnoty \bar{w} , viz Obr. 1. Výslednou rychlost ustředěnou v čase získáme součtem w' a \bar{w} . Stejný postup platí i pro ostatní veličiny (1.17). Pro názornou ukázkou je zde zobrazena středovaná rovnice kontinuity (1.18). [12], [13], [17]

$$w = \bar{w} + w', \quad p = \bar{p} + p', \quad \rho = \bar{\rho} + \rho', \quad T = \bar{T} + T' \quad (1.17)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{w}_k)}{\partial k} + \frac{\partial (\overline{\rho' w'_k})}{\partial k} = 0 \quad (1.18)$$



Obr. 1: Průběh rychlosti při turbulentním proudění [12], [17]

1.3 Proudění v difuzorovém ventilu

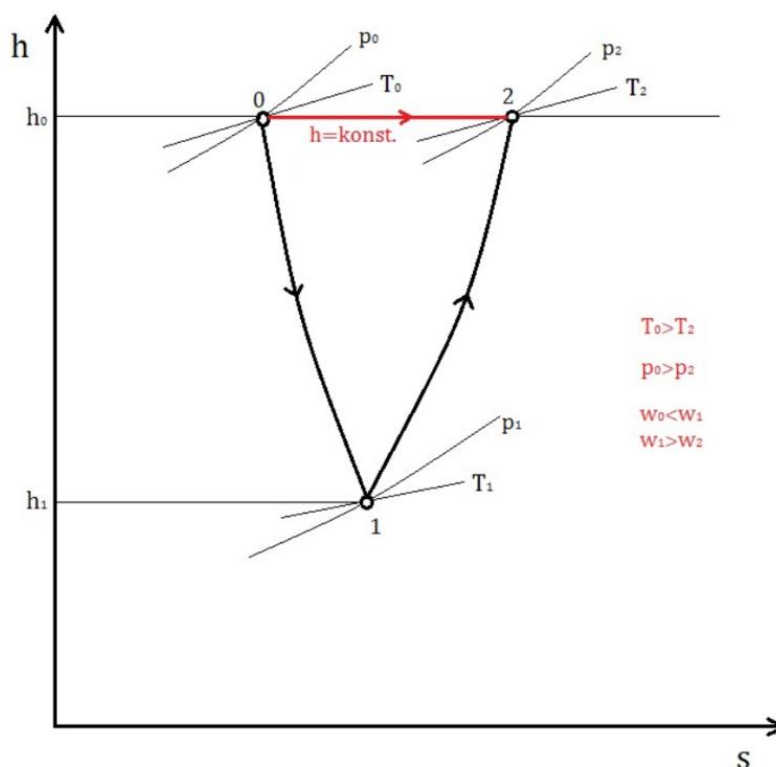
Informace v této kapitole pramení ze zdrojů [7], [8] a [20]. Difuzor je kanál, který se ve směru proudění tekutiny rozšiřuje. Jev, ke kterému v difuzoru dochází, popisuje Hugoniotův teorém (1.19) a říká, že rychlost proudícího média závisí na průřezu kanálu. V difuzoru při podkritickém proudění dochází ke změně kinetické energie na energii tlakovou.

$$\frac{dw}{w}(1 - Ma^2) + \frac{dS}{S} = 0 \quad (1.19)$$

Z této rovnice vyplývá, že pokud je uvažován difuzor, jehož cílem je snížit rychlost proudění tekutiny, tedy $dw < 0$ a zároveň při podzvukovém proudění, tedy $Ma < 1$, musí se zvětšovat průřez kanálu, tedy $dS > 0$. Tato rovnice nám tedy dává do souvislosti rychlost proudění, Machovo číslo a průřez kanálu. Pokud se však jedná o proudění nadzvukové, kdy $Ma > 1$ a požadavkem je opět snížení rychlosti proudění tekutiny, musí se průřez kanálu ve směru proudění zmenšovat.

Při průchodu páry regulačním ventilem dochází k jevu nazvanému škrcení. Difuzory se v kombinaci s regulačními ventily používají zejména pro snížení negativních dopadů (ztrát) právě po škrcení páry v regulačním ventilu. Difuzor tedy navazuje na nejmenší průřez kanálu a má pozitivní vliv především na snížení tlakové ztráty regulačního ventilu a tím dochází i ke zvýšení účinnosti regulačního ventilu. Z popisu výše vyplývá, že celý difuzorový ventil je složen ze zužující se dýzy a navazuje na ni dýza, která se rozšiřuje (difuzor). Na tuto problematiku lze tedy aplikovat rovnice odvozené pro dýzu.

Proces škrcení je znázorněn v h-s diagramu na Obr. 2. Veličiny h_0, p_0 a T_0 jsou parametry páry na vstupu do ventilu. V průřezu, který se zužuje, narůstá rychlost proudění w_0 , klesá teplota, tlak a entalpie na hodnoty T_1, p_1 a h_1 . Jak je popsáno výše, v difuzoru se snižuje rychlost proudění w_1 , vzroste tlak z p_1 na p_2 , teplota z T_1 na T_2 a entalpie z h_1 na h_0 . Vlivem vnitřních ztrát dochází k nárůstu entropie s , přičemž celkovou velikost těchto ztrát vyjadřuje plocha mezi body 0, 1 a 2. Celková ztráta tedy závisí na rozdílu entalpií a entropií a tlakovém poměru. Jak je patrné z obrázku, proudění ventilem je charakterizováno jako izoentalpické.



Obr. 2: h-s diagram škrcení reálného plynu v regulačním ventilu [20]

Dle zvyklostí je proudění ventilem charakterizováno několika základními parametry. Mezi tyto základní parametry patří především zdvih kuželky ventilu h , průměr v nejužším místě difuzoru D , hmotnostní průtok páry \dot{m} , tlak před ventilem p_0 a tlak za ventilem p_2 . Z těchto základních parametrů se odvozují další parametry, většinou tak, aby byly bezrozměrné a výsledky tedy bylo možné aplikovat na více podobných případů.

Tlakový poměr ε je definován jako poměr tlaků na vstupu a výstupu z ventilu (1.20).

$$\varepsilon = \frac{p_2}{p_0} \quad (1.20)$$

Poměrný hmotnostní tok q je definován jako poměr mezi aktuálním hmotnostním tokem m_0 pro daný zdvih kuželky a daný tlakový poměr a kritickým hmotnostním tokem m^* (1.21).

$$q = \frac{m_0}{m^*} \quad (1.21)$$

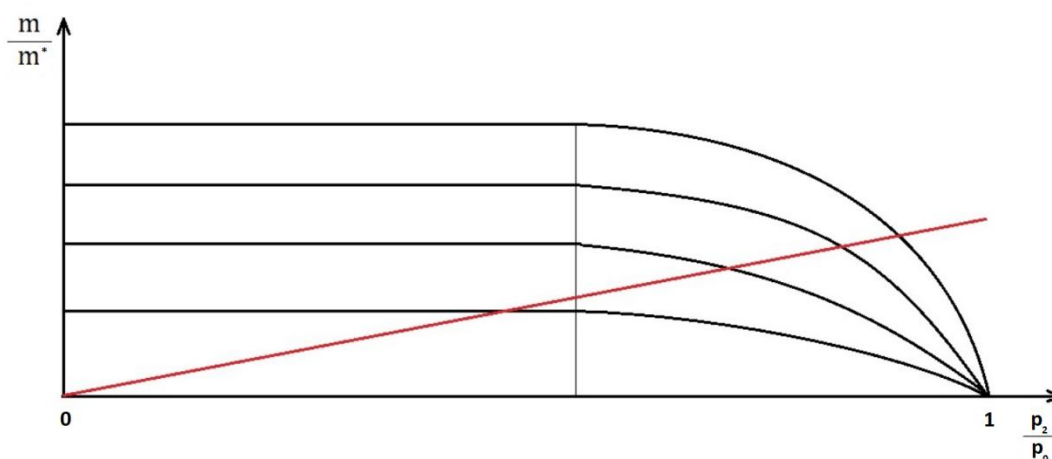
Poměrný zdvih z je poměrem mezi zdvihem kuželky ventilu h a průměrem v hrdle difuzoru D (1.22).

$$z = \frac{h}{D} \quad (1.22)$$

Kritický hmotnostní tok lze určit ze vztahu (1.23), kde S je kritický průřez v hrdle difuzoru, χ je součinitel průtoku, p_{0c} je celkový tlak před ventilem a v_{0c} je měrný objem páry na vstupu, jehož hodnota se odečítá z tabulek termodynamických vlastností vodní páry, například ze zdroje [16]. Kritické průtočné množství protéká difuzorem v případě, když v kritickém průřezu dochází k překročení rychlosti zvuku. Pokud je rychlost proudění menší, než rychlost zvuku, je také kritický hmotnostní tok menší.

$$m^* = S \cdot \chi \cdot \sqrt{\frac{p_{0c}}{v_{0c}}} [kg \cdot s^{-1}] \quad (1.23)$$

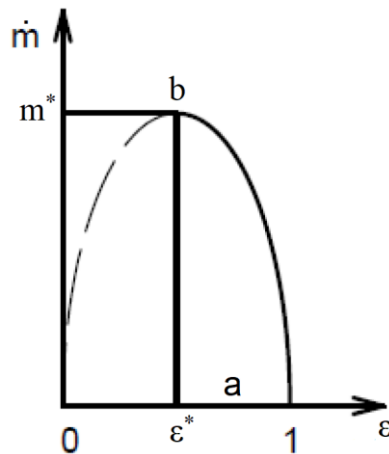
Na Obr. 3 je znázorněna obecná průtoková charakteristika ventilu, která závisí na poměrném hmotnostním toku a na tlakovém poměru před a za ventilem. Červená čára v grafu představuje provozní charakteristiku turbíny. Je zde také vidět problém popsáný v předchozím odstavci, že pro snižující se tlakový poměr a tedy zvyšující se rychlosti proudění dochází k postupnému nárůstu hmotnostního průtoku ventilem až do určité hodnoty. Tato hodnota je právě v oblasti dosažení rychlosti zvuku v hrdle difuzoru, kdy dochází k jevu zvanému aerodynamické ucpání a s dále se snižujícím tlakovým poměrem již zůstává hmotnostní průtok stejný. Provozní charakteristika je důležitá zejména proto, že udává informaci o množství páry, které by mělo proudit ventilem při najíždění turbíny, tedy při zvyšování jejího výkonu. Obvykle se volí provozní charakteristika pro daný maximální hmotnostní průtok.



Obr. 3: Provozní a obecná průtoková charakteristika ventilu [20]

Hmotnostní tok plynu dýzou lze určit z rovnice kontinuity. Z této rovnice vyplývá, že s klesajícím tlakem za dýzou roste hmotnostní tok plynu pouze do kritického tlakového poměru ε^* a následně by měl hmotnostní průtok začít klesat, jako je naznačeno na Obr. 4. V realitě toto však neplatí a od kritického tlakového poměru ε^* , až do expanze do vakua

($p_2 = 0$) je průtok roven kritickému hmotnostnímu toku m^* a tedy konstantní. Kritický tlakový poměr ε^* je poměr, který nastává v okamžiku, kdy dýzou proudí maximální hmotnostní tok. Křivka $1 - b - 0$ je tvarem velice blízká tvaru elipsy. Proto se v inženýrské praxi běžně používá zjednodušení, kdy úsek $1 - b$ je nahrazen částí elipsy, která se nazývá Bendemannova elipsa, viz Obr. 4. [14] a [22]



Obr. 4: Bendemannova elipsa [14]

1.4 Fyzikální význam bezrozměrných čísel

V dnešní době existuje celá řada podobnostních bezrozměrných čísel, která se běžně používají, jsou tedy zavedená, zároveň ale existuje i velké množství bezrozměrných čísel, která se nepoužívají, označovaná jako nezavedená. V závislosti na typu úlohy budou dále uvedena pouze ta bezrozměrná čísla, která na ni mají vliv.

Reynoldsovo číslo:
$$Re = \frac{wl}{\nu} \quad (1.24)$$

Reynoldsovo číslo vyjadřuje poměr mezi setrvačnou a třecí silou, kde w označuje střední rychlost proudění, l charakteristický rozměr obtékané geometrie a ν kinematickou vazkost. Reynoldsovo číslo slouží k rozlišení hranice mezi laminárním a turbulentním prouděním. Pro proudění v uzavřených profilech platí, že pokud $Re \leq 2320$, jedná se o laminární proudění. Nad hodnotou $Re > 1 \times 10^5$ je ve sledovaném objemu již plně vyvinuté turbulentní proudění, velké rychlosti proudění a hodnoty sledovaných veličin se mění zcela nahodile. Mezi těmito hodnotami, tedy pro rozmezí $2320 < Re \leq 1 \times 10^5$, se v proudu začínají objevovat první poruchy v proudu, laminární proudění ztrácí na své stabilitě a začíná se objevovat turbulentní proudění.

Machovo číslo:
$$Ma = \frac{w}{a} \quad (1.25)$$

Machovo číslo vyjadřuje poměr mezi aktuální rychlostí proudění w a rychlostí šíření zvuku v daném prostředí a . Machovo číslo tedy udává, kolikrát je rychlost měřeného objektu větší než rychlost zvuku v daném prostředí. V oblasti přechodu do nadzvukové rychlosti, tedy v oblasti transsonické, kdy $Ma \cong 1$, vznikají rázové vlny, které jsou charakteristickým průvodním jevem pro tyto hodnoty Machova čísla.

2 Numerický výpočet proudění

Prvotní analýzu proudění je možné provést analytickým výpočtem, avšak výsledek analytického výpočtu ve většině případů není správný, neblíží se tedy realitě nebo postrádá fyzikální smysl. Tyto důsledky jsou ve většině případů způsobeny zavedením řady zjednodušujících předpokladů. Z důvodů popsaných výše se přistupuje k používání numerických výpočtů, které dávají reálnější výsledky. Největší problémy při numerickém řešení rovnic, které popisují proudění, způsobuje člen $(\vec{w} \cdot \nabla)\vec{w}$ v Navier-Stokesově rovnici. Tento člen vyjadřuje turbulentní fluktuace, způsobuje nelinearitu a z těchto důvodů se zatím nepodařilo nalézt analytické řešení pro reálné proudění tekutin. Proto je v současnosti nutné využívat numerické metody řešení, abychom se přiblížili k výsledkům z řešení analytického, které by bylo přesné. Je známo, že pro využití numerického řešení je potřeba parciální diferenciální rovnice (N-S rovnice) aproximovat soustavou algebraických rovnic, tedy diskretizovat. Současná matematika již dokáže tuto soustavu rovnic vyřešit za použití některé z numerických metod. V případě proudění tekutin se nejčastěji používá metoda konečných objemů, u které je výpočetní oblast rozdělena na konečný počet malých podoblastí. Tomuto procesu rozdělení oblasti na konečné elementy se obecně říká diskretizace. Numerické řešení nahrazuje řešení analytické (spojité) a rovnice se tedy řeší pouze v určitých bodech těchto podoblastí, tedy diskrétně. Je však nutné vypočtené výsledky pomocí numerického řešení stále porovnávat s experimenty, jelikož je takovéto řešení pouze přibližné a výsledek se tedy pouze blíží skutečné hodnotě, což je způsobeno zanesením určité chyby do výsledků. [12], [24], [17]

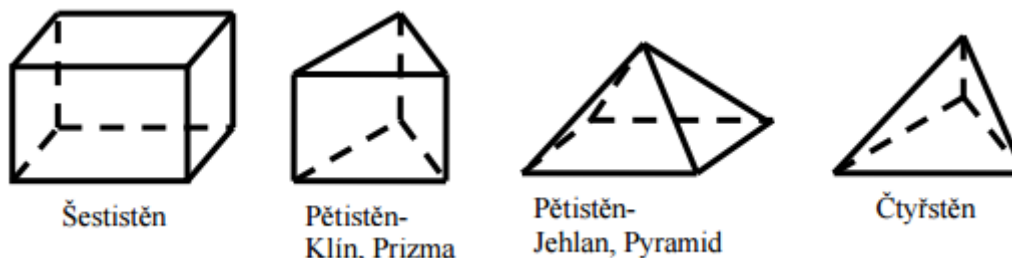
Využití výpočetní techniky se přímo nabízí pro samotný numerický výpočet a pro dosažení určité přesnosti. Odvětví mechaniky tekutin nazvané Computational Fluid Dynamics (CFD), neboli výpočetní dynamika tekutin, vzniklo pro potřeby mechaniky tekutin, které jsou popsány výše. Jelikož v dnešní době dochází k velkému a rychlému rozvoji výpočetní techniky a tím i k nárůstu výpočetního výkonu, stává se CFD čím dál tím více dostupné a také populární. Dalším důvodem popularity je poměrně velké množství komerčních CFD programů na trhu, které jsou stále vylepšovány, aby se výsledky z těchto programů co nejpřesněji blížily realitě. Tyto programy velice usnadňují provedení a celý proces numerických simulací. Pro numerickou simulaci v této práci je použit program ANSYS CFX od společnosti ANSYS, který je jedním z mnoha komerčních softwarů. Celé řešení problémů dynamiky tekutin je díky těmto programům zjednodušeno na řešení těchto tří základních kroků. [4], [11], [17]

- **Preprocessing** – vytvoření a úprava geometrie a tvorba výpočetní sítě
- **Processing** – definice a samotné řešení numerické simulace
- **Postprocessing** – analýza získaných výsledků

2.1 Metoda konečných objemů

Jak již bylo popsáno výše, výsledná výpočetní síť vznikne pomocí rozdělení vybrané oblasti tekutiny na menší podoblasti. Pro jednoduché případy může být vhodné použití 2D sítě, ale v dnešní době se převážně používají 3D prostorové elementy. Tyto prvky mohou mít obecně tvar n -stěny, viz Obr. 5. Velký vliv na přesnost a délku výpočtu má počet prvků výpočetní sítě. Proto je vhodné využít různé velikosti elementů v různých oblastech proudění. Síť s menšími prvky je potřeba vytvořit v oblastech, kde se předpokládají vysoké gradienty

proudových veličin, jako například v blízkosti stěny. V dnešní době výpočetní sítě mají řádově miliony až desítky milionů prvků, v závislosti na typu úlohy. Kvalitu sítě ovlivňuje jak počet prvků, tak i jejich velikost, ortogonalita a deformace vzhledem k pravidelnému geometrickému tvaru prvku. [4], [11], [17]



Obr. 5: Typy 3D prvků použitelných v programu ANSYS CFX [4]

2.2 Řešení turbulentního proudění

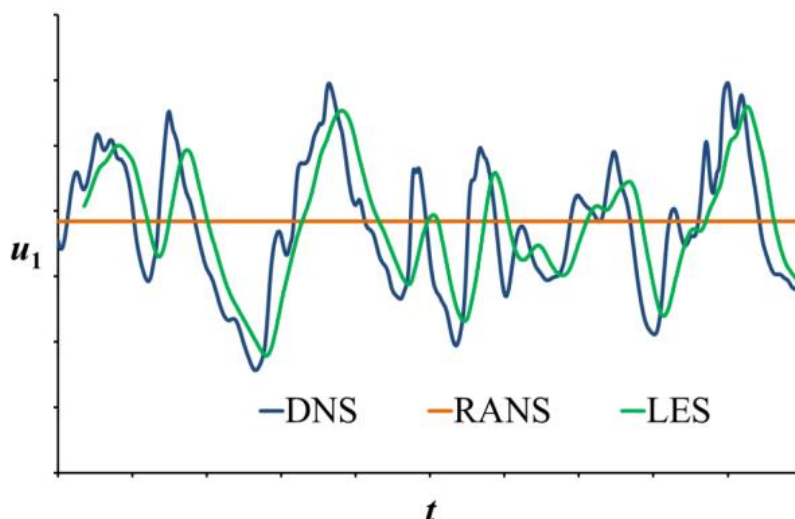
Již v kapitole 0 bylo řečeno, že N-S rovnice zcela popisuje laminární i turbulentní proudění bez potřeby dalších informací. Zásadní problém v řešitelnosti rovnice však při turbulentním proudění způsobuje nahodilý vznik a zánik turbulentních vírů různých velikostí. Jelikož se výpočetní technika dále rozvíjí, je modelování turbulentního proudění stále ve stádiu vývoje. V současnosti ještě není zcela vyřešena samotná podstata turbulence, zatím tedy neexistuje žádný obecně platný model, který by přesně vystihoval její podstatu. Z tohoto důvodu se dnes používají zjednodušené modely turbulence, kterých existuje celá řada. Pro modelování turbulence existují tři teoreticky odlišné přístupy:

- **DNS (Direct Numerical Simulation)** – Přímá numerická simulace
- **LES (Large Eddy Simulation)** – Metoda velkých vírů
- **RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations)** – Metoda Reynoldsova časového středování Navierových-Stokesových rovnic

První z uvedených metod, metoda DNS, pracuje s N-S rovnicemi za využití postupů numerické matematiky a bez jakéhokoliv zjednodušení. Z tohoto důvodu musí být výpočetní síť velmi jemná, jelikož musí být schopna zachytit i víry o nejmenším měřítku. To však vede k obrovskému množství prvků ve výpočetní oblasti, což způsobuje, že výpočty proudění trvají velmi dlouho a jsou extrémně náročné na výpočetní výkon. Proto je použití této metody vhodné pouze pro řešení fundamentálních úloh z oblasti teorie turbulence a její omezení je především v geometricky jednoduchých oblastech a v nízkých Reynoldsových číslech. Tato metoda však poskytuje dokonalou představu o fyzice proudící tekutiny a výsledky simulace odpovídají výsledkům experimentů.[25], [24], [17]

Další z metod, metoda LES, je založena na myšlence filtrování N-S rovnic a kombinuje metody DNS a RANS. Řešení této metody je rozděleno na dvě části, přičemž velké víry jsou simulovány za pomoci DNS a malé struktury podobně jako u metody RANS. Při modelování malých struktur jsou však modelovány struktury menší, než je rozměr buněk za pomoci příslušného subgridního modelu. Větší struktury jsou tedy modelovány zvlášť od struktur menších, ale i přesto jsou oba problémy vzájemně provázány a nelze je řešit zvlášť. Metoda LES je jednodušší než metoda DNS, avšak stále je poměrně náročná na výpočetní techniku. [24], [17]

Tato práce se bude více zabývat posledním způsobem modelování turbulence, tedy metodou RANS. Tato metoda je nejméně náročná na výpočetní výkon a při správném použití dává poměrně dobré výsledky vzhledem k realitě a představu o vlastnostech proudění. Z těchto důvodů se tato metoda využívá pro řešení většiny inženýrských úloh turbulentního proudění. Největším problémem při odvození Reynoldsových rovnic je neuzavřenost systému rovnic, kdy je počet rovnic menší než počet neznámých. Počet neznámých se oproti N-S rovnicím zvýšil o Reynoldsova napětí. Metody modelování se z tohoto důvodu zaměřují na uzavřenost systému rovnic. Obr. 6 znázorňuje získané výsledky za pomoci rozdílných přístupů popsanych výše. Z Obr. 6 je také patrná celková výpočetní náročnost. [25], [17]



Obr. 6: Výsledky řešení N-S rovnic odlišnými přístupy [24]

Reynoldsova rovnice (2.1) se získá časovým středováním N-S rovnic a následnými úpravami. Označené členy v rovnici níže vyjadřují napětí a v tomto tvaru rovnice popisuje nestlačitelné turbulentní proudění.

$$\frac{\partial \overline{w}_i}{\partial t} + \overline{w}_k \frac{\partial \overline{w}_i}{\partial k} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial k} \left[\underbrace{-\overline{p} \delta_{ik}}_{\text{I}} + \underbrace{\eta \left(\frac{\partial \overline{w}_i}{\partial k} + \frac{\partial \overline{w}_k}{\partial i} \right)}_{\text{II}} - \underbrace{\overline{\rho w'_i w'_k}}_{\text{III}} \right] \quad (2.1)$$

Popsané členy mají dle [12] následující význam.

- I Napětí způsobené středním tlakem
- II Tenzor středního vazkého napětí
- III Tenzor napětí způsobený fluktuacemi

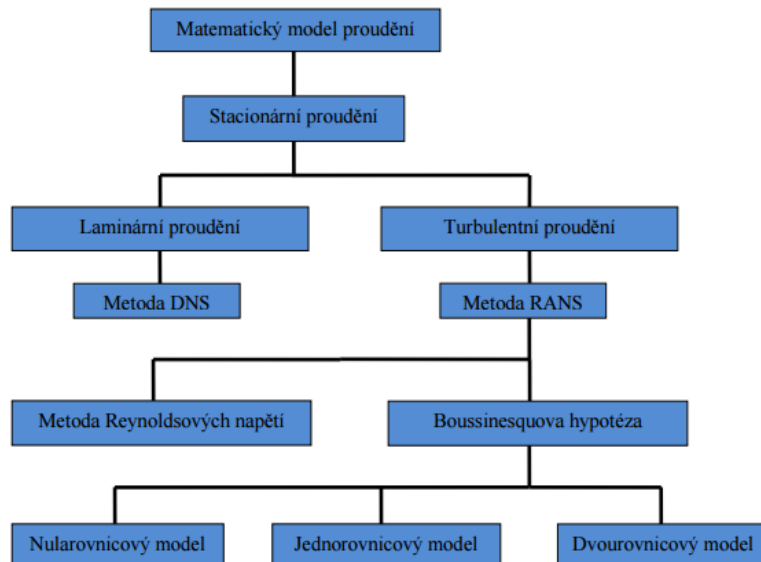
Poslední člen v rovnici existuje jen při turbulentním proudění a nazývá se jako tenzor Reynoldsových napětí. Tento tenzor je symetrický a obsahuje devět složek napětí, z nichž šest je nezávislých. Původně soustava rovnic obsahovala pět obtížně řešitelných rovnic. Po provedení operace středování jsou tyto rovnice nahrazeny rovnicemi, které už lze řešit, ale přibýlo k nim dalších šest neznámých turbulentních napětí. Vyjádření tenzoru turbulentních napětí je klíčové pro modelování proudění metodou RANS, což je provedeno pomocí šesti doplňkových rovnic, tzv. transportních rovnic (Reynolds Stress Model). Jelikož se ale musí řešit další rovnice, je tento způsob náročný. Další a jednodušší řešení je založeno na Boussinesquově hypotéze a rovněž vede k určení Reynoldsových napětí. [25], [17]

Boussinesquova hypotéza je základem celé skupiny turbulentních modelů. Tato metoda předpokládá, že šest neznámých napětí je možné nahradit jen jednou veličinou, která bude mít

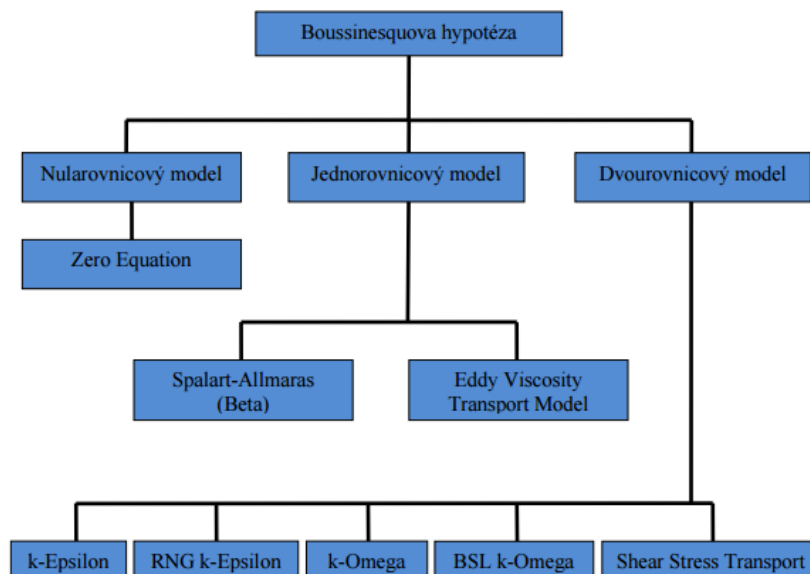
stejnou jednotku jako dynamická viskozita a je založena na Newtonově vztahu pro smykové napětí při laminárním proudění. Název této veličiny je turbulentní vazkost. Reynoldsova napětí se podle této hypotézy rovnají gradientu střední rychlosti:

$$-\overline{\rho w'_i w'_j} = \eta_{turb} \left(\frac{\partial \bar{w}_i}{\partial j} + \frac{\partial \bar{w}_j}{\partial i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}, \quad (2.2)$$

kde k je turbulentní kinetická energie. Turbulentní vazkost je obecně funkcí polohy a času a proto je problém s jejím určením. V praxi je zaveden zjednodušující předpoklad, že změny turbulentní vazkosti v čase lze zanedbat a pro modelování turbulentní vazkosti byly navrženy algebraické (nularovnicové), jednorovnicové a dvourovnicové modely, jejichž název vychází z počtu doplňujících rovnic. Obr. 7 zobrazuje dělení podle jednotlivých metod matematického modelování proudění a na Obr. 8 je znázorněn přehled turbulentních modelů, které jsou založeny na Boussinesquově hypotéze a jsou dostupné v programu ANSYS CFX. V další části bude podrobněji popsán pouze dvourovnicový model turbulence, který je použit pro výpočet zadané úlohy. [4], [17]



Obr. 7: Metody matematického modelování stacionárního proudění [4]



Obr. 8: Přehled turbulentních modelů [4]

2.2.1 Model k- ω SST (Shear-Stress Transport)

Při numerické simulaci proudění zadané úlohy byl použit tento dvourovnicový model turbulence. Hlavní výhodou modelu k- ω je především robustnost a přesnost v oblastech blízko stěny, zatímco model k- ϵ dává lepší výsledky ve volném proudění, tedy ve větší vzdálenosti od stěn. Kombinací těchto dvou standardních modelů k- ϵ a k- ω vznikl model turbulence SST, který efektivně spojuje jejich hlavní výhody. Efektivního spojení je docíleno konvertováním modelu k- ϵ do formulace modelu k- ω . Oba modely turbulence jsou použity zároveň a jsou násobeny funkcí, která je rovna jedné blízko u stěny, což aktivuje model k- ω , a nule ve větší vzdálenosti od stěny, což aktivuje transformovaný model k- ϵ . Na rozdíl od standardního modelu k- ω se tedy tímto a dalšími vylepšeními stává z modelu SST model přesnější a spolehlivější pro více typů proudění. [25], [17]

Transportní rovnice modelu SST mají následující tvar:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial j}(\rho k w_j) = \frac{\partial}{\partial j} \left[\left(\eta + \frac{\eta_{turb}}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial j} \right] + \widetilde{G}_k - Y_k + S_k , \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial j}(\rho \omega w_j) = \frac{\partial}{\partial j} \left[\left(\eta + \frac{\eta_{turb}}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial j} \right] + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega , \quad (2.4)$$

kde \widetilde{G}_k je generace kinetické energie turbulence k v důsledku gradientů střední rychlosti vypočtené z G_k , G_ω je generace specifické disipace energie ω , Y_k a Y_ω reprezentují disipaci k a ω vlivem turbulence, D_ω představuje příčnou difuzi, S_k a S_ω jsou uživatelsky definované zdrojové členy a σ_k a σ_ω jsou turbulentní Prandtlůva čísla pro k a ω . Turbulentní viskozita se vypočte ze vztahu:

$$\eta_{turb} = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max \left[\frac{1}{\alpha^*}, \frac{S F_2}{a_1 \omega} \right]} , \quad (2.5)$$

kde a_1 je konstanta, S je velikost rychlosti deformace, F_2 je funkce, která zajišťuje hladký přechod mezi oběma modely a koeficient α^* tlumí turbulentní viskozitu podle korekce pro nízká Reynoldsova čísla. [25]

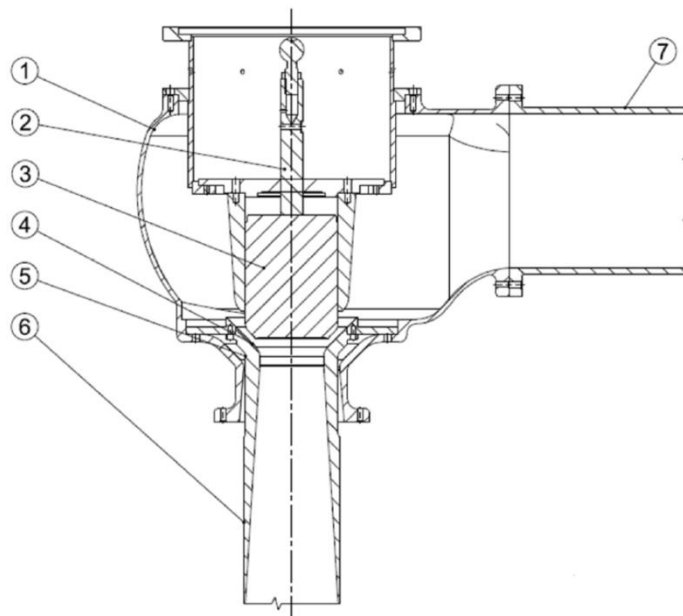
3 Regulační ventily

V této kapitole bylo čerpáno ze zdrojů [19] a [10]. Regulační ventily (RV) obecně slouží k regulaci průtoku pracovního média změnou průtočné plochy v kanálu ventilu, která je způsobena změnou zdvihu kuželky ventilu. V případě této práce se jedná o regulační ventil, který reguluje množství přehřáté páry vstupující do turbíny. V praxi se používá celá řada typů regulačních ventilů v závislosti na funkci a požadavcích. Přehled základních typů RV a dělení podle určitých faktorů je uveden níže. RV se tedy dají třídit podle:

- **Počtu dosedacích ploch**
 - jednosedlové
 - dvousedlové

- **Geometrie kuželky**
 - s tvarovanou kuželkou
 - s talířovou kuželkou
 - s kulovou kuželkou
 - s pístovou kuželkou

- **Přestavovací síly ventilu**
 - neodlehčený ventil
 - odlehčený ventil



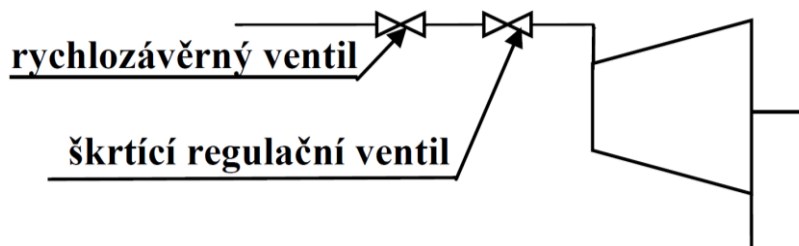
Obr. 9: Schéma parního regulačního ventilu [19]

Na Obr. 9 je zobrazeno schéma parního regulačního ventilu skládajícího se z několika různých částí, které zde nyní budou popsány. Je možné tedy vidět těleso ventilu (1), ve kterém jsou další části, vřeteno (2), které slouží pro zdvih kuželky, kuželku (3), dosedací plochu (4), kde se při uzavření ventilu dotýká kuželka s dýzou, dýzu (5), difuzor (6) a vstupní potrubí (7), kterým se přivádí přehřátá pára z kotle do ventilu a následně proudí do turbíny.

V praktické části této práce se, dle rozdělení uvedeného výše, jedná o jednosedlový, neodlehčený regulační ventil s tvarovanou kuželkou, jehož geometrie je zobrazena na Obr. 17.

4 Regulace výkonu parních turbín

Pro tuto kapitolu byly využity zdroje [10] a [9]. Regulační ventil je umístěn mezi rychlozávěrným ventilem (RZV) a samotnou turbínou. RZV jsou pouze dvojjinné, kdy mohou být buď naplno otevřené, nebo zavřené a ze zákona musí být použit u všech typů regulací. Pomocí RZV tedy nelze regulovat výkon parních turbín. K regulaci výkonu slouží až regulační ventily, které jsou právě za RZV. Schéma uspořádání RZV, RV a turbíny je možné vidět na Obr. 10.



Obr. 10: Schéma řazení RZV a RV [10]

Hlavním úkolem regulace je řídit průtok páry turbínou a tím zajišťovat potřebný výkon celého turbosoustrojí podle aktuálních požadavků elektrizační a teplofikační sítě při zachování co nejvyšší hospodárnosti provozu parní turbíny. Základní představa o možnosti způsobu regulování vychází z rovnice (4.1). Tato rovnice vyjadřuje jaký vnitřní výkon turbíny P lze získat z určitého množství páry \dot{m} při izentropické expanzi. Tento výkon P je idealizovaný, jelikož ve vztahu nejsou zahrnuty různé typy účinností turbíny jako celku, což však pro onu základní představu nepředstavuje problém.

$$P = \dot{m}(h_1 - h_2) \quad (4.1)$$

Z rovnice (4.1) a popisu výše vyplývá, že existují v zásadě tři způsoby změny výkonu parní turbíny a to:

- **Změnou průtočného množství páry (kvantitativní)**
- **Změnou měrné energie páry neboli využitelného entalpického spádu (kvalitativní)**
- **Změnou celkové účinnosti**

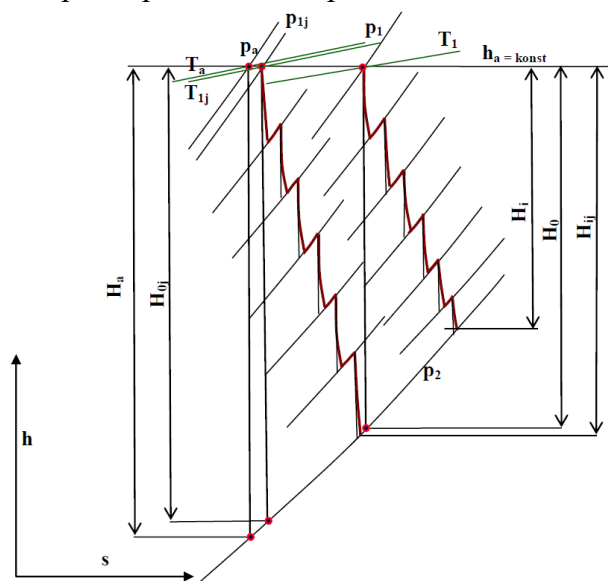
Tyto tři teoretické možnosti regulace lze technicky vyřešit několika způsoby, nazvanými:

- **Regulace škrcením**
- **Skupinová (dýzová) regulace**
- **Regulace klouzavým tlakem**
- **Regulace obtokem**

Vzhledem k řešení praktické části této práce zde dále bude podrobněji popsána pouze regulace škrcením a skupinová regulace.

4.1 Regulace škrcením

Jak již bylo popsáno v kapitole 1.3, škrcení lze považovat za izoentalpický jev. V tomto typu regulace se při konstantním vstupním tlaku určuje velikost hmotnostního průtoku páry vlivem zdvihu kuželky regulačního ventilu, jedná se tedy o regulaci kvalitativní. Pomocí regulačních ventilů se snižuje tlak páry před prvním stupněm turbíny z hodnoty p_{1j} na hodnotu p_1 a při konstantní vstupní entalpii $h_a = konst.$ se škrcením snižuje využitelný entalpický spád ($H_0 < H_{0j}$), průtok páry a tím i výkon. Z Obr. 11 je také patrné, že u kondenzačních turbín při částečném zatížení postihne téměř celá změna entalpického spádu poslední stupeň turbíny, který určuje výslednou účinnost. U protitlakové turbíny se změna účinnosti týká několika posledních stupňů turbíny. Expanzní čára vlevo na Obr. 11 je čarou při jmenovitém provozu a vpravo při částečném provozu.



Obr. 11: Expanze v turbíně při regulaci škrcením [9]

Výhody tohoto provedení jsou, že k regulaci stačí jen jeden regulační ventil, regulační stupeň má totální ostřík¹ a při škrcení nastává pouze malá změna teploty s výkonem, jsou tedy možné rychlé výkonové změny, jelikož nedochází k velkému tepelnému namáhání částí turbíny. Zásadní nevýhodou však je, že se v regulačním ventilu škrtí celý hmotnostní tok páry a zmenšuje se celkový tepelný spád. To má za následek, že při provozování na nízkých výkonech významně klesá termodynamická účinnost expanze i tepelná účinnost celého cyklu. Regulace škrcením je tedy považována za regulaci ztrátovou.

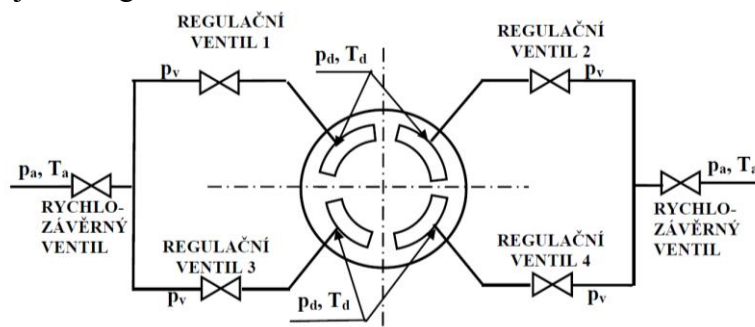
4.2 Skupinová regulace

Tato regulace je regulací kvantitativní, jelikož se snaží měnit výkon pouze změnou průtočného množství páry dle rovnice (4.1). Při konstantním protitlaku a stavu vstupní páry je nutností této regulace změna průtočného průřezu. Jelikož změna průtokových průřezů je možná pouze v prvním stupni turbíny, má tato regulace více RV, které se otevírají postupně. Pro dosažení co nejplynulejší regulace se používá přesazení otevírání jednotlivých ventilů. Průběh regulace je takový, že při zvyšování výkonu ventil při otevírání škrtí až do úplného otevření, avšak ještě před plným otevřením se začíná otevírat další ventil. Skupinová regulace

¹ Totální ostřík – pára je vedena k rozváděcím lopatkám jedním společným okružním kanálem

je hospodárnější než regulace škrtící, jelikož škrcení probíhá pouze v jednom částečně otevřeném regulačním ventilu, přičemž ostatními plně otevřenými ventily pára proudí bez škrcení. Neškrtí se tedy celý průtok páry, ale pouze část.

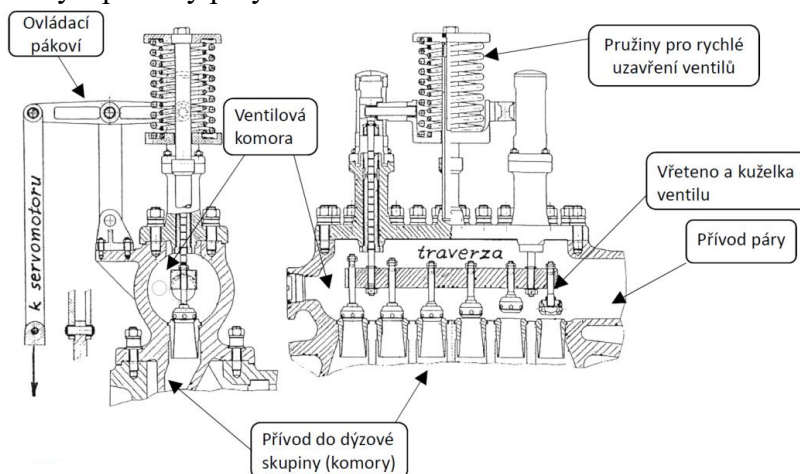
Na Obr. 12 je možné vidět schéma skupinové regulace. V reálném případě se po otevření RZV nejdříve otvírají RV 1 a 2, před jejich úplným otevřením se začne otvírat ventil 3 a před úplným otevřením poslední ventil 4. Je tedy zřejmé, že rozváděcí kolo regulačního stupně má parciální ostřík² rozdělený do několika dýzových skupin, přičemž každá je napojena na právě jeden regulační ventil.



Obr. 12: Schéma skupinové regulace [9]

Hlavní výhodou skupinové regulace je, že turbínu lze provozovat při částečných výkonech dlouhodobě s dobrou účinností provozu, přičemž nejlepší účinnosti se dosahuje při určitém počtu plně otevřených ventilů a zbylých ventilech plně uzavřených. Nevýhodou je, že při změně provozů dochází k velké změně teploty za regulačním stupněm, což způsobuje značná tepelná namáhání, není tedy vhodná pro časté změny výkonu. Další nevýhoda souvisí s parciálním ostříkem, jelikož jsou oběžné lopatky regulačního stupně vystaveny značnému ohybovému namáhání od výkonu. Z tohoto důvodu není skupinová regulace vhodná pro turbíny největších výkonů.

Existují tři způsoby realizace skupinové regulace a to regulace trámcová neboli traverzová (Obr. 13), vačková a s individuálními servomotory. Princip trámcové regulace, která je řešena v praktické části této práce, je takový, že k traverze jsou připojeny ventily, které mají různé délky vřeten a s pohybem celé traverzy se postupně otvírají jednotlivé ventily dle principu popsaného výše. Toto řešení je jednoduché a levné, lze ho však použít pouze pro nižší tlaky a průtoky páry.



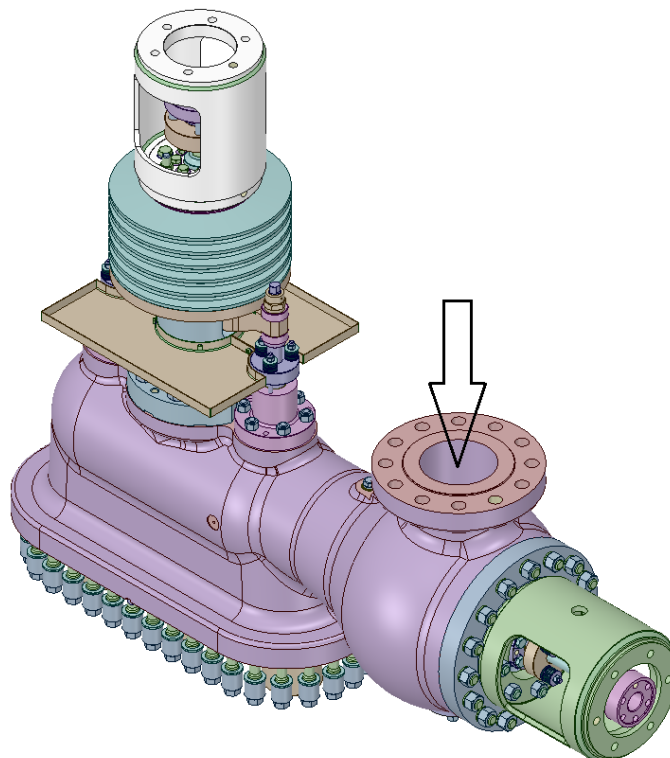
Obr. 13: Trámcová regulace parní turbíny [10]

² Parciální (částečný) ostřík – pára je vedena k rozváděcím lopatkám několika kanály, přičemž proudí jen na část rozváděcího kola

5 Numerický výpočet proudění ventilem

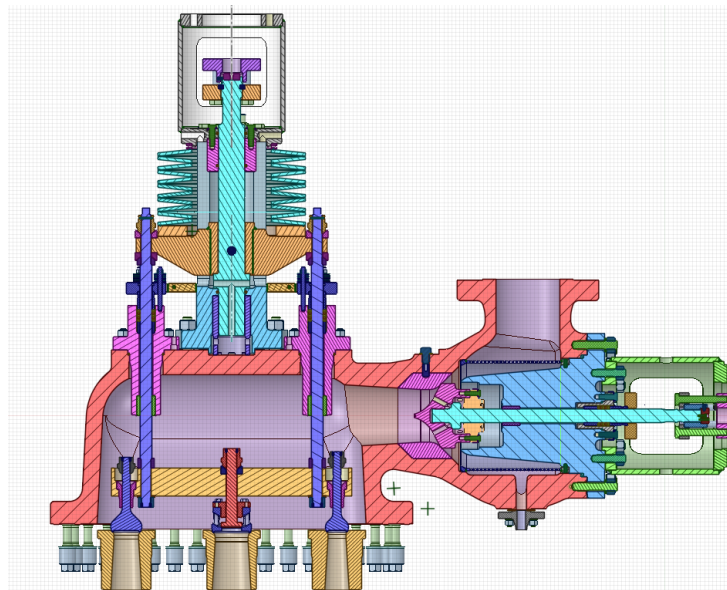
Následující část této práce se věnuje praktickému řešení zadaného problému. Jelikož byly zadány dvě rozdílné geometrie a zároveň byl požadován jiný přístup při řešení problému, je problém rozdělen na variantu 1 (V1) a variantu 2 (V2). Rozdíl mezi variantami v oblasti ventilu je především v jiném průměru kuželky ventilu a v hrdle difuzoru. Pro každou variantu jsou uvažovány jiné zjednodušující předpoklady, které jsou podrobně popsány u příslušných variant a jejich geometrií. Dále se v následující části lze dočíst o tvorbě výpočetních sítí a nastavení výpočtů pro numerickou simulaci v programu ANSYS CFX. Nedílnou součástí obou variant je i vyhodnocení výsledků v různých formách. V závěrečné části je uvedeno porovnání výsledků z jednotlivých variant mezi sebou a popsány důsledky pro praktické využití.

Numerická simulace byla provedena pro jednosedlový neodlehčený regulační ventil typového provedení s rovinným uspořádáním vstupního sedla a tvarovanou kuželkou. Tento ventil je jedním ze tří ventilů, které zajišťují skupinovou neboli dýzovou regulaci výkonu parní turbíny prostřednictvím trámcové regulace. Tato trámcová regulace je zobrazena v izometrickém pohledu na Obr. 14. Je zde možné vidět vstupní potrubí pro přehřátou páru, které je označeno šipkou, rychlozávěrný ventil a jeho mechanismus ovládání, který se nachází v pravé dolní části obrázku, mechanismus ovládání samotné trámcové regulace situovaný v horní části obrázku a také ventilovou komoru, která spojuje všechny tyto tři popsané části.



Obr. 14: Model trámcové regulace parní turbíny

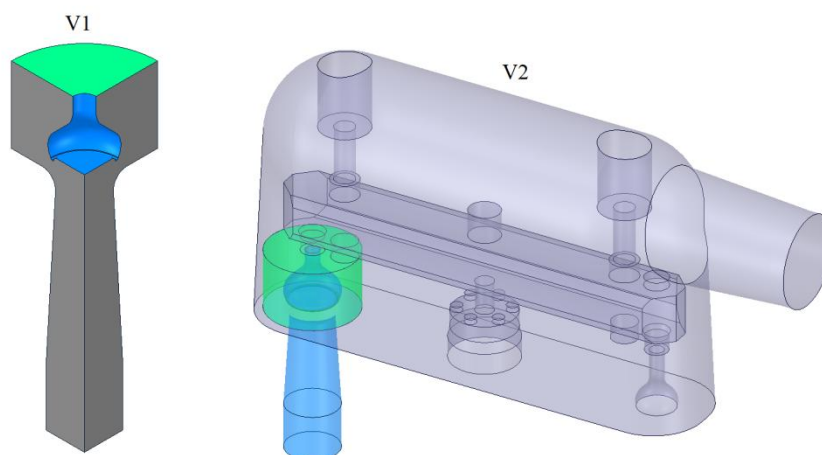
Ventil, který byl při numerické simulaci uvažován a modelován je levý ventil na Obr. 15. Na tomto obrázku je zobrazena trámcová regulace ve středním řezu vedeným osou vstupní komory a osou difuzoru uvažovaného ventilu. Je možné zde vidět kuželku rychlozávěrného ventilu, dva závěsy traverzy trámcové regulace, samotný trámec, dva krajní odlehčené ventily, jeden neodlehčený ventil, tři výstupní difuzory a vnitřek ventilové komory, který je numericky simulován.



Obr. 15: Střední řez modelem trámcové regulace

Pro V1 bylo požadavkem vyhodnotit obecnou průtokovou charakteristiku zadaného ventilu. U V2 bylo hlavním cílem vyhodnotit obecnou průtokovou i silovou charakteristiku a zmapovat stavy, při kterých začíná docházet k odtržení proudu od stěny difuzoru. Dále bylo zpracováno několik rozšiřujících vyhodnocení oproti základnímu zadání této práce. Je tedy také proveden rozbor proudění ve ventilové komoře, vyhodnocena závislosti plochy v sedle ventilu na zdvihu kuželky, vyhodnocen stupeň rozšíření difuzoru, provedena náhrada bodů získaných z numerických simulací regresními funkcemi a zpracována závislost poměrného hmotnostního průtoku na zdvihu kuželky pro provozní charakteristiku turbíny. Všechny zmíněné rozšiřující práce jsou provedeny pro V2.

Pro lepší přehlednost v rozdílech variant V1 a V2 jsou zde zobrazeny jejich celé výpočetní oblasti na Obr. 16. Je zřejmé, že hlavním rozdílem je modelovaná ventilová komora pro V2. Pro V1 ventilová komora nebyla modelována a v souladu s Obr. 16 je modelována pouze čtvrtina výpočetní oblasti ventilu, kdežto pro V2 byla modelována celá 3D oblast ventilu. Vstup páry do výpočetní oblasti pro V1 je pouze plochou zbarvenou do zelena, tedy shora. Naopak zeleně zbarvené plochy pro V2 jsou styčné plochy mezi oblastí proudění ve ventilové komoře a v samotném ventilu a je tedy zřejmé, že pára vstupuje do oblasti ventilu i po obvodu. Dalším rozdílem mezi V1 a V2 je jiný průměr hrdla difuzoru a také velikost kuželky ventilu. Podrobněji je geometrie popsána v kapitole 5.1.1, respektive 5.2.1.



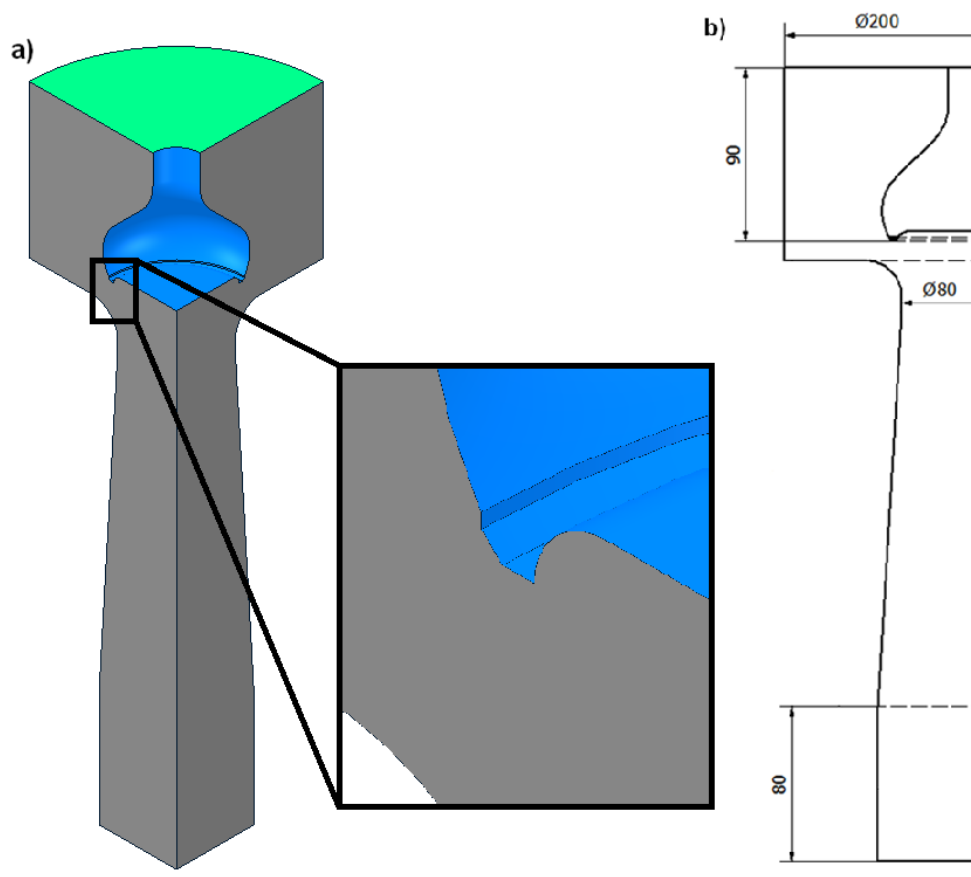
Obr. 16: Výpočetní oblasti, V1 a V2

5.1 Numerický výpočet proudění rotačně symetrickým modelem ventilu – V1

5.1.1 Geometrie výpočetní oblasti

Výpočetní oblast byla vytvořena dle dodaného modelu ventilu a jeho výkresové dokumentace. Pro účely vyřešení zadané úlohy byla vymodelována jen část vstupní oblasti v okolí kuželky ventilu, přičemž průměr vstupní oblasti byl stanoven na 200 mm. Výstupní oblast byla prodloužena o 80 mm z důvodu ustálení proudění, neboť docházelo k divergenci výpočtu z důvodu zpětného proudění na výstupu. Izometrický pohled na geometrii výpočetní oblasti je na Obr. 17a, přičemž schéma je uvedeno na Obr. 17b.

Geometrie byla v souladu se zadáním úlohy uvažována jako rotačně symetrická, byla tedy vymodelována pouze čtvrtina výpočetní oblasti a na šedě vybarvené plochy na Obr. 17a byla při výpočtu nastavena podmínka symetrie. Vstup do výpočetní oblasti je v tomto případě zobrazen zelenou barvou a modrou barvou je zbarvena plocha kuželky ventilu.



Obr. 17: Geometrie proudové oblasti, V1

Celkem bylo vytvořeno osm geometrií, přičemž jednotlivé varianty se liší zdvihem kuželky ventilu. Dle zadání úlohy je požadováno modelovat zdvihy kuželky $h/D = 0.05, 0.09, 0.15, 0.2, 0.25, 0.3, 0.4, 0.5$, kde h je výška zdvihu kuželky ventilu a D je průměr hrdla difuzoru. V průběhu řešení bylo zjištěno, že pro zdvih $h/D = 0.3$ a větší kuželka neovlivňuje průtočný průřez, neboť průřez hrdla difuzoru je menší než plocha mezi kuželkou a sedlem ventilu.

V Tab. 1 je pro řešené zdvihy vypočtena plocha mezi kuželkou/sedlem a průřez hrdla difuzoru. Barevně je vyznačena vždy menší plocha, tedy plocha omezující průtok páry. Z Tab. 1 je patrné, že pro zdvih $h/D = 0.3$ a větší je plocha mezi kuželkou a sedlem větší než plocha hrdla difuzoru, a tudíž zdvih kuželky nemá v tomto případě vliv na průtokovou charakteristiku ventilu. Na rozdíl od zdvihu $h/D = 0.25$ a menší, kde je plocha mezi kuželkou a sedlem ventilu menší než plocha hrdla difuzoru, a tudíž zdvih kuželky v tomto případě ovlivňuje průtokovou charakteristiku ventilu.

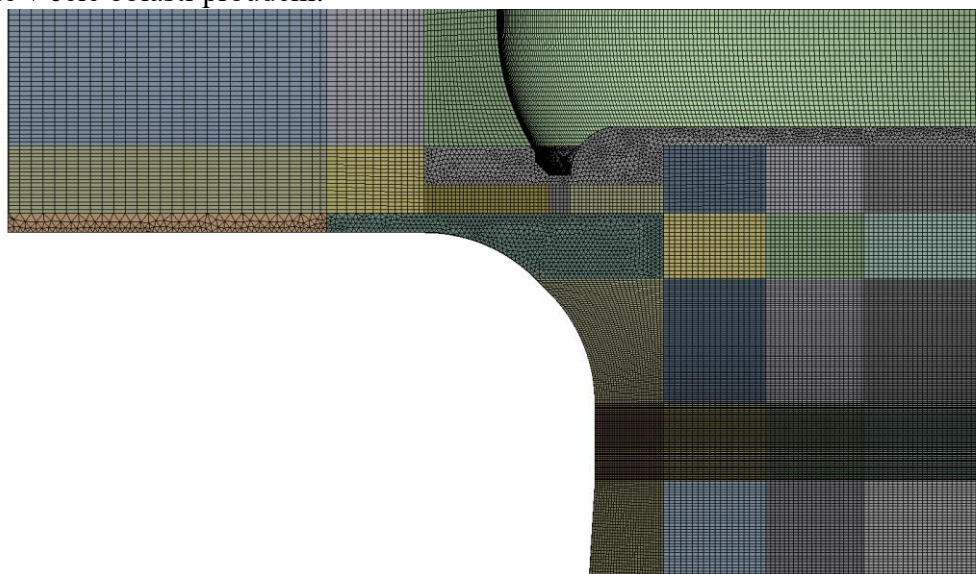
Tab. 1: Průtočné průřezy, V1

h/D	0.05	0.09	0.15	0.2	0.25	0.3	0.4	0.5
Plocha mezi kuželkou a sedlem [mm ²]	816	1544.2	2754.2	3835.9	4962.6	6121.4	8503.6	10940.8
Plocha hrdla difuzoru [mm ²]	5026.5	5026.5	5026.5	5026.5	5026.5	5026.5	5026.5	5026.5

5.1.2 Výpočetní síť

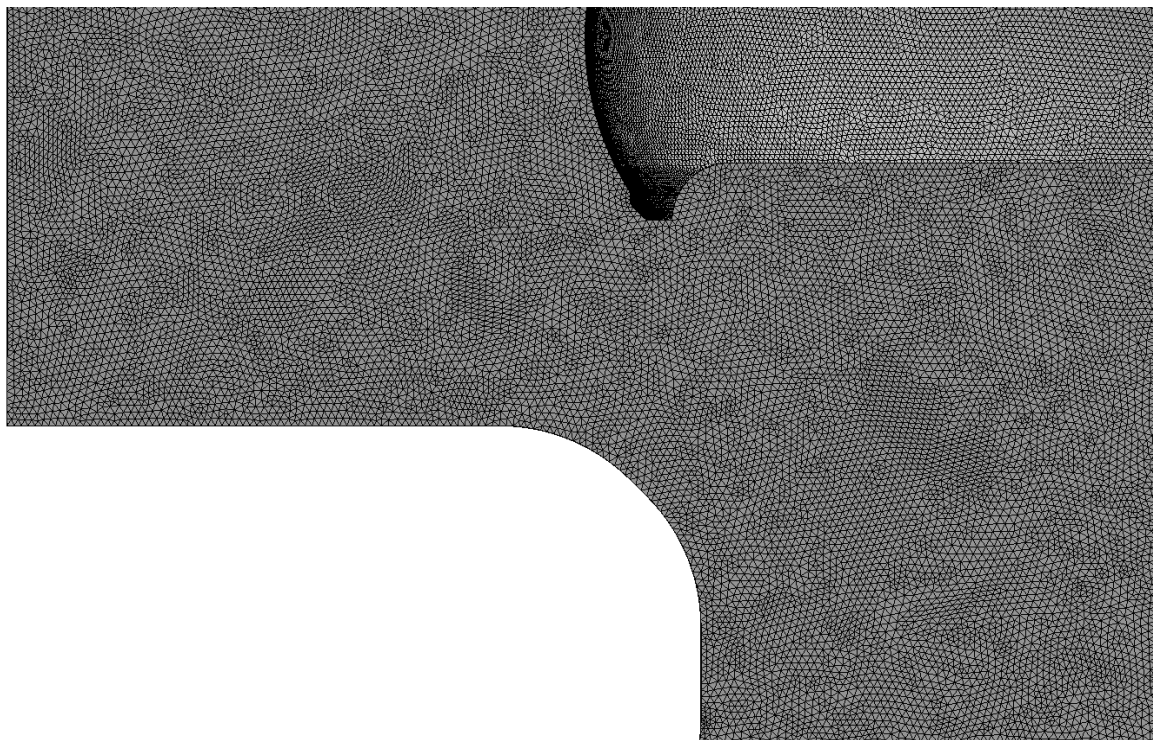
Po vytvoření a úpravě geometrie došlo k její diskretizaci. Vzhledem k relativně složité geometrii a s ohledem na snížení výpočetní náročnosti simulací, byla geometrie pro všechny zdvihy, vyjma zdvihu $h/D = 0.3$, rozdělena na několik částí. Konkrétně pro zdvihy kuželky $h/D = 0.15, 0.2, 0.25, 0.4$ a 0.5 na celkem 42 a pro zdvihy $h/D = 0.05$ a 0.09 na 34 menších částí z důvodu dosažení kvalitnější výpočetní sítě a možnosti lokálního zhuštění prvků v oblastech předpokládaných vysokých gradientů proudových veličin. Většina objemů byla diskretizována na hexahedrální elementy metodou „sweep“, neboli tažení. Doména simulující proudění tekutiny je konformní a hybridní.

Pro zdvih $h/D = 0.3$ nemohl být použit stejný postup diskretizace, jelikož docházelo k divergenci při výpočtu, která byla pravděpodobně způsobena malou hustotou prvků v oblastech vysokých gradientů proudových veličin. Bylo tedy upuštěno od rozdělování geometrie na menší části a převážně strukturované síť. Diskretizován byl pouze jeden objem, který představuje celou oblast proudění, kde jsou pouze tetrahedrální elementy a výpočetní síť je nestrukturovaná. Tento způsob diskretizace pro daný zdvih byl použit z důvodu zmenšení prvků sítě v celé oblasti proudění.



Obr. 18: Detail výpočetní sítě mezi kuželkou a hrdlem ($h/D = 0.15, 0.2, 0.25, 0.4, 0.5$)

Počet prvků sítě zásadně ovlivňuje výpočetní čas. Rozdělení výpočetní oblasti na menší části má významný vliv na počet elementů sítě, jelikož pro zdvih $h/D = 0.3$ má síť přibližně 17 milionů elementů, kdežto pro ostatní zdvihy má necelých 13 milionů elementů, čímž se výpočetní čas značně snižuje. Pro zdvih $h/D = 0.3$ byl největší nárůst prvků zaznamenán v mezních vrstvách. Na Obr. 18 a Obr. 19 jsou zobrazeny detaily výpočetní sítě v řezu rovinou symetrie mezi kuželkou a hrdlem difuzoru.



Obr. 19: Detail výpočetní sítě mezi kuželkou a hrdlem difuzoru ($h/D = 0.3$)

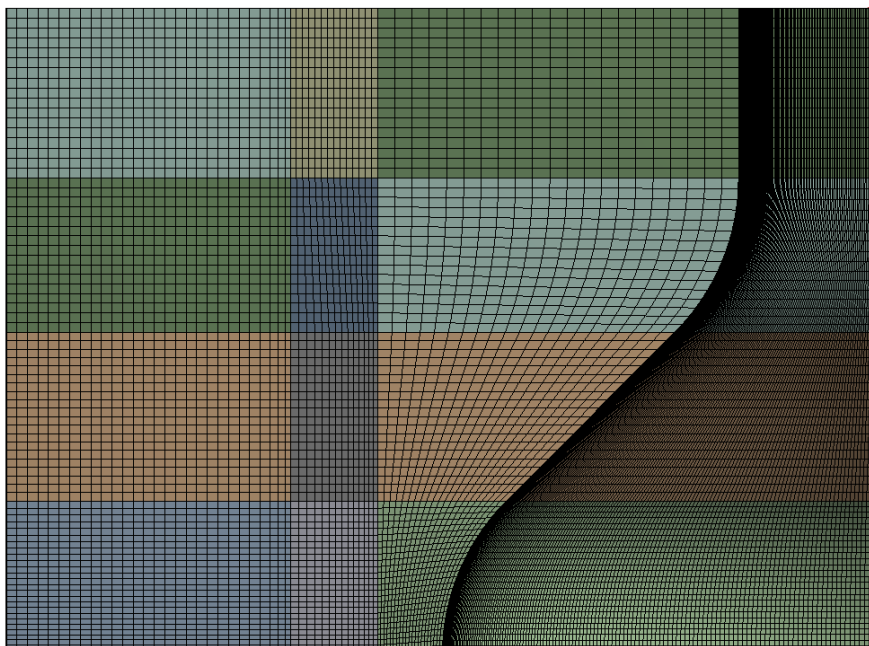
5.1.2.1 Popis diskretizace geometrie

Pro podrobnější popis diskretizace výpočetní oblasti je vybrána varianta pro zdvih $h/D = 0.2$. U ostatních variant, vyjma zdvihů $h/D = 0.09, 0.05$ a 0.3 , je diskretizace provedena zcela analogicky. Velikost prvků je volena tak, že v místě předpokládaných oblastí vysokých gradientů sledovaných veličin (hrdlo, oblast mezi kuželkou a sedlem) jsou prvky nejmenší velikosti, abychom co nejpřesněji zachytili distribuci veličin v těchto oblastech.

V hrdle, difuzoru a v prodloužené výstupní oblasti jsou hexahedrální elementy s hranou podstavy o délce $D/160$, kde D je průměr hrdla ventilu. V hrdle ventilu je výška těchto prvků $D/400$, v difuzoru se postupně zvětšuje až na hodnotu o výšce $D/70$, kterou nabývají elementy na výstupu páry z difuzoru. V prodloužené výstupní oblasti se výška elementů nemění.

V oblasti mezi kuželkou a sedlem ventilu jsou též hexahedrální elementy, přičemž nejmenší z nich mají délku hrany podstavy rovnou $D/160$. S rostoucí vzdáleností od osy ventilu se délka hrany podstavy elementů zvětšuje, přičemž u největších elementů dosahuje hodnoty $D/64$. Výška elementů je v této oblasti neměnná a její hodnota je $D/200$.

Ve vstupní části výpočetní oblasti (Obr. 20) jsou hexagonální prvky největších velikostí. Výška elementů zde dosahuje až na hodnotu $D/64$ a délka hrany podstavy nepřekračuje hodnotu $D/40$. Takto velké prvky byly v této oblasti voleny, neboť zde nejsou očekávány velké změny proudových veličin.

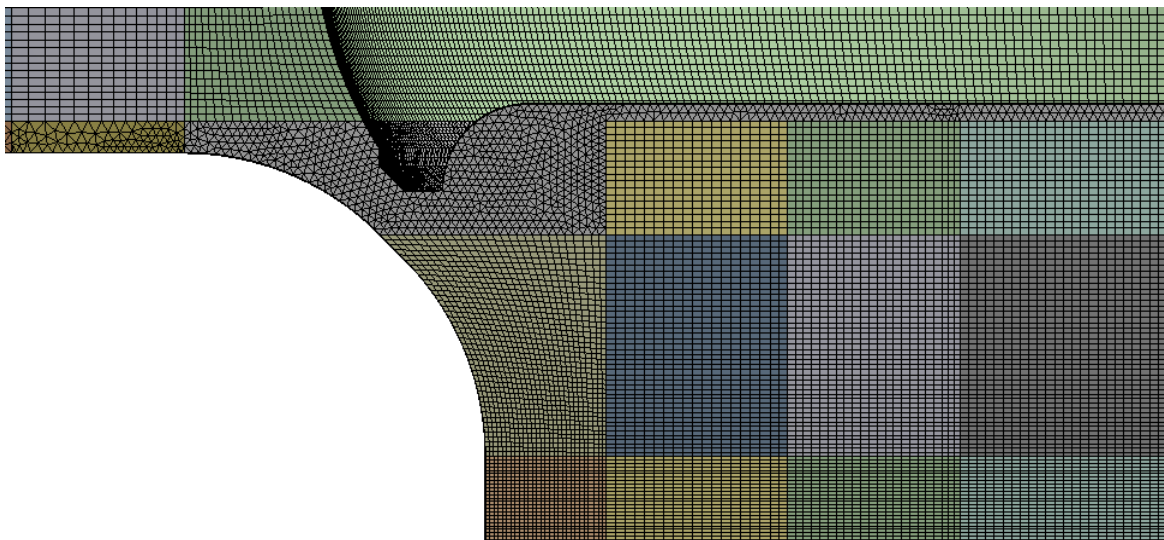


Obr. 20: Detail výpočetní sítě na vstupu výpočetní oblasti ($h/D = 0.2$)

Okolí vybraní kuželky ventilu bylo z důvodu složité geometrie diskretizováno pomocí tetrahedrálních elementů s délkou hrany $D/200$. Tetrahedrální elementy byly použity též pro diskretizaci v okolí rádiusu na vstupu do konvergentní části ventilu. Zde byly tyto elementy zvoleny nikoliv z důvodu složité geometrie, ale především z důvodu lokálního zhuštění elementů v této oblasti. Hrana elementů zde nabývá délky $D/160$.

Při diskretizaci geometrie pro zdvih $h/D = 0.3$ je celá oblast proudění reprezentována pouze jedním objemem, jak je patrné z Obr. 19. Celá tato oblast byla diskretizována pomocí tetrahedrálních elementů, pro které byla předepsána maximální velikost hrany elementu na hodnotu $D/33$ a maximální velikosti plochy na hodnotu $D/133$.

Diskretizace geometrie pro zdvihy $h/D = 0.09$ a 0.05 se liší jen v oblasti mezi kuželkou a sedlem ventilu. Celá tato oblast byla diskretizována pomocí tetrahedrálních prvků o délce hrany $D/160$, jak je patrné z Obr. 21.



Obr. 21: Detail výpočetní sítě mezi kuželkou a sedlem ($h/D = 0.05$ a 0.09)

5.1.2.2 Mezní vrstva

Pro tloušťku první vrstvy, která je zapotřebí pro modelování mezní vrstvy, byla zvolena hodnota $5 \cdot 10^{-8}$ [m], což se následně ukázalo jako dobrý odhad. Globální maximum kritéria pro určení kvality modelování mezní vrstvy, y^+ , nepřesáhla hodnotu 1.69 [-]. Tato hodnota je z pohledu kvality modelování mezní vrstvy velice uspokojivá. Pro úplnost je potřeba dodat, že zmíněné hodnoty y^+ bylo dosaženo u zdvihu $h/D = 0.05$ a při tlakovém poměru 0.8. U ostatních variant je hodnota y^+ nižší.

5.1.3 Definice výpočtu v CFX

5.1.3.1 Nastavení materiálových vlastností

Fyzikální podmínky jednoznačnosti definující materiálové vlastnosti domény jsou shrnuty v Tab. 2. Parametry jsou uvedeny jako „IAPWS“. Je to z toho důvodu, že vlastnosti proudícího média jsou během výpočtu načítány z knihoven vlastností vody a vodní páry IAPWS-IF97, které jsou závislé na tlaku a teplotě média.

Tab. 2: Materiálové vlastnosti domény

Název	Hodnota	Jednotka
Termodynamický stav	Plynný	[-]
Molární hmotnost	IAPWS	[kg kmol ⁻¹]
Hustota	IAPWS	[kg m ⁻³]
c_p	IAPWS	[J kg ⁻¹ K ⁻¹]
Dynamická viskozita	IAPWS	[kg m ⁻¹ s ⁻¹]
Tepelná vodivost	IAPWS	[W m ⁻¹ K ⁻¹]

Z dostupných variant byla zvolena přehřátá pára, v CFX označována „*Steam5 (Dry steam)*“. Tento model přehřáté páry je vhodný pro teploty v rozmezí 450–900 [K] a tlaky v rozmezí 1–30 [MPa].

5.1.3.2 Nastavení klíčových parametrů výpočtu

Pro výpočetní oblast byl nastaven referenční tlak 0 [bar], aby nebylo třeba přepočítávat okrajové podmínky. Další výhodou je také to, že hodnoty tlaků není zapotřebí rozlišovat jako relativní a absolutní.

Teplotní pole bylo řešeno za použití energetické rovnice pro proudící médium, v dokumentaci též označovaná jako „*Total Energy Equation*“. Při výpočtech entalpie je zde zakomponovaná i složka kinetické energie, vliv vazkosti i vliv vnějších objemových sil. Dále byla aktivována možnost „*High Speed Numerics*“, jenž by dle zdroje [1] mělo vést k lepší numerické stabilitě výpočtu tehdy, objevují-li se v proudové oblasti rázové vlny. Toto chování bylo ověřeno i výpočtem, kdy bez aktivace této možnosti nebylo dosaženo konvergence.

Model turbulence byl uvažován dvourovnicový SST – „*Shear Stress Transport*“ s 5 % intenzitou turbulence na vstupu. Jedná se o model, který kombinuje turbulentní modely $k-\omega$ a $k-\epsilon$. Podrobnější popis turbulentního modelu SST obsahuje kapitola 2.2.1.

Při výpočtech nebyl uvažován vliv gravitace a nemodeloval se vliv radiace. Dále se předpokládalo, že ventil je izolován, a tedy odvod tepla do okolí je minimální. Proto je vnější stěna ventilu uvažována jako adiabatická, bez přestupu tepla do okolí.

5.1.3.3 Okrajové podmínky

Na vstupu do domény byl definován celkový tlak $p_0 = 130$ [bar] a celková teplota $t_0 = 530$ [°C]. Na výstupu z domény byl definován statický tlak p_2 . Dle zadání úlohy se mají modelovat případy proudění páry pro celkem osm tlakových poměrů, konkrétně $p_2/p_0 = 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 0.92, 0.94, 0.96$ a 0.98 . Jelikož již pro poměr tlaků $p_2/p_0 = 0.92$ a největší zdvih kuželky ventilu rychlost proudící páry překročila rychlost zvuku, tj. $Ma > 1$, po domluvě s konzultanty došlo k úpravě zadání. Úprava spočívá v odstranění a tedy nemodelování dvou nejmenších tlakových poměrů, konkrétně $p_2/p_0 = 0.6$ a 0.7 . Důvodem je zanedbatelný vliv na průtokovou charakteristiku způsobený překročením rychlosti zvuku již při vyšších tlakových poměrech. Celkem je tedy modelováno minimálně šest tlakových poměrů pro každý zdvih kuželky ventilu. Dále bylo zadání pro některé zdvihy kuželky rozšířeno o tlakové poměry tak, aby bylo možné přesněji vykreslit průtokovou charakteristiku ventilu. Celkem je tedy modelováno až čtrnáct tlakových poměrů pro daný zdvih, konkrétně pro zdvih $h/D = 0.3$. Tab. 3 udává použité tlakové poměry, které jsou modelovány pro různé varianty zdvihu a jim příslušný statický tlak na výstupu z domény.

Tab. 3: Použité tlakové poměry zdvihů a statický tlak na výstupu z domény

p_2/p_0 [-]	p_2 [bar]
0.9975	129.675
0.995	129.35
0.99	128.7
0.985	128.05
0.98	127.4
0.97	126.1
0.96	124.8
0.95	123.5
0.94	122.2
0.93	120.9
0.92	119.6
0.9	117
0.88	114.4
0.86	111.8
0.84	109.2
0.82	106.6
0.8	104

5.1.4 Výsledky

5.1.4.1 Průtoková charakteristika ventilu

Průtoková charakteristika ventilu udává závislost poměrného průtočného množství m_0/m^* na tlakovém poměru p_2/p_0 , přičemž m_0 je aktuální hmotnostní tok, m^* kritický hmotnostní tok, p_0 celkový tlak na vstupu do domény a p_2 je statický tlak na konci difuzoru.

Kritický hmotnostní tok m^* , jak již bylo popsáno v kapitole 1.3, je definován následovně:

$$m^* = \frac{\pi D_h^2}{4} 0.667 * \sqrt{\frac{p_{0c}}{v_{0c}}} = 74.398 \text{ [kg} \cdot \text{s}^{-1}] \quad (5.1)$$

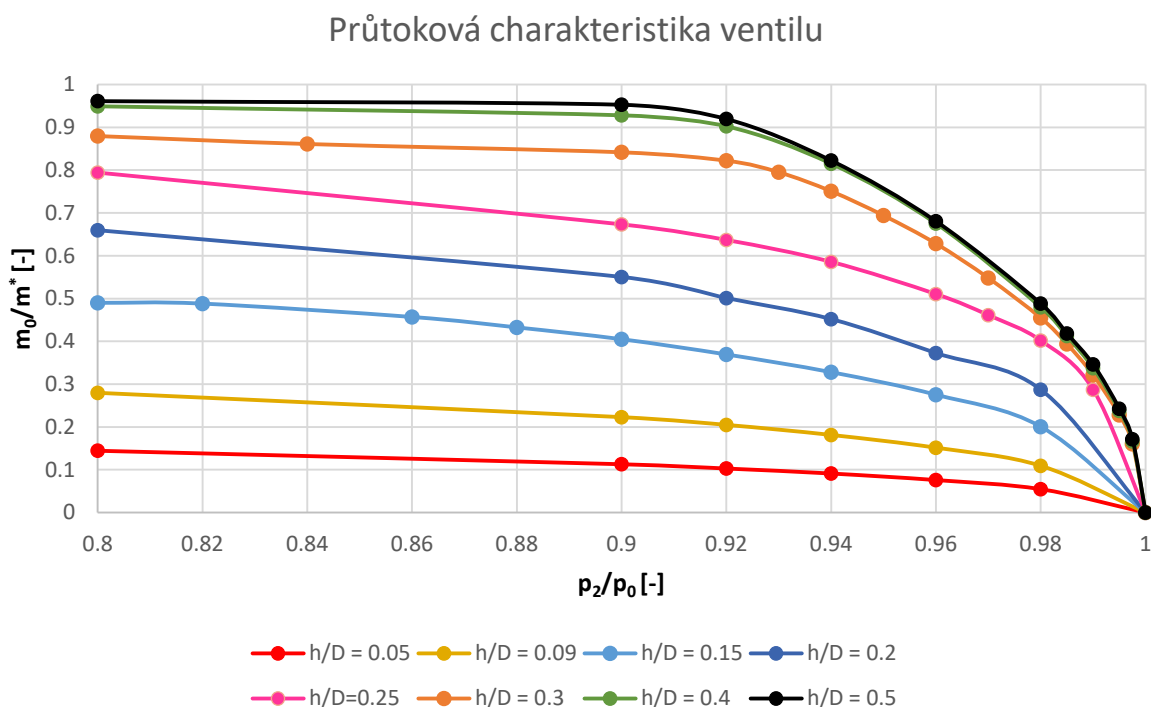
Aktuální hmotnostní toky pro jednotlivé varianty zdvihu a tlakového poměru jsou uvedeny v Tab. 4. Poměrný hmotnostní tok je pak uveden v Tab. 5. Průtoková charakteristika ventilu je zobrazena na Obr. 22.

Tab. 4: Aktuální hmotnostní tok, $V1$ [kg s^{-1}]

<i>zdvih h/D tlakový poměr</i>	0.05	0.09	0.15	0.2	0.25	0.3	0.4	0.5
0.9975	-	-	-	-	-	11.936	12.382	12.748
0.995	-	-	-	-	-	16.966	17.673	18.051
0.99	-	-	-	-	21.347	23.908	25.103	25.760
0.985	-	-	-	-	-	29.305	30.698	31.130
0.98	4.069	8.121	14.918	21.359	29.897	33.837	35.686	36.331
0.97	-	-	-	-	34.308	40.775	-	-
0.96	5.654	11.266	20.480	27.722	37.974	46.757	50.249	50.649
0.95	-	-	-	-	-	51.645	-	-
0.94	6.796	13.482	24.399	33.620	43.573	55.864	60.641	61.204
0.93	-	-	-	-	-	59.168	-	-
0.92	7.666	15.229	27.482	37.278	47.379	61.175	67.152	68.430
0.9	8.413	16.576	30.128	40.943	50.094	62.637	69.056	70.910
0.88	-	-	32.183	-	-	-	-	-
0.86	-	-	33.997	-	-	-	-	-
0.84	-	-	-	-	-	64.078	-	-
0.82	-	-	36.318	-	-	-	-	-
0.8	10.764	20.806	36.456	49.073	59.098	65.462	70.622	71.534

Tab. 5: Poměrný hmotnostní tok, $V1$ [-]

<i>zdvih h/D tlakový poměr</i>	0.05	0.09	0.15	0.2	0.25	0.3	0.4	0.5
0.9975	-	-	-	-	-	0.160	0.166	0.171
0.995	-	-	-	-	-	0.228	0.238	0.243
0.99	-	-	-	-	0.287	0.321	0.337	0.346
0.985	-	-	-	-	-	0.394	0.413	0.418
0.98	0.055	0.109	0.201	0.287	0.402	0.455	0.480	0.488
0.97	-	-	-	-	0.461	0.548	-	-
0.96	0.076	0.151	0.275	0.373	0.510	0.628	0.675	0.681
0.95	-	-	-	-	-	0.694	-	-
0.94	0.091	0.181	0.328	0.452	0.586	0.751	0.815	0.823
0.93	-	-	-	-	-	0.795	-	-
0.92	0.103	0.205	0.369	0.501	0.637	0.822	0.903	0.920
0.9	0.113	0.223	0.405	0.550	0.673	0.842	0.928	0.953
0.88	-	-	0.433	-	-	-	-	-
0.86	-	-	0.457	-	-	-	-	-
0.84	-	-	-	-	-	0.861	-	-
0.82	-	-	0.488	-	-	-	-	-
0.8	0.145	0.280	0.490	0.660	0.794	0.880	0.949	0.962



Obr. 22: Průtoková charakteristika ventilu, V1

Z výše uvedené průtokové charakteristiky je názorně vidět problematika původního zadání úlohy, jež byla diskutována v kapitole 5.1.1. Pro zdvih kuželky $h/D = 0.4$ a 0.5 jsou křivky víceméně totožné (jejich odchylka je v rámci numerické chyby výpočtu). Znamená to tedy, že pro tyto zdvihy je průtočné množství přehřáté páry ventilem závislé jen na tlakovém poměru před a za ventilem, nikoli na samotném zdvihu kuželky. U těchto variant se dosáhne velmi rychle (již při tlakovém poměru $p_2/p_0 \sim 0.9$) aerodynamického ucpání, čímž je dosaženo maximálního průtočného množství. Jelikož řešená geometrie ventilu odpovídá geometrii Lavalovy dýzy, tj. konvergentně-divergentní trysce, rychlost proudění se z kritické rychlosti dále zvyšuje a na výstupu z difuzoru dosahuje až hodnoty $Ma \sim 1.8$. Toto proudění je samozřejmě doprovázeno vznikem rázových vln, které se při numerické simulaci podařilo zachytit.

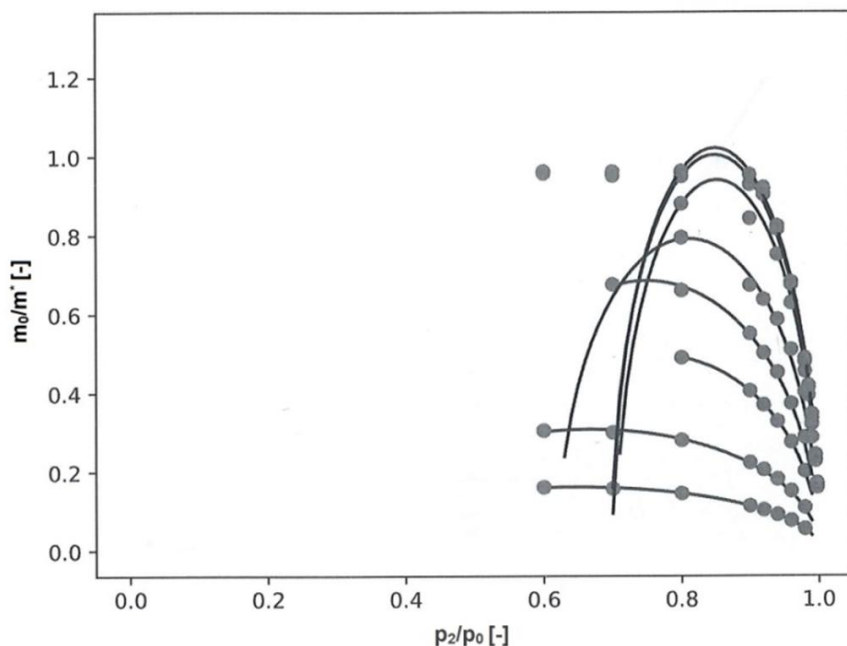
U zdvihů menších než $h/D = 0.3$ ovlivňuje průtočné množství páry nejen tlakový poměr, ale též zdvih kuželky ventilu. Z diagramu lze pozorovat, že tlakový poměr, při němž dochází k aerodynamickému ucpání a průtočné množství páry je tedy dále neměnné, se s menšími zdvihy kuželky posouvá k nižším tlakovým poměrům.

5.1.4.2 Zobecnění průtokové charakteristiky ventilu

V této kapitole je provedeno zobecnění průtokové charakteristiky ventilu. Cílem je získané hodnoty z numerické simulace na daném intervalu aproximovat vhodnou funkcí, pomocí níž se následně dají určit hmotnostní průtoky i pro tlakové poměry, které nebyly explicitně uvažovány. Touto vhodnou funkcí je elipsa z důvodů popsanych v kapitole 1.3.

Právě pro náhradu elipsou popsanou v dané kapitole, byl pro potřeby společnosti Doosan Škoda Power na Fakultě aplikovaných věd Západočeské univerzity v Plzni, vytvořen program. Tento program modeluje geometrické charakteristiky závislosti průtoku a tlakového poměru. Do programu se tedy zadají hodnoty získané z numerických simulací a tyto hodnoty se proloží právě Bendemannovou elipsou. Výstupem je graf, který je na Obr. 23 a také velikosti jednotlivých poloos a a b , kde poloosa a vyjadřuje tlakový poměr dle vztahu (5.2)

a poloosa b hmotnostní tok (5.3). V Tab. 6 jsou uvedeny velikosti poloos elips pro jednotlivé zdvihy kuželky.



Obr. 23: Grafický výstup z programu na náhradu elipsou, V1

Tab. 6: Velikosti poloos elips pro jednotlivé zdvihy kuželky, V1

h/D	a	b
0.05	0.35485483	0.16116391
0.10	0.33321884	0.30768615
0.15	0.23993756	0.4969902
0.20	0.25115277	0.68429995
0.25	0.1894141	0.79048589
0.30	0.14758968	0.93941028
0.40	0.15095311	1.00293437
0.50	0.15032152	1.02011081

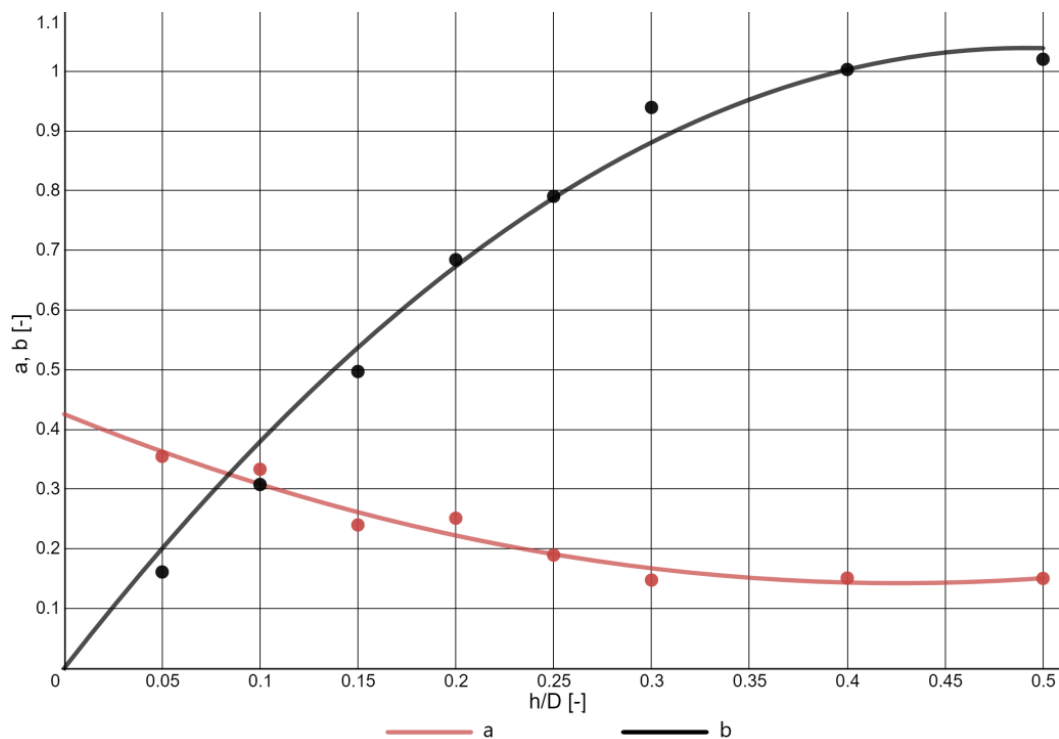
$$a \cong 1 - \varepsilon^* = 1 - p_2^*/p_0 \quad (5.2)$$

$$b \cong q^* = m_0/m^* \quad (5.3)$$

Dalším výstupem programu jsou regresní funkce, které aproximují hodnoty a a b . Tyto hodnoty a regresní funkce je možné zpracovat do grafu, který je na Obr. 24. Tento graf byl vytvořen pomocí zdroje [5]. Jsou zde vyznačeny body, které představují poloosy a a b pro jednotlivé varianty zdvihu kuželky ventilu a regresní funkce v určitém intervalu hodnot, které byly získány z programu. Tyto regresní funkce mají následující tvar:

$$a\left(\frac{h}{D}\right) = 1.55615454202\left(\frac{h}{D}\right)^2 - 1.32742032352\left(\frac{h}{D}\right) + 0.425443251623 \quad (5.4)$$

$$b\left(\frac{h}{D}\right) = -4.29346487037\left(\frac{h}{D}\right)^2 + 4.22405721527\left(\frac{h}{D}\right) \quad (5.5)$$



Obr. 24: Regresní funkce pro poloosy a, b, V1

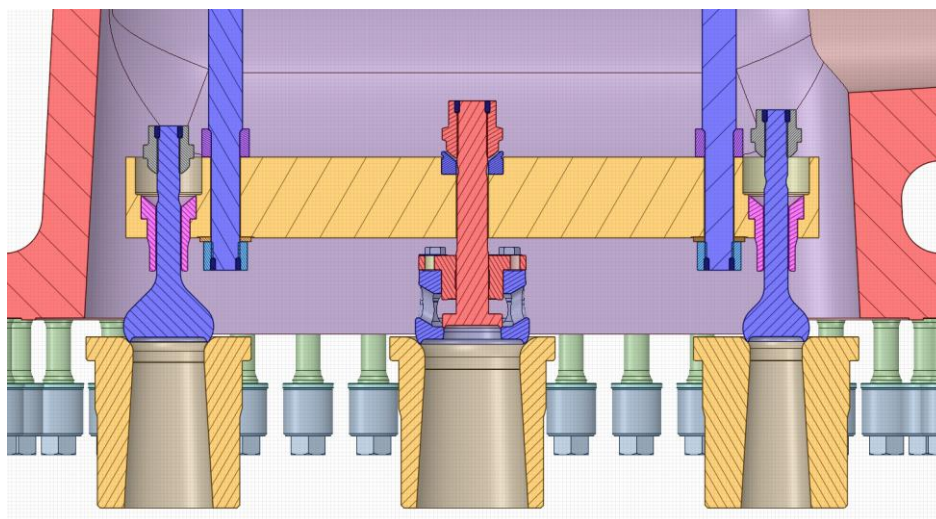
Z rovnic uvedených v této kapitole jsme nyní schopni, při zvolení jednoho parametru, ať už je to kritický tlakový poměr ε^* , kritický hmotnostní tok q^* nebo poměrný zdvih kuželky ventilu h/D , vyjádřit hodnoty parametrů ostatních. Tyto hodnoty je také možné odečíst z diagramu na Obr. 24, kde je zobrazen průběh regresních funkcí v závislosti na zdvihu kuželky ventilu. Tímto způsobem je tedy nyní možné vyjádřit hodnoty jednotlivých parametrů, které nebyly explicitně uvažovány a numericky simulovány.

Dle informací od odborníků ze společnosti Doosan Škoda Power se v praxi často stává, že není známa velikost nastavení zdvihu kuželky ventilu. Je ale možné změřit aktuální hmotnostní tok páry m_0 a při znalosti kritického hmotnostního průtoku difuzorem určit z rovnice (5.5) parametr b . Následně lze z regresních funkcí určit nebo z diagramu na Obr. 24 odečíst hodnoty parametrů h/D a a . Další možností je měřit tlak na výstupu z ventilu a tlak na vstupu do ventilu, kdy se poté vyjadřují hodnoty parametrů h/D a b . Tímto způsobem je tedy možné zjistit velikost nastavení zdvihu kuželky ventilu. Právě z tohoto důvodu má tato kapitola velice významný dopad na využitelnost v praxi.

5.2 Numerický výpočet proudění 3D modelem ventilu se vstupní komorou – V2

5.2.1 Popis a úprava zadané geometrie

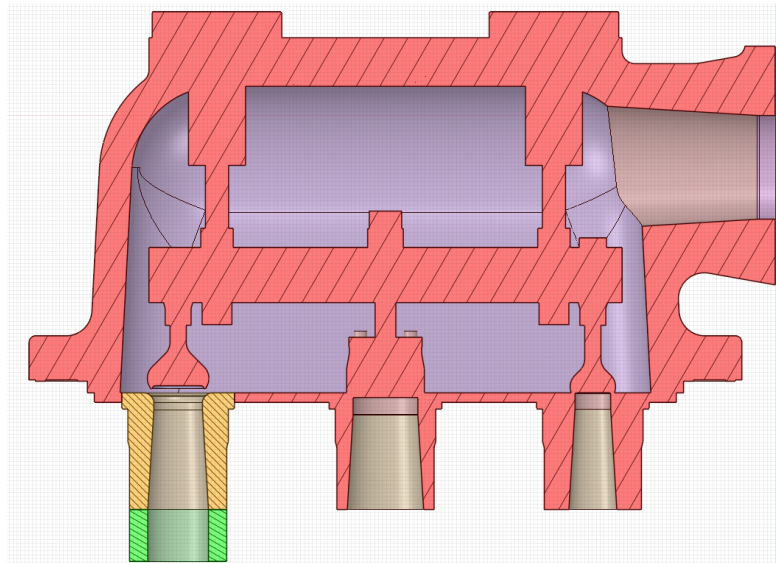
Numerická simulace byla pro tuto variantu 2 provedena pro celý regulační ventil trámcové regulace včetně ventilové komory. Geometrie modelu byla poskytnuta společností DŠP ve formátu souboru „*.CATPart“. Tato původní zadaná a nezměněná geometrie s veškerými prvky je ukázána v kapitole 5 na Obr. 14 a v řezu na Obr. 15. Obr. 25 potom zobrazuje přibližný pohled na neupravený model trámcové regulace ve středním řezu. Zadaná geometrie musí být nejprve upravena pro potřeby CFD. Tyto úpravy spočívají v odstranění všech nepotřebných částí, které nemají žádný nebo jen zanedbatelný vliv na výsledky numerických simulací. Dále je nutné upravit malá zaoblení geometrie, malé štěrby a další prvky, které jsou zanedbatelné z hlediska celkových výsledků.



Obr. 25: Střední řez zadaným modelem vedený osou vstupní komory a difuzoru

Na Obr. 26 je znázorněna geometrie trámcové regulace opět ve středním řezu vedeným osou vstupní komory a difuzoru, ale tentokrát je tato geometrie po úpravách. Lze tedy pozorovat úplné odstranění rychlozávěrného ventilu, celého mechanismu ovládání zdvihu a také sjednocení několika objemů v jeden, což je potřeba pro vytvoření výpočetního modelu. Je také vidět úprava prostředního odlehčeného ventilu, kdy místo celého ventilu byla vymodelována pouze válcová část a také úprava matic, místo kterých je opět uvažován objem ve tvaru válce. Další změna při porovnání Obr. 25 a Obr. 26 je v prodloužení výstupní části difuzoru, aby nedocházelo k divergenci při výpočtech, a také lze vidět, že kuželka levého ventilu má určitý zdvih. Je tedy zřejmé, že pro numerickou simulaci byl v souladu se zadáním uvažován levý neodlehčený ventil, který se v tomto případě zvedá jako první.

Po konzultacích bylo provedeno další zjednodušení, kdy není uvažován vliv polohy trámcce a je zjednodušeno provedení závěsu ventilu. To spočívá v tom, že se zdvihem ventilu se mění délka jeho závěsu. Veškeré úpravy na geometrických modelech byly prováděny v aplikaci SpaceClaim.



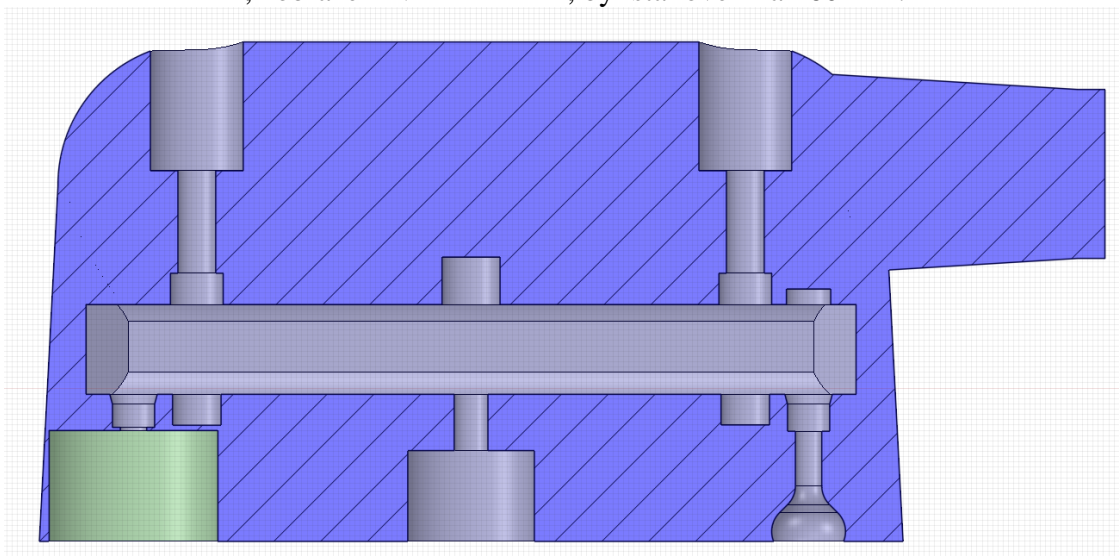
Obr. 26: Střední řez upraveným modelem vedený osou vstupní komory a difuzoru

5.2.2 Geometrie výpočetní oblasti

Z upravené geometrie byla vytvořena výpočetní oblast. Celková výpočetní oblast proudění byla, pro účely vyřešení zadané úlohy, rozdělena na dvě části, konkrétně na výpočetní oblast proudění ve ventilové komoře (Obr. 27) a v samotném ventilu a jeho okolí (Obr. 28). Jelikož se zeleně zbarvené plochy na Obr. 27 a Obr. 28c dotýkají a dochází tedy mezi nimi k výměně proudící páry, byla na ně nastavena podmínka styčné plochy, v CFX označována jako „Interface“.

5.2.2.1 Oblast proudění ve ventilové komoře

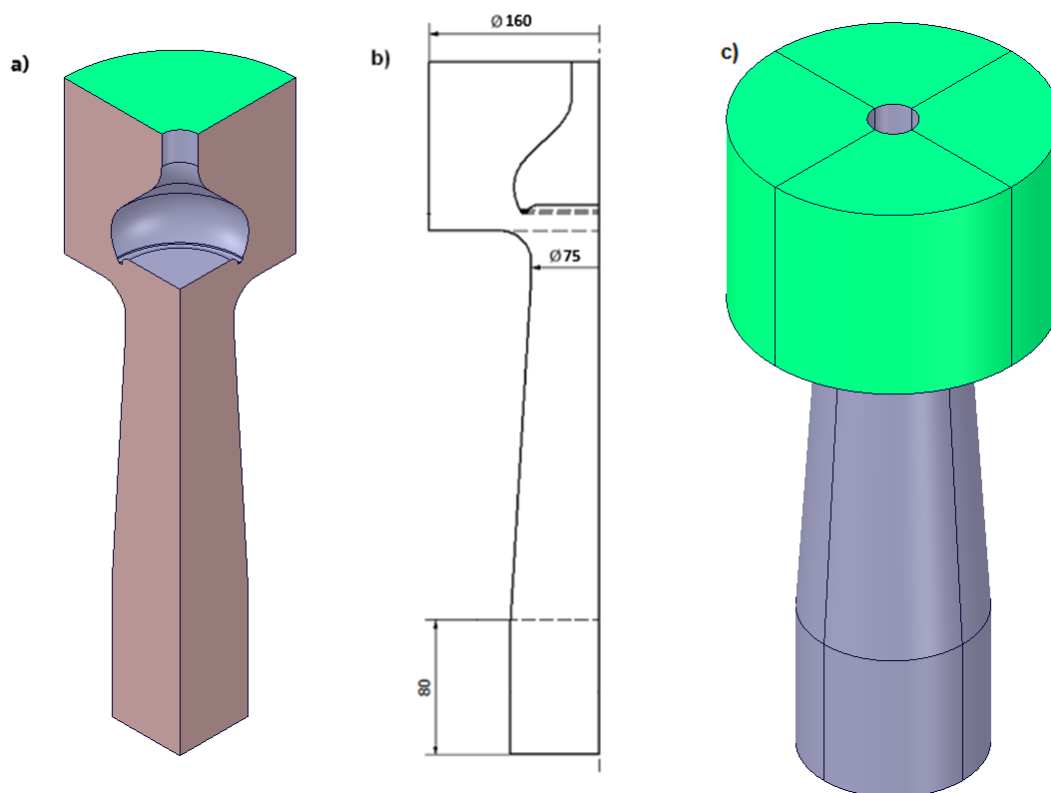
Tímto rozdělením se docílilo toho, že výpočetní oblast proudění ve ventilové komoře je pro všechny varianty zdvihu stejná a tím tedy stačí tuto oblast diskretizovat pouze jednou a lze ji použít pro všechny varianty zdvihů. Střední řez výpočetním modelem ventilové komory vedený osou vstupní oblasti a osou difuzoru je na Obr. 27. V pravé horní části obrázku je vidět vstup do domény a oblast označená zeleně v levé spodní části je výstup z domény. Průměr válcovitě části, zobrazené v řezu zeleně, byl stanoven na 160 mm.



Obr. 27: Střední řez geometrií proudové oblasti ventilové komory

5.2.2.2 Oblast proudění ve ventilu a jeho okolí

Výstupní oblast z ventilu byla prodloužena o 80 mm z důvodu ustálení proudění, aby nedocházelo k divergenci výpočtu jako u V1 a průměr vstupní oblasti byl stanoven na 160 mm. Izometrický pohled výpočetní oblasti proudění ventilem je na Obr. 28a, přičemž její hlavní rozměry jsou uvedeny na Obr. 28b. Z obrázku je patrná změna průměru hrdla difuzoru oproti V1 a také fakt, že byla vymodelována a síťována pouze čtvrtina ventilu. Při výpočtu byla následně na síť čtvrtiny ventilu použita funkce „Mesh transformation“ a nastaveno okopírování této sítě tak, aby vznikl plný 3D model oblasti proudění ventilem (Obr. 28c). Po provedení transformace sítě byla na červeně označené plochy nastavena podmínka styčné plochy označované jako „Interface“.



Obr. 28: Geometrie proudové oblasti ventilu, V2

Celkem bylo, stejně jako u V1, vytvořeno osm geometrií pro oblast proudění ve ventilu a jednotlivé varianty se liší zdvihem kuželky ventilu. Dle zadání je požadováno modelovat zdvihy kuželky $h/D_1 = 0.05, 0.1, 0.15, 0.2, 0.25, 0.3, 0.4, 0.5$, kde h je výška zdvihu kuželky ventilu a D_1 je průměr hrdla difuzoru. Namísto zdvihu $h/D_1 = 0.09$ u V1, byl v tomto případě modelován zdvih $h/D_1 = 0.1$. V Tab. 7 je pro řešené zdvihy vypočtena plocha mezi kuželkou/sedlem S_{se} a průřez hrdla difuzoru S_1 se stejnými dopady, které jsou již popsány v kapitole 5.1.1.

Tab. 7: Průtočné průřezy, V2

h/D_1	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.40	0.50
Plocha mezi kuželkou a sedlem - S_{se} [mm ²]	715.7	1527.8	2427.0	3382.4	4375.2	5393.9	7481.5	9610.9
Plocha hrdla difuzoru S_1 [mm ²]	4417.9	4417.9	4417.9	4417.9	4417.9	4417.9	4417.9	4417.9

5.2.3 Výpočetní síť

Po úpravě a vytvoření geometrie byla provedena její diskretizace. Jak již bylo řečeno, bylo vytvořeno celkem osm geometrií ventilu pro různé zdvihy a jedna geometrie ventilové komory použitelná pro všechny zdvihy. To je značné usnadnění, jelikož výpočetní oblast ventilové komory stačilo diskretizovat pouze jednou a tuto výpočetní síť použít pro všechny varianty zdvihu kuželky ventilu.

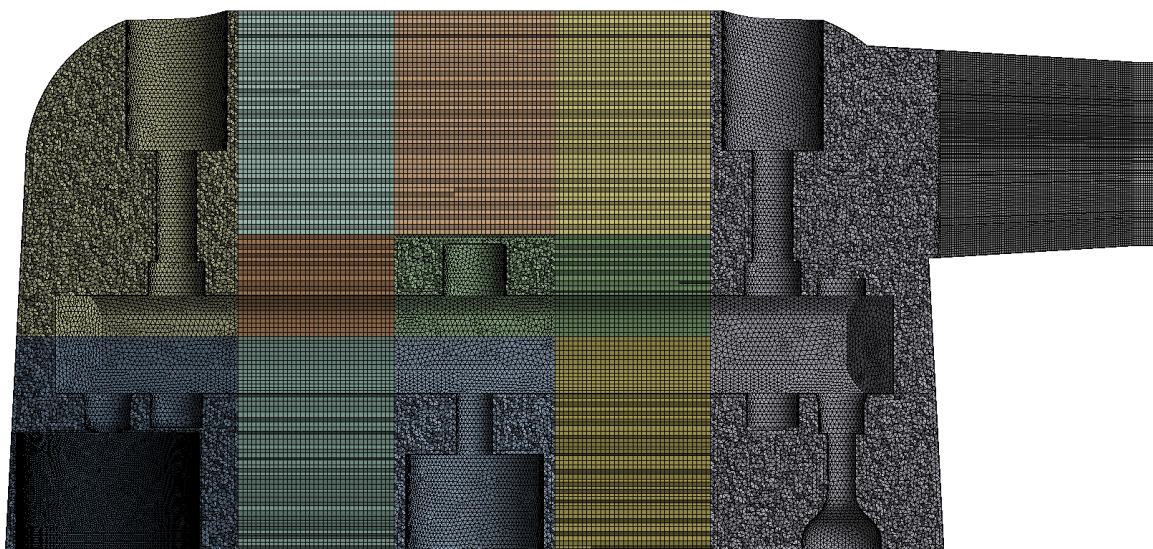
5.2.3.1 Síť pro výpočetní oblast ventilu

Výpočetní oblast ventilu byla diskretizována naprosto stejným způsobem, jako je uvedeno v kapitole 5.1.2, kde je podrobný popis diskretizace a zde již nebude uveden. Jediným rozdílem pro V2, oproti V1, je diskretizace zdvihu $h/D_1 = 0.3$. V tomto případě byla geometrie rozdělena na několik menších částí stejně jako u zbývajících variant zdvihu. Detaily výpočetních sítí v řezu rovinou symetrie mezi kuželkou a hrdlem difuzoru je tedy možné vidět na Obr. 18, Obr. 20 a Obr. 21.

Jak již bylo uvedeno, výpočetní síť je opět vytvořena pouze pro čtvrtinu celé 3D oblasti ventilu a proto musí být orotována a zkopírována, aby vznikl plný 3D model, což je požadavkem pro V2. Na plochy, které se dotýkají, je poté nastavena podmínka „Interface“. Jelikož se počet elementů sítě pro jednu čtvrtinu ventilu pohybuje okolo 10 milionů, plný 3D model má přibližně 40 milionů prvků.

5.2.3.2 Síť pro výpočetní oblast vstupní komory

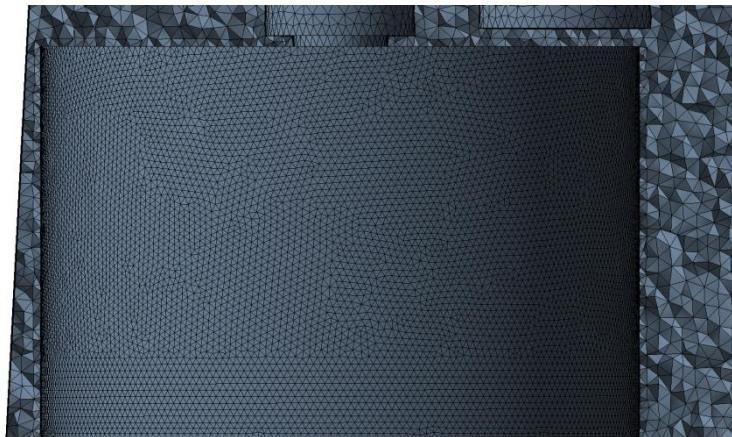
Jelikož se v oblasti vstupní komory nepředpokládají vysoké gradienty proudových veličin v porovnání s výpočetní oblastí ventilu, dosahuje velikost prvků sítě v této oblasti největších rozměrů. Pro dosažení kvalitnější výpočetní sítě a možnost lokálního zhuštění prvků bylo opět přistoupeno k rozdělení oblasti na několik částí, konkrétně 14. Devět objemů bylo diskretizováno na hexahedrální elementy pomocí metody tažení, v CFX označované jako „sweep“. Zbýlých pět objemů bylo diskretizováno na tetrahedrální elementy z důvodu složité geometrie. Na Obr. 29 je zobrazena výpočetní síť v řezu rovinou symetrie mezi vstupem a výstupem z domény.



Obr. 29: Výpočetní síť v řezu ventilovou komorou

V oblasti vstupu do domény a výstupu z domény je volena nejmenší velikost prvků. Na vstupu jsou hexahedrální elementy, které mají velikost hrany podstavky a výšku elementů $D_1/37.5$, kde D_1 je průměr hrdla difuzoru. Objem na výstupu z domény má velikost hrany prvků $D/18.75$ a směrem ke styčné ploše s doménou ventilu se velikost hrany těchto prvků zmenšuje až na hodnotu $D_1/37.5$. Detail výpočetní sítě v oblasti výstupu a v řezu vedeným mezi osou vstupní a výstupní oblasti z domény je na Obr. 30. Délka hrany prvků pro ostatní objemy je rovna $D_1/18.75$.

Při takto zvolených parametrech sítě má diskretizovaná výpočetní oblast vstupní komory přibližně 11 milionů elementů.



Obr. 30: Detail výpočetní sítě na výstupu výpočetní oblasti ventilové komory

5.2.4 Definice a průběh výpočtu v CFX

Nastavení materiálových vlastností, klíčových parametrů a okrajových podmínek je pro V2 naprosto stejné, jako pro V1. Z toho důvodu zde již tato nastavení nebudou diskutována a čtenář je odkázán na kapitolu 5.1.3, kde je podrobný popis veškerých nastavení.

Dle zadání úlohy pro V2 byly modelovány a numericky simulovány případy proudění páry pro šest tlakových poměrů $p_2/p_0 = 0.8, 0.9, 0.92, 0.94, 0.96$ a 0.98 pro každý zdvih kuželky ventilu. V tomto případě nebyly počítány další tlakové poměry jako u V1.

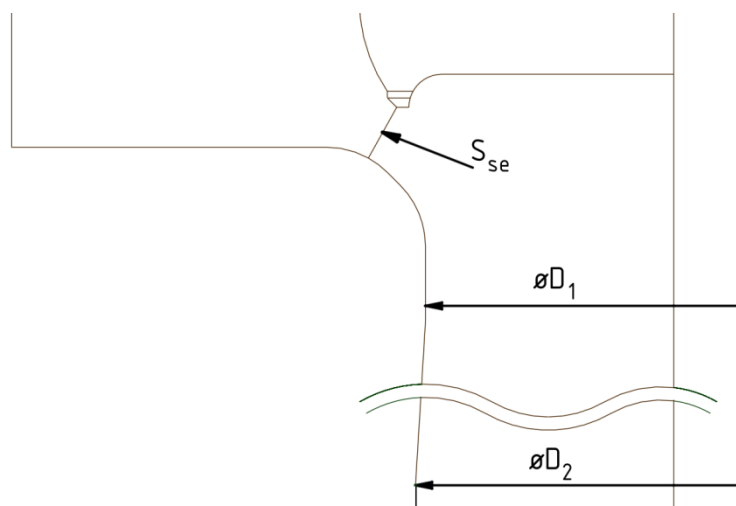
Při pohledu na počet prvků sítě oblasti ventilu a ventilové komory zjistíme, že celkový počet elementů výpočetní oblasti pro V2 je přes 50 milionů. Takto vysoký počet prvků způsobuje řadu potíží, jako je velice dlouhý výpočetní čas, velmi vysoké nároky na výpočetní výkon a velké datové soubory s výsledky, které se obtížně zpracovávají a přenášejí. Je zřejmé, že takovéto výpočty nemohou být prováděny na standardním osobním počítači, a proto vlastní výpočet probíhal na výpočetních serverech. Konkrétně na výpočetním serveru, kterým disponuje Katedra energetických strojů a zařízení Západočeské univerzity v Plzni a také na výpočetním serveru, který vlastní společnost DŠP a která je zadavatelem úlohy. I přes velmi vysoký výpočetní výkon těchto serverů byl výpočetní čas velice dlouhý.

V průběhu výpočtu byl velký problém s konvergencí úlohy, která je způsobena její značnou složitostí.

5.2.5 Výsledky

5.2.5.1 Vyhodnocení závislosti v sedle ventilu na zdvihu kuželky

V této kapitole je vyhodnocena závislost plochy v sedle ventilu S_{se} na zdvihu kuželky h/D_1 , tedy plochy, která definuje nejmenší vzdálenost mezi stěnou difuzoru a samotnou kuželkou ventilu. Tato plocha v řezu osou symetrie mezi kuželkou a difuzorem je znázorněna na Obr. 31, ze kterého také plyne, že se jedná o plochu kuželovou. Je zde také vyznačený průměr hrdla difuzoru D_1 a průměr na výstupu z difuzoru D_2 .



Obr. 31: Vyznačení základních rozměrů ventilu, V2

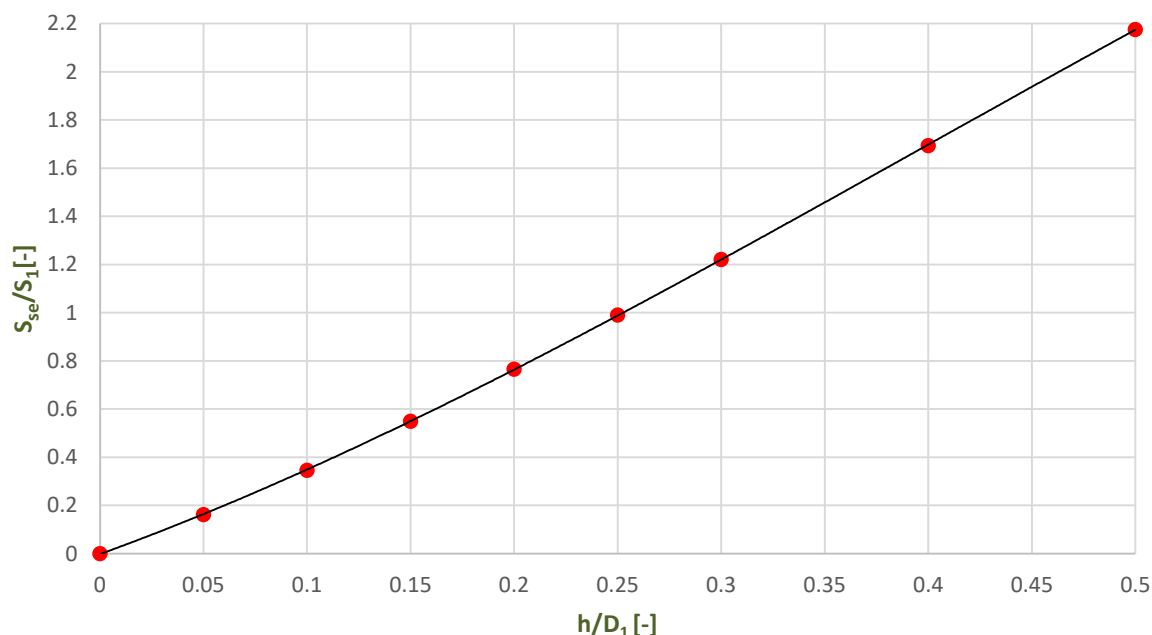
V Tab. 8 jsou hodnoty charakteristických ploch pro každý zdvih kuželky, které je nutné znát pro vyhodnocení. Na Obr. 32 je znázorněn graf, kde červené body jsou hodnoty poměrných ploch S_{se}/S_1 pro každý zdvih kuželky ventilu a černá čára je zobrazení regresní funkce k těmto plochám. Pro S_{se}/S_1 tedy existuje regresní funkce (5.6), přičemž její koeficient determinace R^2 je roven jedné, což vyjadřuje dokonalou predikci hodnot, které nebyly explicitně vyjádřeny.

$$\frac{S_{se}}{S_1} = -3.5716 \left(\frac{h}{D_1}\right)^3 + 4.247 \left(\frac{h}{D_1}\right)^2 + 3.122 \left(\frac{h}{D_1}\right) - 0.0023 \quad (5.6)$$

Tab. 8: Vyhodnocení charakteristických ploch

h/D_1	0	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.40	0.50
S_{se} [mm ²]	0	715.7	1527.8	2427	3382.4	4375.2	5393.9	7481.5	9610.9
S_1 [mm ²]	4417.9	4417.9	4417.9	4417.9	4417.9	4417.9	4417.9	4417.9	4417.9
S_{se}/S_1 [-]	0	0.1619	0.3458	0.5493	0.7656	0.9903	1.2209	1.6934	2.1754
S_2 [mm ²]	6906	6906	6906	6906	6906	6906	6906	6906	6906
$n_1 = S_2/S_1$ [-]	1.5632	1.5632	1.5632	1.5632	1.5632	1.5632	1.5632	1.5632	1.5632
$n_{se} = S_2/S_{se}$ [-]	-	9.6498	4.5203	2.8455	2.0418	1.5784	1.2803	0.9231	0.7186

Závislost plochy v sedle ventilu na zdvihu kuželky



Obr. 32: Závislost $S_{se}/S_1 = f(h/D_1)$, V2

5.2.5.2 Vyhodnocení stupně rozšíření difuzoru

V této kapitole je provedeno vyhodnocení stupně rozšíření difuzoru. Dle zavedených zvyklostí je toto vyhodnocení provedeno pomocí dvou parametrů n_1 a n_{se} , přičemž n_1 vyjadřuje poměr mezi výstupním průřezem difuzoru S_2 a průřezem v hrdle difuzoru S_1 . Z definice tohoto parametru je zřejmé, že je konstantní pro všechny varianty zdvihu kuželky a proto není zobrazen v grafu, ale je uvedena pouze tabulková hodnota. Parametr n_{se} je poměr mezi výstupním průřezem difuzoru S_2 a plochy v sedle difuzoru S_{se} . Oba tyto parametry jsou vyjádřeny rovnicemi (5.7) a (5.8), přičemž jejich vypočtené hodnoty jsou zobrazeny v Tab. 8.

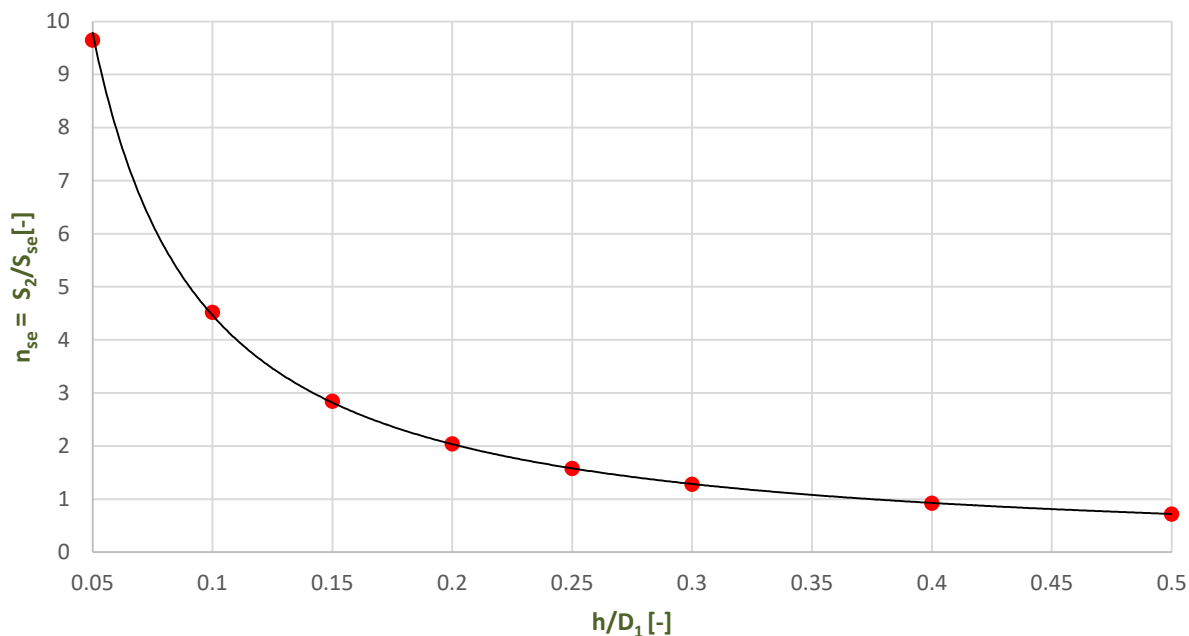
$$n_1 = \frac{S_2}{S_1} \quad (5.7)$$

$$n_{se} = \frac{S_2}{S_{se}} \quad (5.8)$$

Na Obr. 33 je zobrazen graf, který vyjadřuje závislost parametru n_{se} na zdvihu kuželky ventilu h/D_1 . Červené body představují vypočtené hodnoty parametru n_{se} , které jsou pro každý zdvih ventilu zobrazeny v Tab. 8. Křivka černé barvy je potom zobrazení regresní funkce, jejíž koeficient determinace $R^2 = 0.9999$. Regresní funkce s tímto velice uspokojivým koeficientem determinace má následující tvar:

$$n_{se} = 0.3285 \left(\frac{h}{D_1} \right)^{-1.133} \quad (5.9)$$

Stupeň rozšíření difuzoru

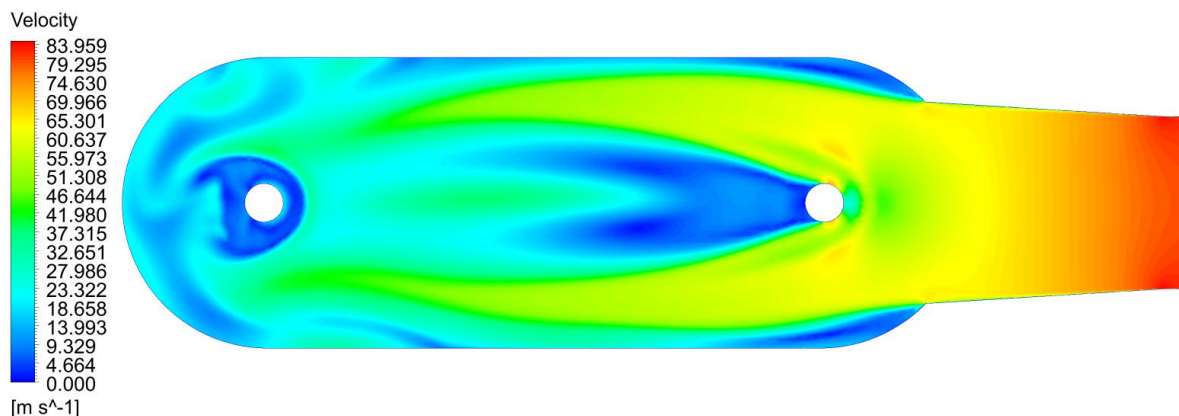


Obr. 33: Závislost $n_{se} = f(h/D_1)$, V2

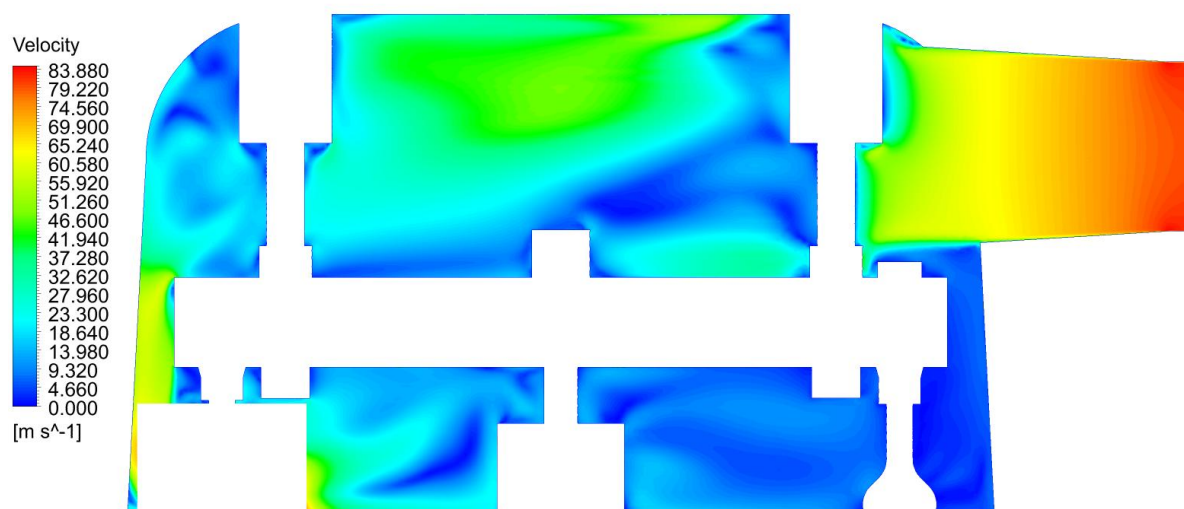
5.2.5.3 Rozbor proudění ve ventilové komoře

Přesto, že se proudění ve ventilové komoře nevyznačuje vysokými gradienty proudových veličin, je zde proveden i tento rozbor, avšak pouze pro jednu vybranou variantu zdvihu a tlakového poměru. Zvolená varianta pro rozbor je varianta se zdvihem kuželky ventilu $h/D_1 = 0.5$ a s tlakovým poměrem $p_2/p_0 = 0.8$. Tato varianta byla vybrána z důvodu proudění páry nejvyššími rychlostmi. Pro ostatní varianty zdvihu a tlakových poměrů by proudová pole byla podobná, měnila by se však absolutní rychlost proudění.

Na Obr. 34 je znázorněno rychlostní pole páry v řezu ventilovou komorou, který je kolmý ke vstupu do ventilové komory a prochází její osou. Z tohoto obrázku lze pozorovat, že nejvyšší rychlosti je dosaženo na vstupu, tedy tam, kde je nejmenší průřez a následný pokles rychlosti ve směru proudění páry. Dále je patrné odtržení proudu od stěny ventilové komory v oblasti za vstupní částí a také v místech, kde je umístěno ovládání trámcové regulace, které zasahuje do proudu páry. Tento případ je obdobou podélně obtékaného válce.



Obr. 34: Rychlostní proudění páry v řezu ventilovou komorou



Obr. 35: Rychlost proudění páry ve středním řezu osou symetrie ventilové komory

Na Obr. 35 je zobrazen střední řez osou symetrie ventilové komory, kde je zachyceno proudové pole. Opět platí, že rychlost je nejvyšší ne vstupu do ventilové komory z důvodu nejmenšího průřezu. Dále je možné pozorovat zpomalení rychlosti proudu za vstupem a následné zvýšení rychlosti proudu v oblasti výstupu z této výpočetní oblasti a tedy v okolí ventilu.

5.2.5.4 Průtoková charakteristika ventilu

Průtoková charakteristika ventilu je vyjádřena závislostí mezi poměrným hmotnostním tokem $q = m_0/m^*$ a zdvihem kuželky $z = h/D_1$. Kritický hmotnostní tok se opět vypočte ze vztahu, který je uveden v kapitole 1.3 a je použit i pro V1. V2 má však jiný průměr hrdla difuzoru a kritický hmotnostní tok je tedy:

$$m^* = \frac{\pi D_1^2}{4} 0.667 * \sqrt{\frac{p_{0c}}{v_{0c}}} = 65.389 [kg \cdot s^{-1}] \quad (5.10)$$

Aktuální hmotnostní toky pro každou variantu zdvihu a tlakový poměr jsou zaznamenány v Tab. 9 a hodnoty poměrných hmotnostních toků jsou v Tab. 10. Graf průtokové charakteristiky je potom zobrazen na Obr. 36. Závěry a připomínky, které plynou z průtokové charakteristiky, jsou srovnatelné se závěry pro V1. Čtenář je tedy odkázán na kapitolu 5.1.4.1, kde jsou tyto závěry shrnuty a jsou aplikovatelné i pro tuto variantu.

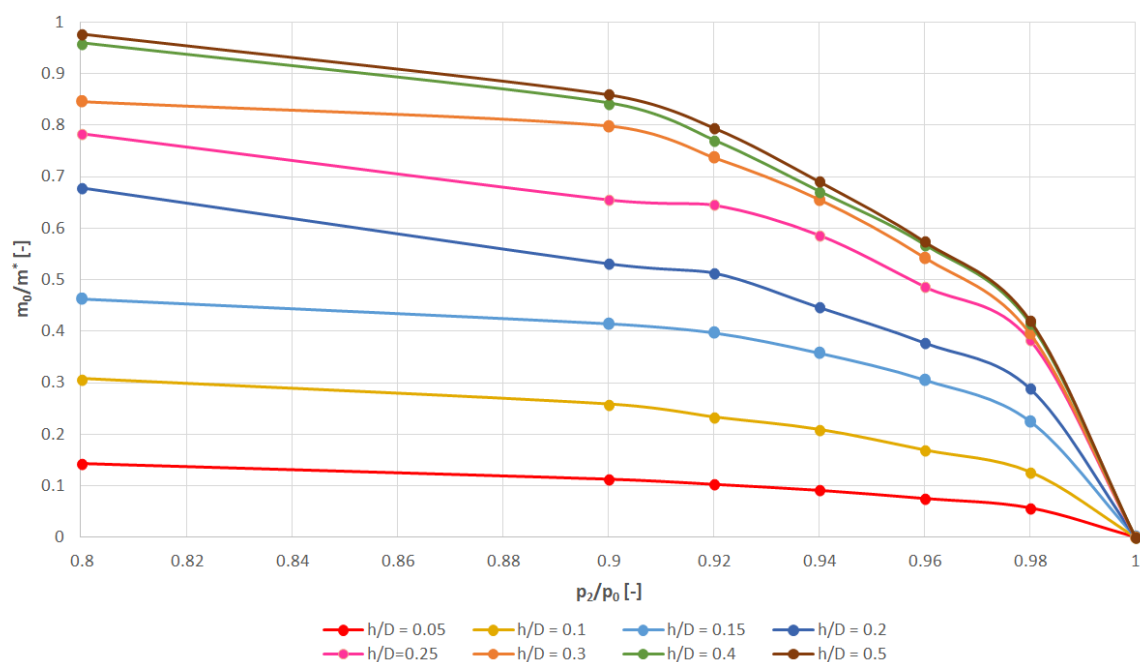
Tab. 9: Aktuální hmotnostní tok [kg s⁻¹], V2

zdvih h/D_1 tlakový poměr	0.05	0.1	0.15	0.2	0.25	0.3	0.4	0.5
0.98	3.750	8.288	14.706	18.886	25.056	25.882	27.176	27.559
0.96	4.948	11.051	19.938	24.674	31.823	35.511	37.144	37.559
0.94	5.988	13.671	23.349	29.189	38.361	42.896	43.926	45.195
0.92	6.755	15.248	25.919	33.566	42.184	48.213	50.428	52.029
0.9	7.415	16.894	27.074	34.745	42.859	52.225	55.137	56.236
0.8	9.419	20.123	30.218	44.392	51.267	55.311	62.754	63.970

Tab. 10: Poměrný hmotnostní tok [-], V2

zdvih h/D_1 tlakový poměr	0.05	0.1	0.15	0.2	0.25	0.3	0.4	0.5
0.98	0.057	0.127	0.225	0.289	0.383	0.396	0.416	0.421
0.96	0.076	0.169	0.305	0.377	0.487	0.543	0.568	0.574
0.94	0.092	0.209	0.357	0.446	0.587	0.656	0.672	0.691
0.92	0.103	0.233	0.396	0.513	0.645	0.737	0.771	0.796
0.9	0.113	0.258	0.414	0.531	0.655	0.799	0.843	0.860
0.8	0.144	0.308	0.462	0.679	0.784	0.846	0.960	0.978

Průtoková charakteristika ventilu, V2



Obr. 36: Průtoková charakteristika ventilu, V2

5.2.5.5 Náhrada průtokové charakteristiky pomocí elips

Princip náhrady průtokové charakteristiky pomocí elips je již popsán v kapitole 5.1.4.2 a cílem je zobecnit průtokovou charakteristiku ventilu tak, aby při jednom zvoleném parametru mohly být ostatní parametry dopočteny. Pro náhradu pomocí elips by opět s výhodou mohl být použit program, kterým disponuje společnost DŠP, avšak pro tuto variantu program nepracoval správně. Z toho důvodu bylo přistoupeno k využití jiného způsobu, konkrétně byl využit program Desmos [5], který je volně dostupný v internetovém prohlížeči. V tomto programu lze zadané hodnoty získané z numerických simulací proložit zvolenou obecnou funkcí a program vypočítá potřebné koeficienty regresní funkce. Pro potřeby této kapitoly byla tedy zvolena obecná rovnice elipsy ve tvaru:

$$f(x) = b' * \frac{\sqrt{a^2 - x^2 + 2xm - m^2}}{a} - n \quad (5.11)$$

Tab. 11: Koeficienty regresních funkcí pro jednotlivé zdvihy kuželky

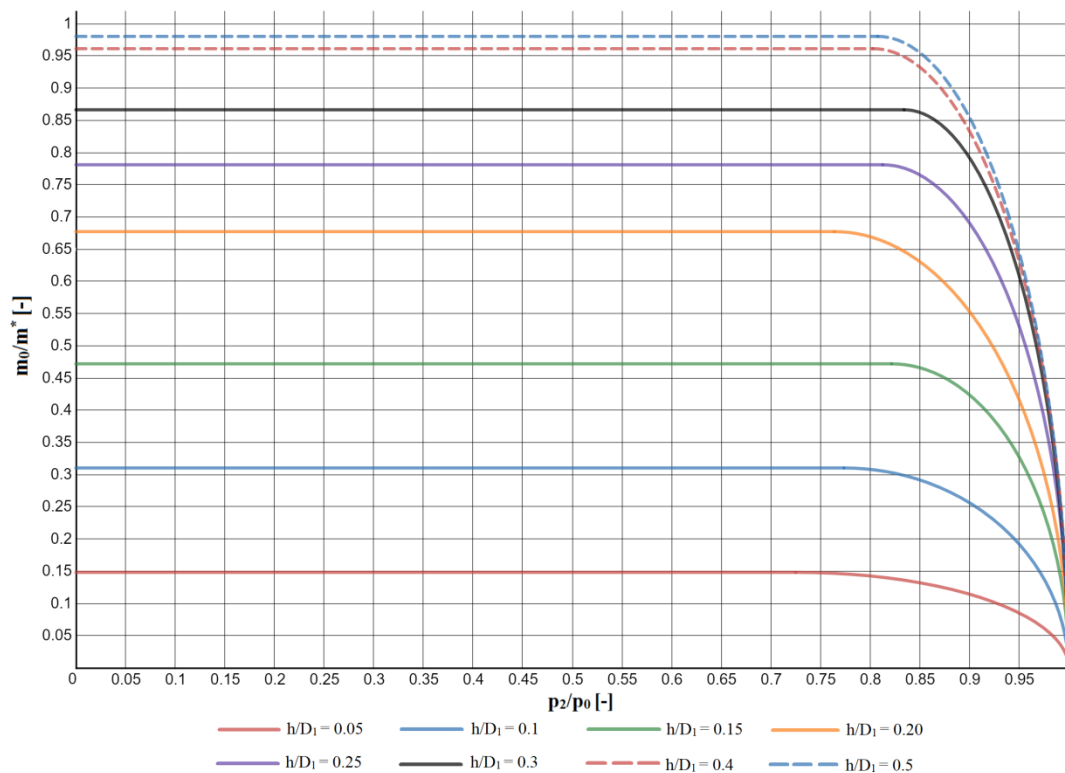
h/D_1	a	b'	m	n	R^2
0.05	0.274876	0.148316	0.725124	3.72545E-05	0.9993
0.1	0.226403	0.316166	0.773636	5.89212E-03	0.9995
0.15	0.178313	0.471943	0.821687	2.0512E-08	0.9982
0.2	0.235952	0.677293	0.764048	2.2877E-08	0.9969
0.25	0.187313	0.781067	0.812687	3.2475E-08	0.994
0.3	0.16592	0.905091	0.834233	3.86077E-02	0.9998
0.4	0.197164	0.984211	0.80289	2.28868E-02	0.9995
0.5	0.192483	1.02157	0.807675	4.1222E-02	0.9995

V Tab. 11 jsou uvedeny hodnoty jednotlivých koeficientů pro jednotlivé zdvihy kuželky pro rovnici (5.11). Také je zde uvedena hodnota koeficientu determinace R^2 , který je pro všechny případy zdvihů kuželky ventilu velmi uspokojivý. Pro dodržení zavedeného značení pro poloosu elipsy v kapitole 5.1.4.2 je zapotřebí uvést následující rovnice, které jsou v souladu s Tab. 11:

$$a = 1 - m \cong 1 - \varepsilon^* = 1 - p_2^*/p_0 \quad (5.12)$$

$$b = b' - n \cong q^* = m_0/m^* \quad (5.13)$$

Na Obr. 37 je znázorněn graf zobecněné průtokové charakteristiky. Jsou zde tedy vidět průběhy regresních funkcí elips, přičemž tyto elipsy jsou definovány pouze v určitém intervalu definovaném jako Bendemannova elipsa. Od nejvyššího bodu elipsy na ose, kde je vynášen poměrný hmotnostní tok je tedy elipsa ukončena a navazuje na ni úsečka až do nulového tlakového poměru.



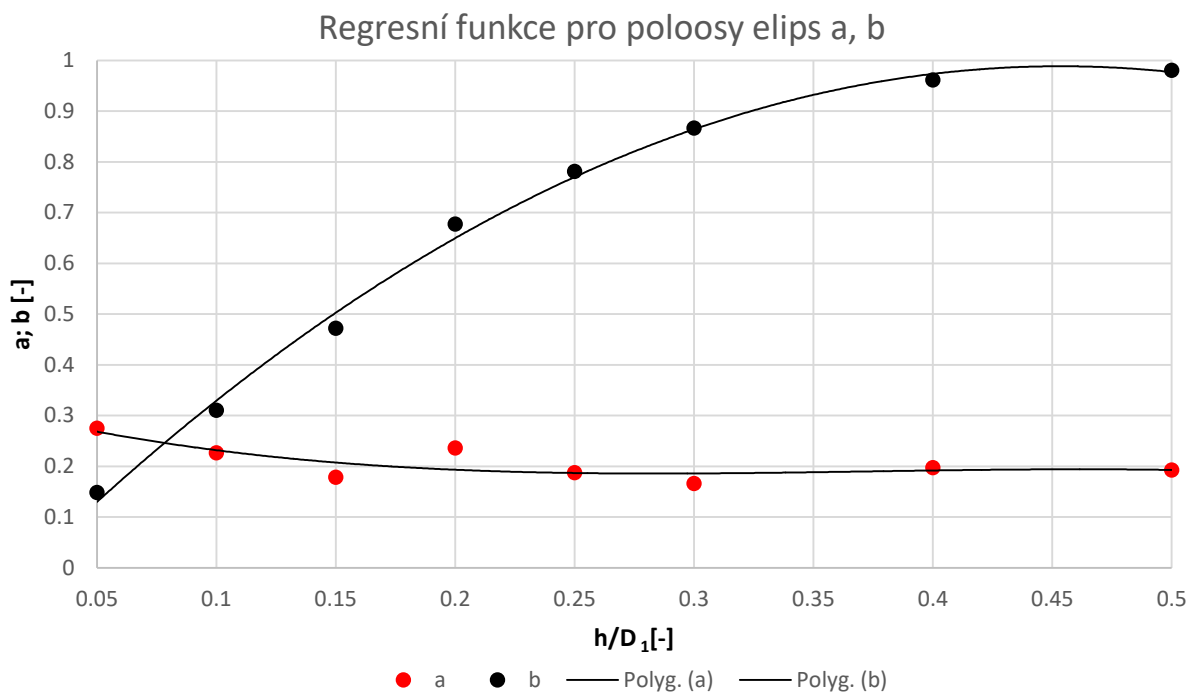
Obr. 37: Zobecněná průtoková charakteristika, V2

Graf na Obr. 37 byl vytvořen způsobem popsáním v této kapitole a po získání regresních funkcí pro elipsu každého zdvihu bylo možné přistoupit k dalšímu kroku, kterým je zpracování závislosti jednotlivých poloos elips na zdvihu kuželky ventilu. Tato závislost je zobrazena na Obr. 38, kde černé body představují poloosu b a červené poloosu a pro daný zdvih kuželky ventilu. Pro tyto body existují regresní funkce (5.14) a (5.15), přičemž koeficient determinace pro b je $R^2 = 0.996$ a pro a $R^2 = 0.6482$. Hodnota koeficientu pro a je nízká, jelikož nebyl nalezen lépe odpovídající model.

$$a\left(\frac{h}{D_1}\right) = -3.0095\left(\frac{h}{D_1}\right)^3 + 3.3672\left(\frac{h}{D_1}\right)^2 - 1.1847\left(\frac{h}{D_1}\right) + 0.3196 \quad (5.14)$$

$$b\left(\frac{h}{D_1}\right) = -5.2764\left(\frac{h}{D_1}\right)^2 + 4.7848\left(\frac{h}{D_1}\right) - 0.0962 \quad (5.15)$$

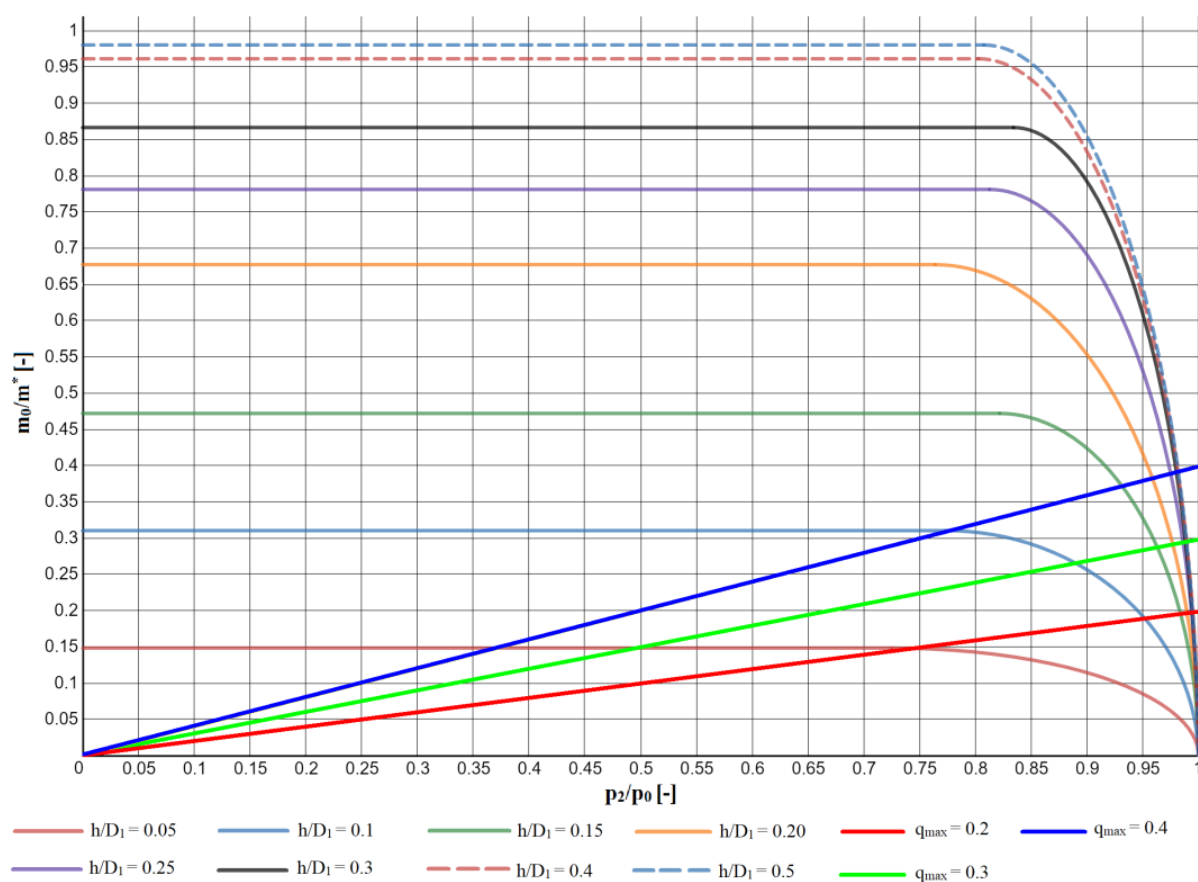
Z uvedených rovnic a grafů v této kapitole jsme opět schopni vyjádřit z jednoho zvoleného parametru všechny ostatní stejným způsobem, jak je popsáno v kapitole 5.1.4.2. Zásadní je, že nyní lze vyjádřit i hodnoty jednotlivých parametrů, které nebyly explicitně vyjádřeny při numerické simulaci.



Obr. 38: Závislost $a = f(h/D_1)$ a $b = f(h/D_1)$

5.2.5.6 Vyhodnocení provozní charakteristiky

V návaznosti na předchozí kapitolu a právě díky ní, je nyní možné zpracovat a vyhodnotit provozní charakteristiku. Provozní charakteristika je zpracována pro zvolený maximální poměrný hmotnostní průtok $q_{max} = m_0/m^*$. Hodnoty q_{max} byly zvoleny celkem tři, konkrétně $q_{max} = 0.2, 0.3$ a 0.4 . Na Obr. 39 je zanesen průběh provozních charakteristik pro tyto maximální hmotnostní toky do grafu, společně se zobecněnou průtokovou charakteristikou ventilu.

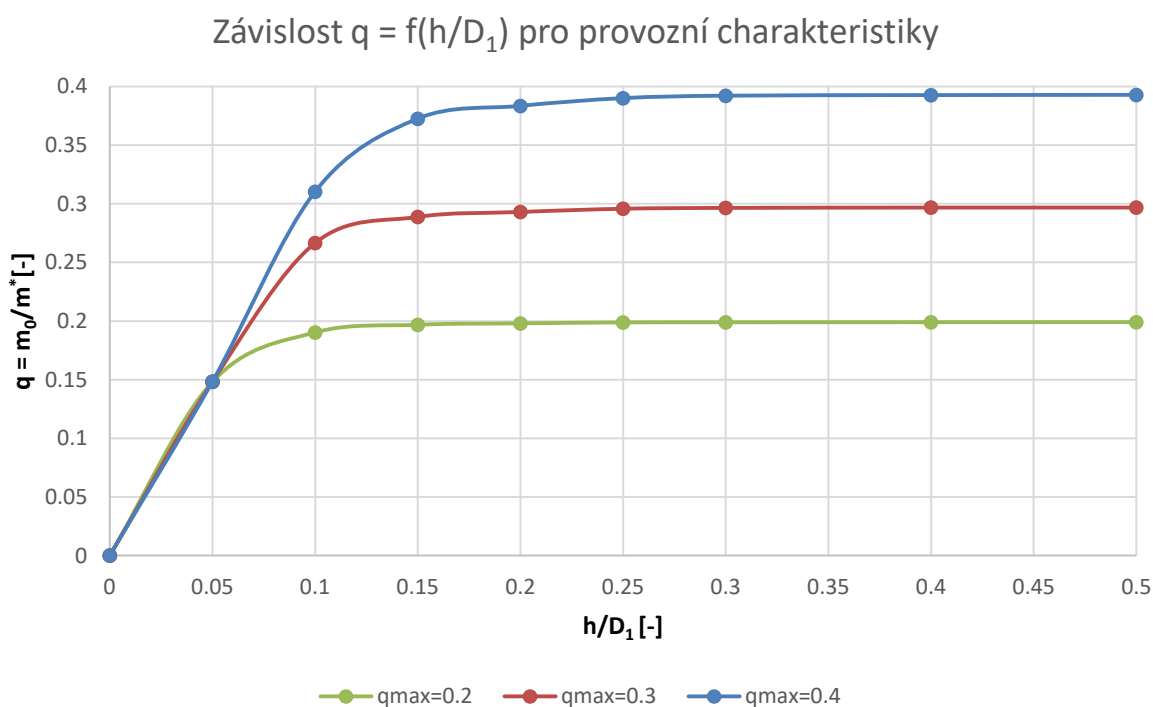


Obr. 39: Provozní charakteristika pro $q_{max} = 0.2, 0.3$ a 0.4

Cílem je nyní nalézt průsečíky provozních charakteristik s průtokovými charakteristikami pro jednotlivé zdvihy kuželky ventilu a zpracovat závislost poměrného hmotnostního průtoku provozní charakteristiky na zdvihu, tedy $q = f(h/D_1)$. K dosažení tohoto cíle s výhodou využijeme opět program Desmos, ze zdroje [5], který rovnou zobrazuje souřadnice bodu, kde se dané křivky protínají. V Tab. 12 jsou uvedeny hodnoty pro každou provozní charakteristiku a zvolené q_{max} v závislosti na zdvihu kuželky ventilu. Zpracování do grafu je zobrazeno na Obr. 40. Pro praktické využití lze z tohoto grafu vyčíst, jaký musí být nastaven zdvih kuželky ventilu, aby bylo dosaženo požadovaného hmotnostního průtoku a tedy i výkonu celé turbíny. Zároveň je také vidět, od jakého bodu pro provozní charakteristiku a zvolené q_{max} již nemá smysl zvyšovat zdvih kuželky ventilu, ale bylo by spíše vhodné začít otevírat ventil další. Právě z těchto vyjmenovaných důvodů má tato charakteristika velice významný dopad na praktické využití.

Tab. 12: Hodnoty pro provozní charakteristiky a zvolené q_{max} pro každý zdvih

h/D_1	0.05	0.1	0.15	0.2	0.25	0.3	0.4	0.5
$q_{max} = 0.2$	0.14805	0.19024	0.19675	0.19794	0.19877	0.19887	0.19895	0.199
$q_{max} = 0.3$	0.14828	0.26655	0.28881	0.29303	0.29581	0.29651	0.29679	0.29681
$q_{max} = 0.4$	0.14828	0.31026	0.3725	0.3834	0.39	0.3921	0.3926	0.3928



Obr. 40: Závislost $q = f(h/D_1)$ pro provozní charakteristiky

5.2.5.7 Silová charakteristika ventilu

V souladu se zadáním úlohy má být vyhodnocena silová charakteristika ventilu. Silou je myšlena síla, která působí na kuželku ventilu ve směru osy ventilu, je tedy tahová, působí ve směru osy y a je způsobena rozdílnými tlaky před a za kuželkou ventilu. Dle zavedených zvyklostí je silová charakteristika zpracována jako závislost síly Q na zdvihu kuželky ventilu h/D_1 pro jednotlivé varianty tlakových poměrů. Parametr Q je bezrozměrným parametrem, vyjadřuje tahovou sílu vyhodnocenou z rozložení tlaku na celou plochu kuželky a je definován následovně:

$$Q = \frac{F}{\frac{\pi D_{se}^2}{4} p_0} \quad (5.16)$$

V rovnici (5.16) vyjadřuje F aktuální tahovou sílu působící na kuželku ventilu, D_{se}^2 kvadrát průměru sedla kuželky a p_0 celkový tlak na vstupu do výpočetní oblasti.

Hodnoty aktuálních silových účinků působících na kuželku ve směru její osy pro jednotlivé varianty zdvihu kuželky a tlakového poměru jsou uvedeny v Tab. 13. Tahová síla vyjádřena dle vztahu (5.16) je potom uvedena v Tab. 14. Jak je z Tab. 13 zřejmé, nejvyšší působící aktuální tahová síla je zaznamenána pro variantu zdvihu $h/D_1 = 0.15$ a pro tlakový poměr $p_2/p_0 = 0.8$. Maximální hodnota tahové síly pro dané zdvihy a tlakové poměry dosahuje až 25,5 [kN], což je značně velká působící síla.

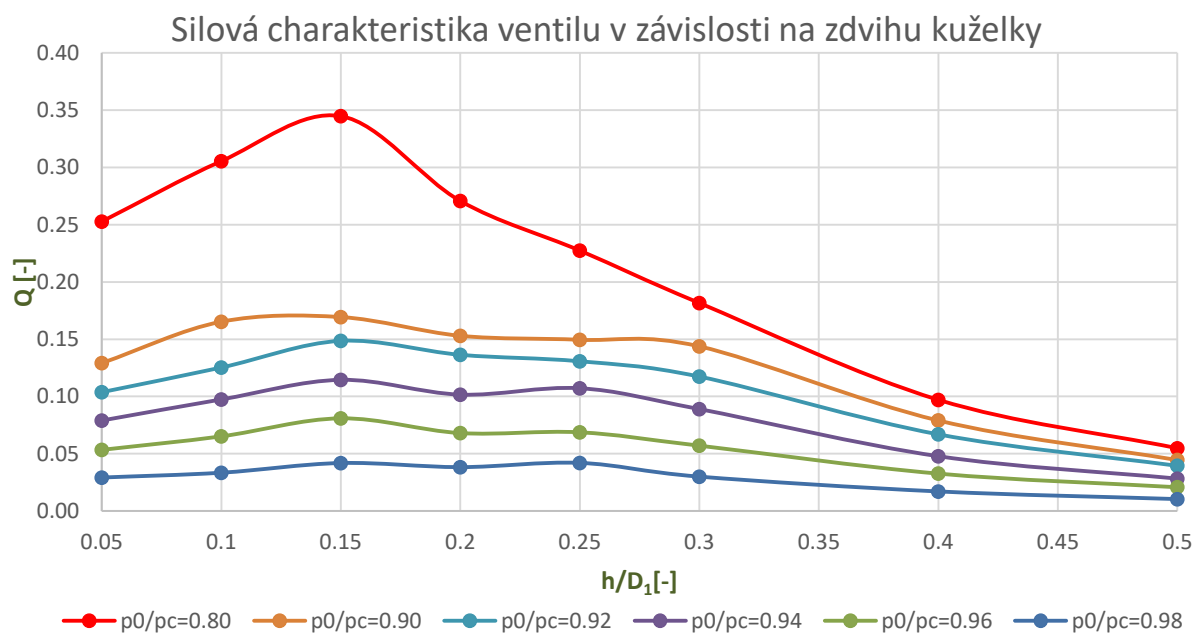
Tab. 13: Aktuální tahová síla na kuželku F [N]

zdvih h/D_1 tlakový poměr	0.05	0.1	0.15	0.2	0.25	0.3	0.4	0.5
0.98	2151.62	2462.96	3089	2824.21	3096.89	2210.6	1252.52	758.721
0.96	3944.83	4815.82	5977.1	5028.91	5076.17	4217.11	2416.33	1538.37
0.94	5834.92	7195.53	8461.15	7506.5	7917.98	6574.43	3531.03	2084.41
0.92	7668.28	9258.43	10981.6	10080.4	9660.85	8677.4	4949.76	2920.75
0.9	9545.9	12212.2	12514.2	11305.3	11049.2	10625.4	5846.67	3295.98
0.8	18679.5	22579.3	25489.6	20012.3	16808.6	13422.4	7168.63	4043.76

Tab. 14: Tahová síla na kuželku Q [-]

zdvih h/D_1 tlakový poměr	0.05	0.1	0.15	0.2	0.25	0.3	0.4	0.5
0.98	0.02911	0.03332	0.04179	0.03821	0.04190	0.02991	0.01694	0.01026
0.96	0.05337	0.06515	0.08086	0.06803	0.06867	0.05705	0.03269	0.02081
0.94	0.07894	0.09735	0.11447	0.10155	0.10712	0.08894	0.04777	0.02820
0.92	0.10374	0.12525	0.14857	0.13637	0.13070	0.11739	0.06696	0.03951
0.9	0.12914	0.16521	0.16930	0.15294	0.14948	0.14375	0.07910	0.04459
0.8	0.25271	0.30547	0.34484	0.27074	0.22740	0.18159	0.09698	0.05471

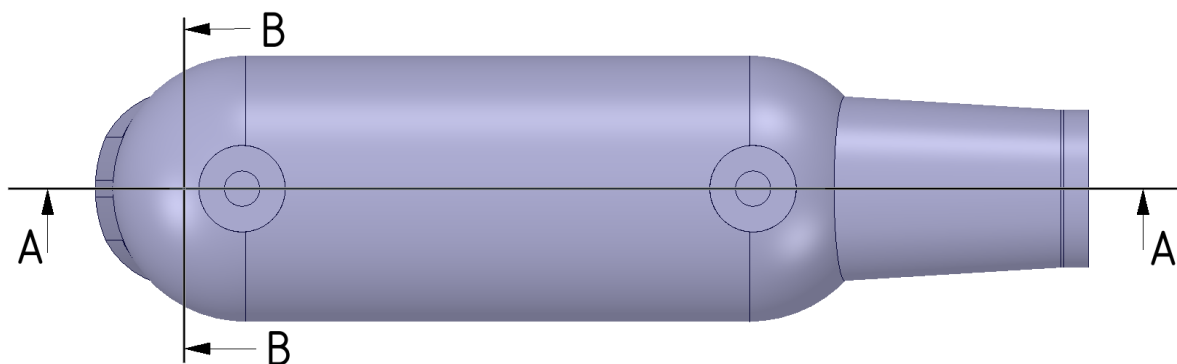
Silová charakteristika v závislosti $Q = f(h/D_1)$ je zobrazena v grafu na Obr. 41. Tato charakteristika je velice významná pro praxi, jelikož určuje, jak velkou přestavovací silou je nutné působit na ventil a tedy i trámec celé regulace pro zajištění požadované změny zdvihu daného ventilu. V realitě je k této síle od pracovní látky potřeba ještě přičíst třecí sílu v ucpávkách a tíhovou sílu kuželky, abychom dostali výslednou sílu. Tato výsledná síla již je silou, která je zapotřebí pro změnu zdvihu kuželky ventilu a je tedy silou, která musí být překonána pohonem trámecové regulace. Z Obr. 41 je zřejmé, že při snižujícím se tlakovém poměru narůstá působící tahová síla na kuželku ventilu, což koresponduje s předpoklady. Zároveň je také vidět, že nejvyšší tahová síla pro každý tlakový poměr působí při zdvihu $h/D_1 = 0.15$. To, že některé hodnoty síly pro dané tlakové poměry jsou téměř stejné, může být způsobeno složitostí úlohy a její špatnou konvergencí.



Obr. 41: Silová charakteristika ventilu v závislosti $Q = f(h/D_1)$

5.2.5.8 Vyhodnocení rychlostních polí v oblasti ventilu

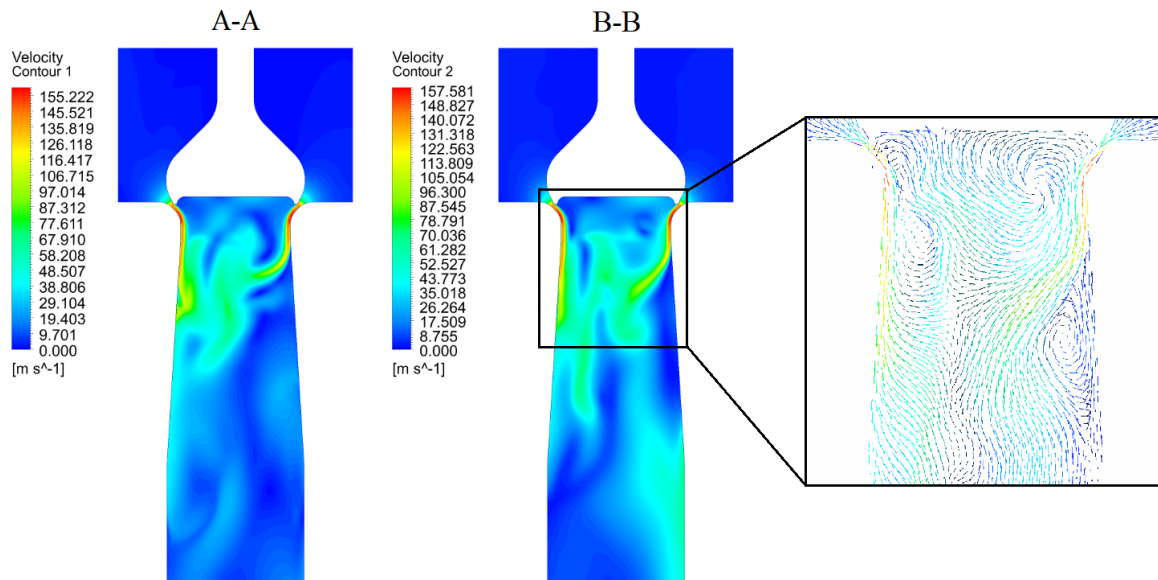
Vyhodnocení a zjištění přesné polohy odtržení proudu od stěny pro 3D geometrii je velice obtížné. Bylo tedy přistoupeno k optickému vyhodnocení, které je provedeno za pomoci rychlostního pole a vektorů rychlosti v určitých řezech ventilu. Tyto dva řezy procházejí osou symetrie mezi ventilem a difuzorem, jsou na sebe navzájem kolmé a jejich znázornění je pro přehlednost na Obr. 42, kde je zobrazena ventilová komora v pohledu shora a řezy A-A a B-B.



Obr. 42: Znázornění řezů A a B

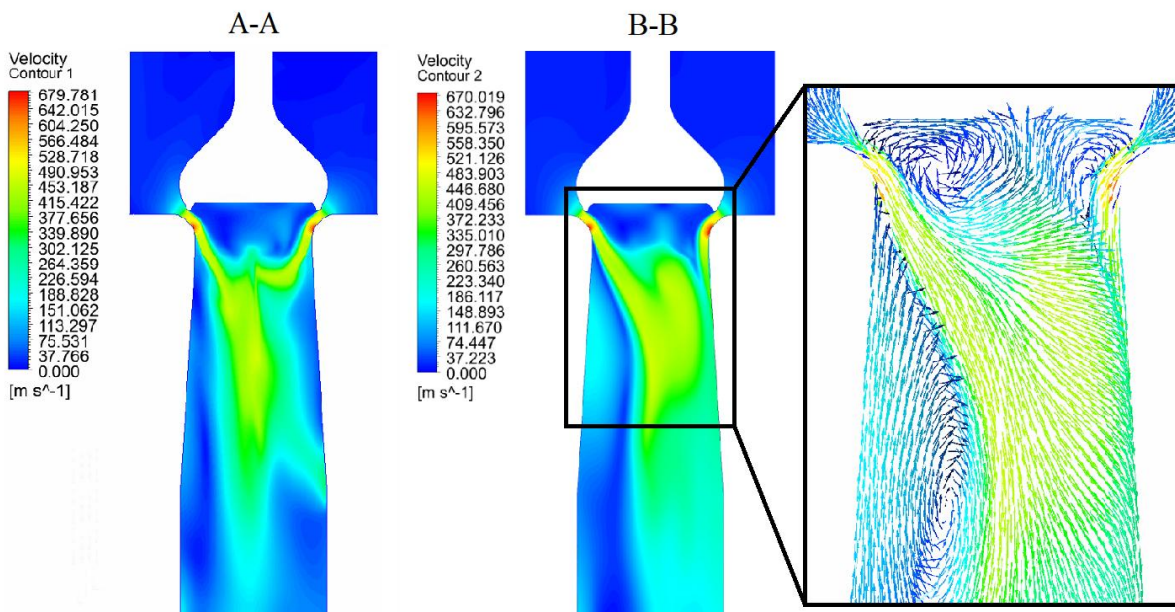
Z důvodu numerického simulování velkého počtu variant zdvihů a tlakových poměrů budou v této práci zobrazena pouze vybraná rychlostní pole v daných řezech. Byly vybírány takové varianty, na nichž je vidět odtržení proudu od stěny difuzoru, zpětné proudění a rázové vlny spojené s překročením rychlosti zvuku v hrdle difuzoru. Proudění s přilnutým proudem ke stěně difuzoru zde nebude zobrazeno.

Na Obr. 43 je zobrazeno proudové pole a vektory rychlost pro zdvih $h/D_1 = 0.05$ při tlakovém poměru $p_2/p_0 = 0.98$ v řezech $A-A$ a $B-B$, kde je patrné odtržení proudu od stěny difuzoru. Pro menší tlakové poměry k odtržení proudu od stěny nedocházelo. To může být způsobeno tím, že při tlakovém poměru $p_2/p_0 = 0.98$ dosahuje pára menších rychlostí a hlavní proud páry tedy není tak významný.



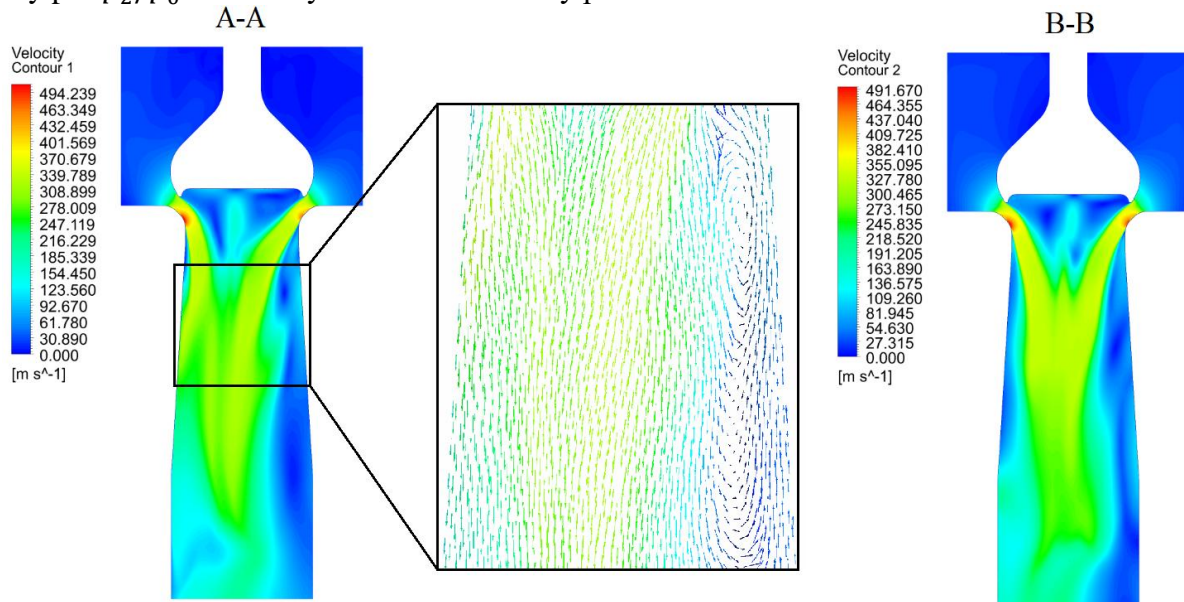
Obr. 43: $h/D_1 = 0.05, p_2/p_0 = 0.98$ – rychlostní pole a vektory rychlosti

Proudové pole pro zdvih $h/D_1 = 0.10$ a tlakový poměr $p_2/p_0 = 0.80$ je na Obr. 44. Při tomto zdvihy bylo zaznamenáno odtržení proudu od stěny difuzoru při všech tlakových poměrech a pro názornou ukázkou byl vybrán ten nejmenší tlakový poměr.



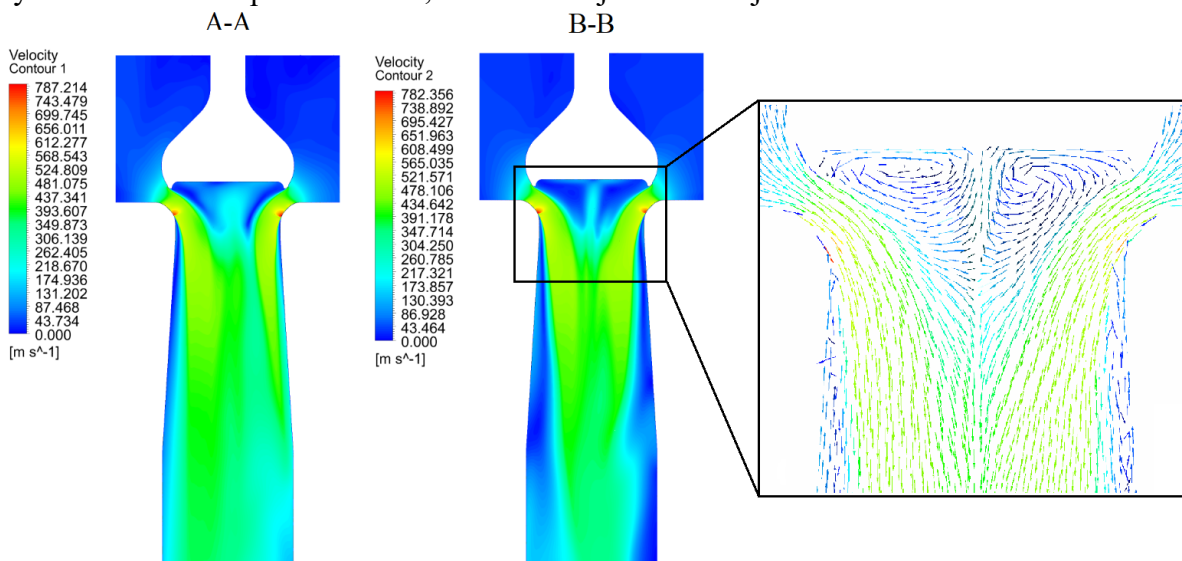
Obr. 44: $h/D_1 = 0.10, p_2/p_0 = 0.80$ - rychlostní pole a vektory rychlosti

Obr. 45 znázorňuje proudové pole opět ve dvou řezech ventilem. Tato varianta zdvihu $h/D_1 = 0.15$ a tlakového poměru $p_2/p_0 = 0.90$ byla vybrána z důvodu, že se nachází na rozhraní mezi simulovanými tlakovými poměry, kdy k odtržení proudu od stěny dochází a kdy už ne. Pro vyšší hodnoty tlakového poměru k odtržení proudu od stěny difuzoru nedocházelo ani v jednom z řezů. Naopak pro nižší hodnotu tlakového poměru, konkrétně tedy pro $p_2/p_0 = 0.80$ bylo odtržení od stěny pozorováno.



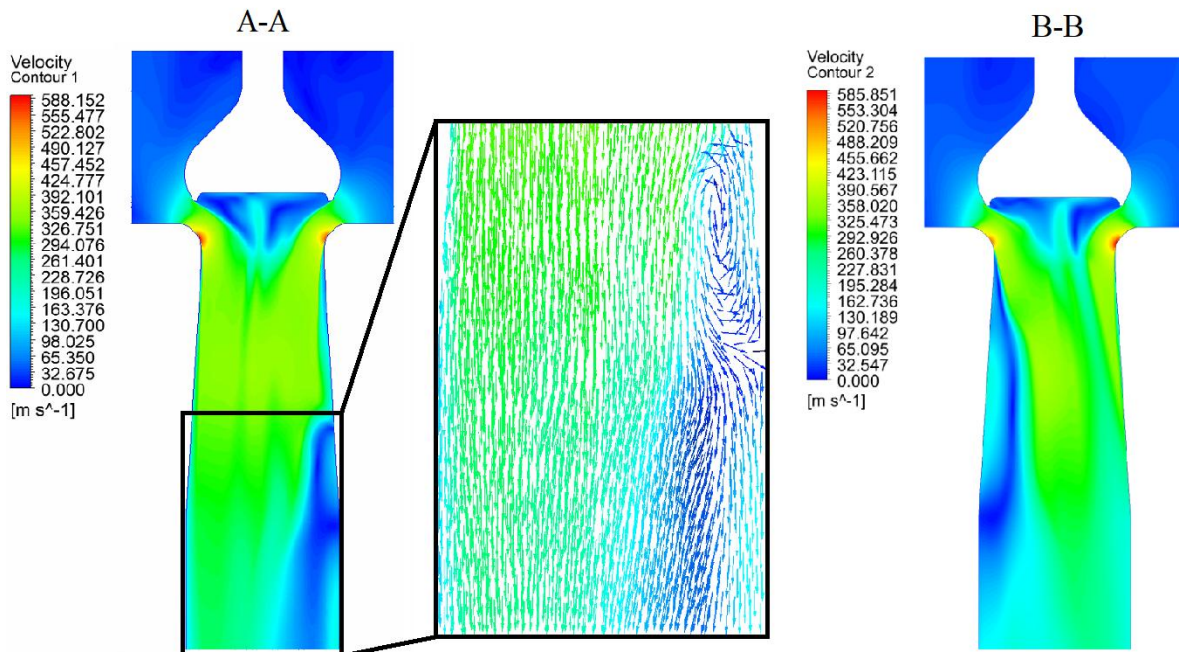
Obr. 45: $h/D_1 = 0.15, p_2/p_0 = 0.90$ – rychlostní pole a vektory rychlosti

Při variantě zdvihu $h/D_1 = 0.20$ bylo pozorováno odtržení proudu od stěny ve všech případech tlakových poměrů. Vybrán byl tlakový poměr $p_2/p_0 = 0.80$ zobrazený na Obr. 46. Zde je možné vidět masivní odtržení proudu od stěny difuzoru, přičemž proud již po délce difuzoru nepřilne zpět ke stěně, ale zůstává odtržen až do výstupu z výpočetní oblasti. V detailním zobrazení je zachycena oblast hrdla difuzoru pomocí vektorového pole zbarveného dle rychlosti proudění. Je zde velice dobře vidět odtržení proudu jak od stěny difuzoru, tak také od hrany kuželky ventilu a tím i vznik vírů. Znatelné jsou především víry vytvořené v oblasti pod kuželkou, což samozřejmě ovlivňuje i tahovou sílu na ni.



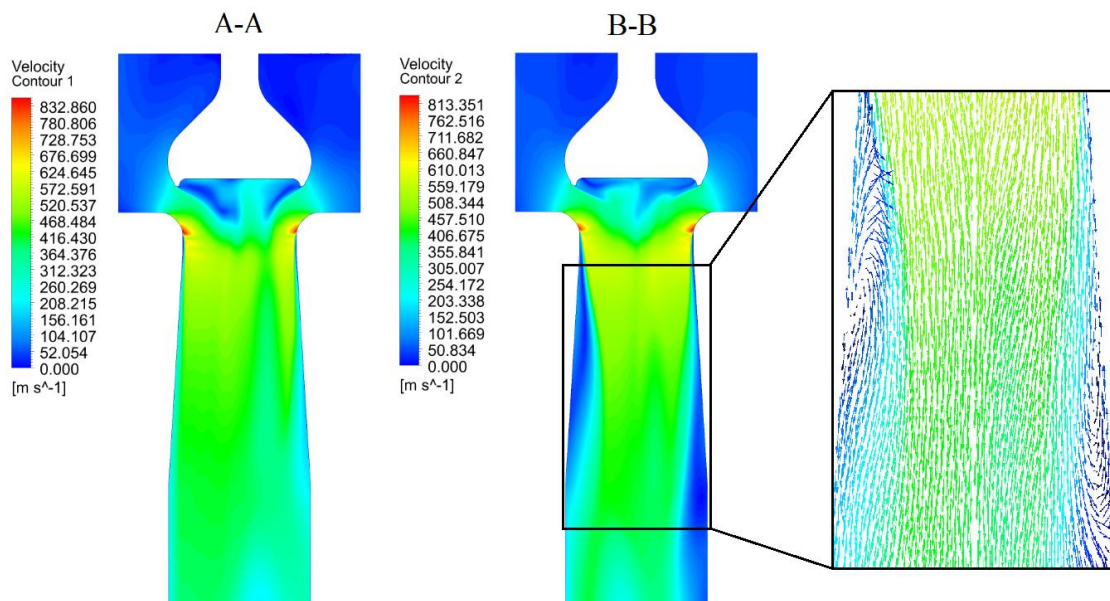
Obr. 46: $h/D_1 = 0.20, p_2/p_0 = 0.80$ – rychlostní pole a vektory rychlosti

Obr. 47 zachycuje proudové pole pro variantu zdvihu $h/D_1 = 0.25$ a tlakového poměru $p_2/p_0 = 0.90$. Opět je zde zřetelně vidět odtržení proudu od stěny, avšak v řezu A-A až směrem dál od hrdla difuzoru. Pro vyšší varianty tlakových poměrů nebylo odtržení proudu od stěny znatelné. Naopak pro nižší variantu, tedy $p_2/p_0 = 0.80$ docházelo k velice významnému odtržení proudu.

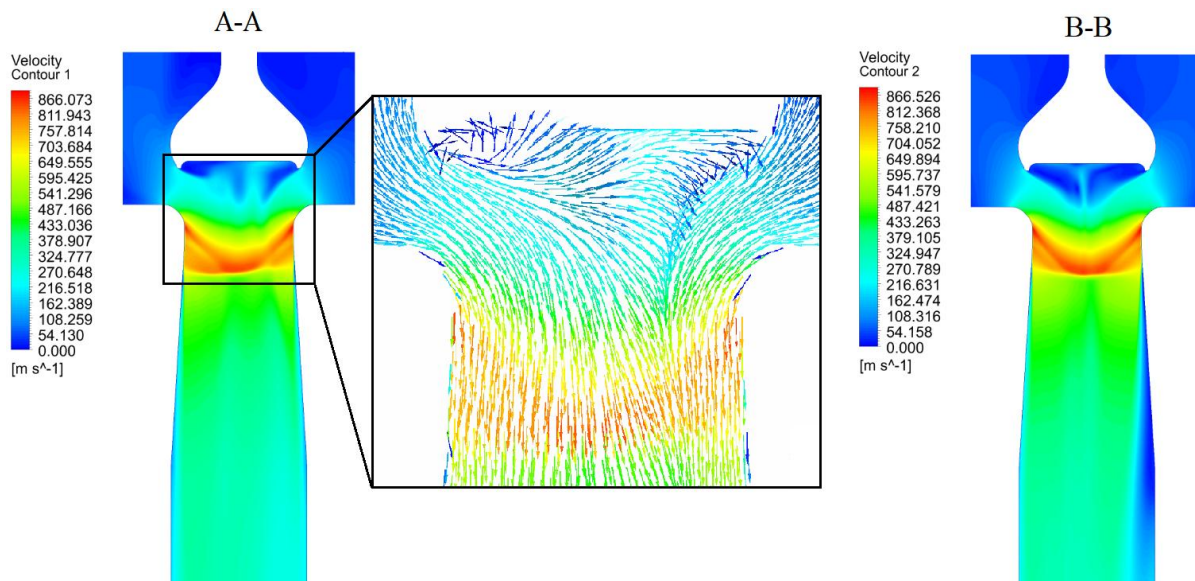


Obr. 47: $h/D_1 = 0.25, p_2/p_0 = 0.90$ – rychlostní pole a vektory rychlosti

Proudová pole pro tlakový poměr $p_2/p_0 = 0.80$ při zdvihu $h/D_1 = 0.30$ a 0.40 jsou zobrazena na Obr. 48 respektive Obr. 49. Pro tyto dvě varianty zdvihu bylo pozorováno odtržení proudu od stěny právě až při tomto tlakovém poměru. Při vyšších tlakových poměrech k odtržení nedocházelo. Z obrázků proudových polí je možné také pozorovat zvyšující se rychlost proudění až do překročení rychlosti zvuku. Překročení rychlosti zvuku je provázeno rázovými vlnami, které se při simulaci podařilo zachytit a je možné je vidět na Obr. 49.



Obr. 48: $h/D_1 = 0.30, p_2/p_0 = 0.80$ – rychlostní pole a vektory rychlosti



Obr. 49: $h/D_1 = 0.40, p_2/p_0 = 0.80$ – rychlostní pole a vektory rychlosti

Jak je patrné z průtokové charakteristiky uvedené v kapitole 5.2.5.4, varianty zdvihu $h/D_1 = 0.40$ a 0.50 mají stejný průběh (v rámci numerické chyby výpočtu), čemuž odpovídají i proudová pole, která jsou si podobná. Z toho důvodu je zde zobrazeno proudové pole pouze pro jeden zdvih, přičemž pro druhý platí stejné závěry.

Při pohledu na všechny obrázky zachycující proudová pole a vektory rychlosti je zřejmá složitost zadané úlohy, jelikož můžeme pozorovat vysoce turbulentní proudění, vznik vírových struktur spojených s odtrháváním proudu od stěny difuzoru, ale také například rázové vlny.

6 Zhodnocení a celková analýza výsledků

V této kapitole je provedeno celkové zhodnocení výsledků pro každou variantu zvlášť a následně také porovnání výsledků obou variant mezi sebou.

6.1 Zhodnocení výsledků pro variantu 1

Pro tuto první variantu, která byla uvažována jako rotačně symetrická a bez modelované vstupní komory, byla v souladu se zadáním vyhodnocena průtoková charakteristika ventilu. Pro tuto průtokovou charakteristiku byla následně provedena náhrada pomocí elips. Poloosy těchto elips byly dále zpracovány do grafu v závislosti na zdvihu kuželky ventilu. Tento graf a jemu odpovídající regresní funkce mají velký význam, jelikož pomocí nich je možné vyjádřit, při jednom zvoleném parametru, parametry ostatní.

6.2 Zhodnocení výsledků pro variantu 2

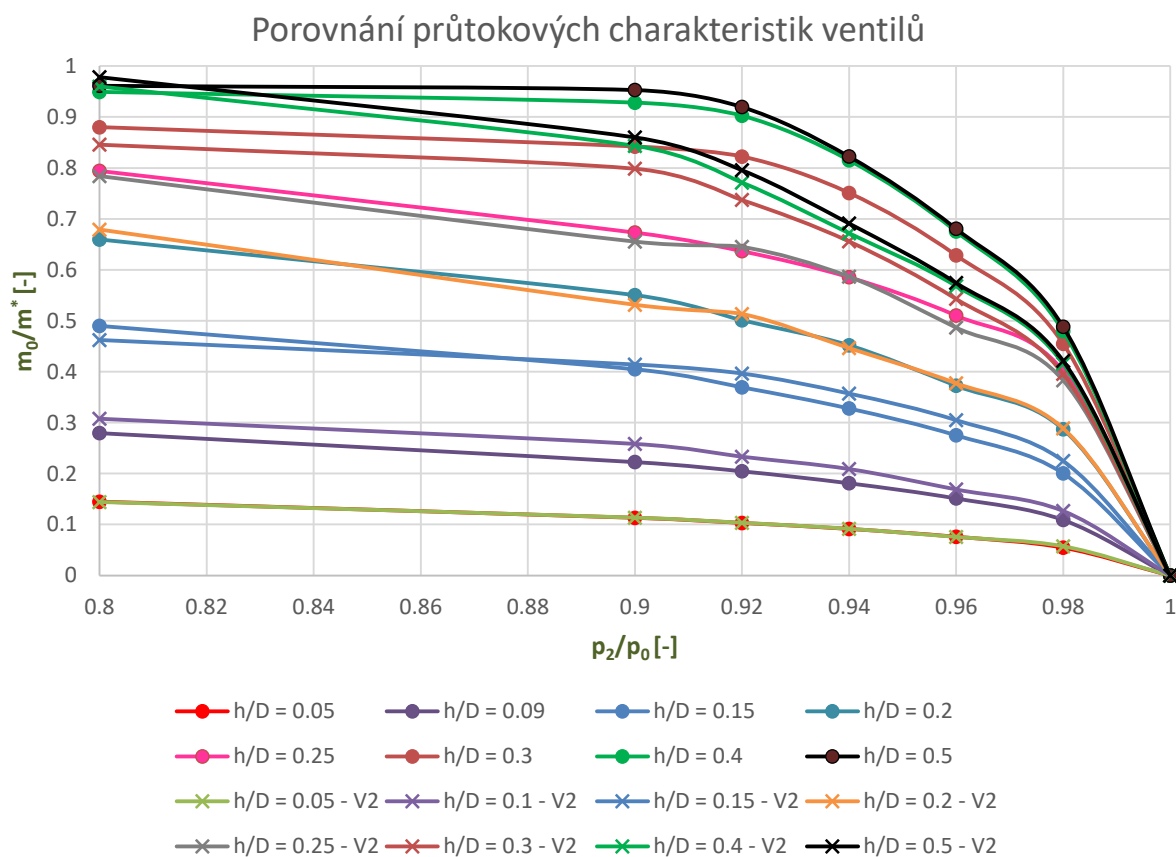
Tato varianta byla modelována i s celou vstupní ventilovou komorou a oblast ventilu byla uvažována jako 3D proudová oblast. V tomto případě byla provedena řada vyhodnocení. Konkrétně byla vyhodnocena závislost průtokové plochy v sedle ventilu na zdvihu kuželky, vyhodnocen stupeň rozšíření difuzoru, proveden rozbor proudění ve ventilové komoře, vyhodnocena průtoková charakteristika ventilu a provedena její náhrada pomocí elips, zpracována provozní charakteristika turbíny, vyhodnocena silová charakteristika ventilu a jako poslední byla vyhodnocena rychlostí pole v oblasti ventilu. Pro tuto variantu byl tedy vyhodnocen celý soubor aerodynamických parametrů

6.3 Porovnání výsledků z variant 1 a 2

Tato kapitola hodnotí především rozdíly jednotlivých variant z hlediska průtokové charakteristiky. Tyto charakteristiky jsou již uvedeny v kapitolách 5.1.4.1 a 5.2.5.4. Pro lepší přehlednost jsou grafy průtokových charakteristik uvedené v těchto kapitolách sloučeny do jednoho a zobrazeny na Obr. 50. Pro porovnatelnost byly z grafu odstraněny hodnoty tlakových poměrů pro V1, které byly počítány navíc oproti V2.

Z tohoto grafu je patrné, že průběhy charakteristik až do zdvihu $h/D = 0.25$ jsou téměř shodné, respektive v rámci numerické chyby výpočtů. Jediný znatelnější rozdíl do zmíněného zdvihu je pro fialově zbarvené charakteristiky. Jejich vzájemný rozdíl je ale způsoben pouze různým nastavením zdvihu, kdy pro V1 byl zdvih $h/D = 0.09$ a pro V2 bylo nastaveno $h/D = 0.1$.

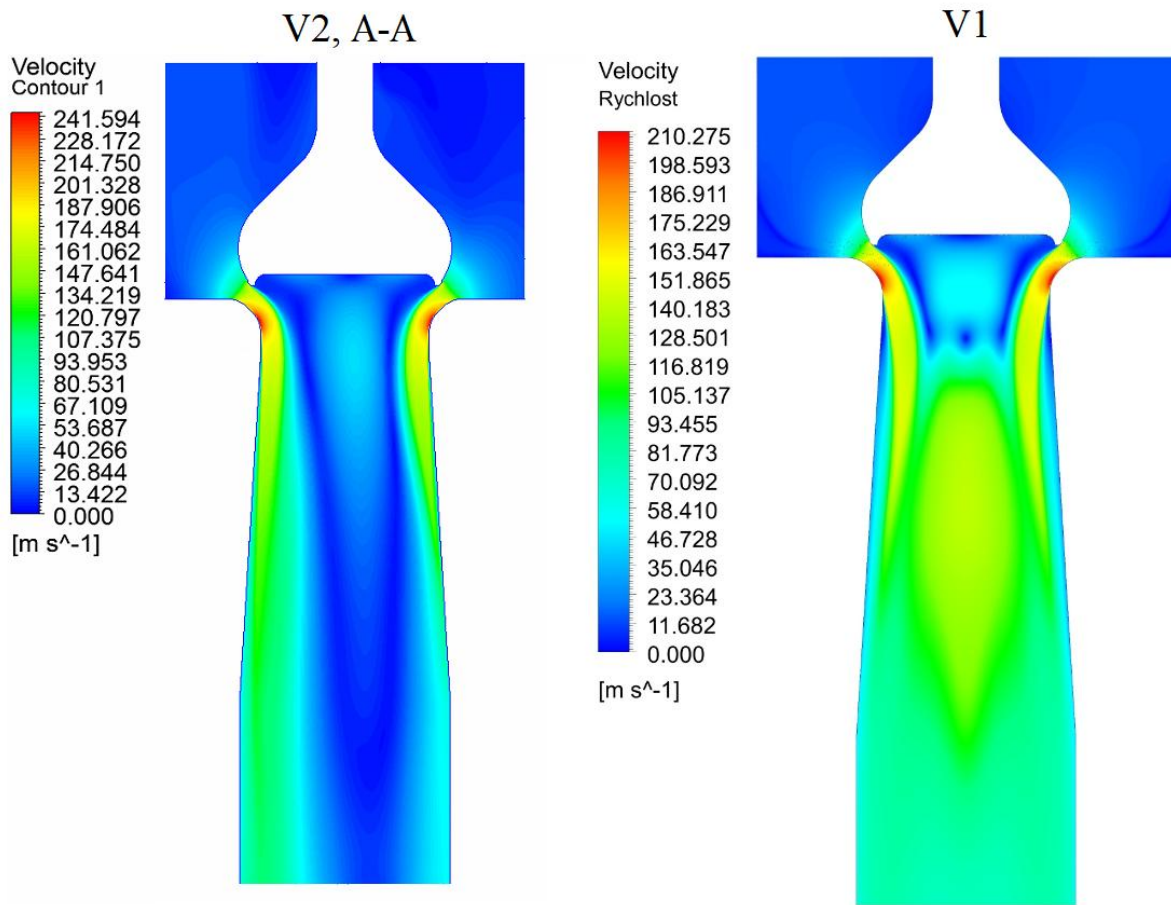
Pro vyšší hodnoty zdvihu než $h/D = 0.25$ jsou však viditelné větší rozdíly mezi jednotlivými charakteristikami. To může být způsobeno několika různými faktory. Tímto faktorem může být například chyba v numerickém výpočtu vlivem špatné konvergence úlohy, což je však vzhledem k ostatním charakteristikám, které se shodují, nepravděpodobné. Jako nejpravděpodobnější se jeví vysvětlení, že je to způsobeno rozdílnou geometrií jednotlivých variant, kdy byla změněna zaoblení na kuželce ventilu a difuzoru a především to, že pro V2 byla modelována celá vstupní komora a tedy vstup páry do ventilu z boku. Přehřátá pára pro V1 vstupovala do ventilu pouze shora a právě tento rozdíl by mohl od určitého zdvihu kuželky výrazně ovlivňovat průtokovou charakteristiku.



Obr. 50: Porovnání průtokových charakteristik ventilů V1 a V2

Na základě výše uvedeného rozboru je možné říci, že vliv vstupní komory a plné 3D geometrie výpočetní oblasti ventilu je pro průtokovou charakteristiku získanou z numerických simulací zanedbatelný, avšak pouze do určité hodnoty zdvihu kuželky ventilu. Od určitého zdvihu má vstupní komora značný vliv na výslednou průtokovou charakteristiku a nelze ji tedy zanedbat.

Vliv vstupní komory a plného 3D modelu ventilu však při zkoumání proudových polí není zanedbatelný ani pro nejmenší zdvihy. Je zřejmé, že pro V1, kdy je ventil modelován jako symetrický, bude i proudové pole v jednotlivých řezech symetrické kolem osy ventilu. To však neplatí pro 3D geometrii výpočetní oblasti ventilu a tento rozdíl ještě umocňuje modelovaná vstupní komora. Pro znázornění tohoto rozdílu byla vybrána varianta, kdy již dochází k odtržení proudu od stěny difuzoru u V1, ale proud přilne zpět ke stěně a u V2 je zřetelně vidět, že proudění není symetrické kolem osy ventilu. Informace sdělené výše je možné pozorovat na Obr. 51, kde jsou zobrazeny řezy V1 a V2, přičemž typ řezu pro V2 je A-A a pro V1 není uveden, jelikož proud páry vstupuje do výpočetní oblasti shora a není zde tedy zapotřebí určovat směr, odkud pára proudí.



Obr. 51: Rychlostní pole pro V1 a V2 při $h/D_1 = 0.15, p_2/p_0 = 0.98$

7 Závěr

Pro splnění požadovaného cíle je tato diplomová práce rozdělena na několik částí. V první části je provedena rešerše dané problematiky, která se dotýká oblasti numerických výpočtů proudění, regulačních ventilů a regulace parních turbín. Tato první část je tedy teoretická, lze ji nalézt v kapitolách 1 až 4 a navazuje na ni část praktická, kde byla řešena vlastní úloha. Praktická část je řešena v kapitolách 5 a 6, přičemž kapitola 5 je rozdělena na dvě hlavní části, kde jsou řešeny dvě varianty výpočetních oblastí zvlášť a v kapitole 6 je poté provedeno celkové zhodnocení získaných výsledků pro jednotlivé varianty a také souhrnně.

V této diplomové práci byla provedena numerická simulace proudění přehřáté páry jednosedlovým neodlehčeným regulačním ventilem s rovinným uspořádáním vstupního sedla a trámcovou regulací. Řešení této úlohy, které zachycuje kapitola 5, bylo provedeno komplexně, tedy od úpravy zadaného modelu, přes vytvoření geometrie výpočetní oblasti, její následné diskretizace a nastavení samotných výpočtů, až po vyhodnocení dat získaných z numerických simulací. K tomuto účelu byl použit program ANSYS, Inc, který obsahuje celou řadu různých programů, z nichž některé byly použity. Bylo modelováno a numericky simulováno celkem osm různých zdvihů kuželky ventilu, přičemž pro každý zdvih bylo uvažováno minimálně šest rozdílných statických tlaků na výstupu z difuzoru. Všechny tyto varianty zdvihů a tlakových poměrů byly počítány pro dva různé případy výpočetních oblastí a zjednodušujících předpokladů.

První varianta ventilu byla uvažována jako rotačně symetrická, kdy byla modelována pouze čtvrtina celého ventilu a jen jeho nejbližší okolí. Nebyla zde uvažována vstupní ventilová komora trámcové regulace a vstup přehřáté páry do ventilu byl veden pouze shora, tedy souose s výstupem z difuzoru. U druhé varianty byla modelována celá 3D geometrie ventilu a také celá vstupní ventilová komora. Vstup páry do ventilu tedy již není souosý s výstupem z difuzoru. Z počtu jednotlivých variant zdvihů, tlakových poměrů a také rozdílných přístupů při řešení problému je možné zjistit, že bylo provedeno přes sto výpočtů, což je velké množství.

Výstupem této práce je obecná průtoková charakteristika neodlehčeného regulačního ventilu pro obě varianty. Tato průtoková charakteristika byla také zpracována pomocí regresních funkcí, kdy část charakteristiky byla nahrazena elipsou. Průtokové charakteristiky pro jednotlivé varianty byly následně porovnány a zhodnoceny. Pro druhou variantu bylo provedeno několik rozšiřujících prací oproti variantě první, jako rozbor proudění ve ventilové komoře, vyhodnocení závislosti plochy v sedle ventilu na zdvihu kuželky, vyhodnocení stupně rozšíření difuzoru, provedení náhrady bodů získaných z numerických simulací regresními funkcemi, zpracování závislosti poměrného hmotnostního průtoku na zdvihu kuželky ventilu pro provozní charakteristiku turbíny a vyhodnocení proudových polí ve ventilu.

Ze získaných průtokových charakteristik ventilu je patrné, kdy dojde k aerodynamickému ucpání dýzy a kdy je tedy dosaženo maximálního hmotnostního toku. Při ucpání hrdla difuzoru je rychlost přehřáté páry v hrdle rovna rychlosti zvuku. Vzhledem ke konvergentně-divergentnímu tvaru ventilu dochází v difuzoru k nárůstu rychlosti proudění až do nadzvukových hodnot. Takovéto proudění je samozřejmě doprovázeno vznikem rázových vln, které se také při numerické simulaci podařilo zachytit a které jsou zobrazeny v této práci.

Jelikož byla provedena náhrada průtokových charakteristik pomocí elips, je možné vyjádřit i hodnoty parametrů, které nebyly explicitně uvažovány a numericky simulovány. To má velký dopad pro praktické využití, jelikož je možné z jednoho změřeného parametru vypočítat parametry ostatní a tím se nemusí provádět tolik měření, která mohou být obtížná a někdy neproveditelná. Dále je v praxi velice dobře využitelná provozní charakteristika

turbíny pro zvolenou maximální hodnotu průtočného množství, jelikož určuje, pro jakou zvolenou hodnotu maximálního hmotnostního toku se při zvyšování zdvihu ventilu již nemění průtok ventilem a tedy ani výkon celé turbíny.

V kapitole 6 bylo také provedeno porovnání průtokových charakteristik pro jednotlivé varianty geometrií mezi sebou, přičemž bylo zjištěno, že vliv modelování 3D geometrie ventilu a vstupní komory má zanedbatelný vliv na průtokovou charakteristiku, avšak pouze do určitého zdvihu kuželky ventilu. Od určitého zdvihu již není vliv vstupní komory a 3D geometrie ventilu zanedbatelný. Dále zde byl proveden rozbor vlivu vstupní komory na proudové pole.

Pro ověření získaných výsledků z numerických simulací by bylo vhodné provést experimentální měření a výsledky vzájemně porovnat. Dle odborníků ze společnosti Doosan Škoda Power však průtoková charakteristika, zejména pro první variantu, odpovídá očekáváním a je v souladu s letitými zkušenostmi. I z toho důvodu v současné době nejsou prováděna žádná experimentální měření v oblasti této problematiky, tedy problematiky ventilů a spoléhají se na výsledky právě z numerických simulací, které jsou již v dnešní době věrohodné.

Návazné a rozšiřující práce k této by se mohli zaměřit například na další numerické simulace pro tlakové poměry, které zde nebyly uvažovány. Cílem by bylo přesnější vykreslení průtokové charakteristiky nebo vyhodnocení tahových silových účinků na kuželku ventilu i pro nižší tlakové poměry. Další rozšíření by se mohlo zabývat rozbořem tlakových poměrů na ventilu, zpracováním rozložení tlaku v určitých řezech difuzorem a všechna vyhodnocení by mohla být zpracována pro provozní charakteristiku turbíny.

Seznam použité literatury

- [1] Advanced Options Tab (CFX). [online] [cit. 2019-05-9] Dostupné z: https://www.sharcnet.ca/Software/Ansys/16.2.3/en-us/help/cfx_pre/i1313495.html.
- [2] ANSYS CFX-Solver Theory Guide, Release 14.0. Canonsburg: ANSYS, 2011.
- [3] BEČVÁŘ, Josef. *Tepelné turbíny*. Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1969. Řada strojírenské literatury.
- [4] BLEJCHAŘ, Tomáš. *Turbulence: Modelování proudění - CFX* [online]. Ostrava, 2012 [cit. 2019-04-09]. Dostupné z: <http://www.person.vsb.cz/archivcd/FS/Tur/Turbulence.pdf>
- [5] *DESMOS* [online]. [cit.2019-05-25]. Dostupné z: www.desmos.com.
- [6] HEJZLAR, Radko. *Sdílení tepla*. Vyd. 4. V Praze: Vydavatelství ČVUT, 2004. ISBN 80-01-02974-3.
- [7] KALČÍK, Josef a Karel SÝKORA. *Technická termolmechanika: učebnice pro vysoké školy*. Praha: Academia, 1973.
- [8] KALISTA, Robert. *Experimentální výzkum proudění v modelu NT tělesa pro stupeň M8*. Plzeň, 2015. Diplomová práce. Západočeská univerzita v Plzni.
- [9] KRAJÍČ, Ladislav, *Parní turbíny a příslušenství*. 2011
- [10] KUČERA, Jiří. *Přednášky z předmětu Parní turbíny a kondenzátory*. Plzeň, 2018. Západočeská univerzita v Plzni
- [11] LEVÝ, Tomáš. *Numerický výpočet 3D stupně vzduchové turbíny*. Plzeň, 2016. Bakalářská práce. Západočeská univerzita v Plzni.
- [12] LINHART, Jiří. *Přednášky z předmětu Přenos tepla a hmoty*.
- [13] LINHART, Jiří. *Mechanika tekutin I*. 2. vyd. Plzeň: Západočeská univerzita v Plzni, 2009. ISBN 978-80-7043-766-7.
- [14] LIPINOVÁ, Ladislava, *Předehřev napájecí vody sytou parou*. Ostrava, 2018. Diplomová práce. VŠB – Technická univerzita Ostrava
- [15] MAREŠ, Radim. *Kapitoly z termomechaniky*. Plzeň: Západočeská univerzita, 2008, 1 CD-ROM. ISBN 978-80-7043-706-3.

- [16] MAREŠ, Radim. *Tabulky termodynamických vlastností vody a vodní páry*. Plzeň, 2008. Západočeská univerzita v Plzni
- [17] PELIKÁN, Martin. *Vyhodnocení vlivu vybraných geometrických částí chlazeného výfukového potrubí na proudové a teplotní pole pomocí CFD*. Plzeň, 2017. Bakalářská práce. Západočeská univerzita v Plzni.
- [18] PŘÍHODA, Miroslav a Miroslav RÉDR. *Sdílení tepla a proudění*. Ostrava: VŠB-Technická univerzita, 1998. ISBN 80-7078-549-7.
- [19] STRAKA, František. *Numerická simulace proudění v odlehčeném ventilu ŠKODA a určení namáhání vřetene od aerodynamických sil*. Plzeň, 2012. Západočeská univerzita v Plzni
- [20] STŘÍTESKÝ, Martin. *Numerická simulace proudění páry v odlehčeném ventilu*. Plzeň, 2015. Bakalářská práce. Západočeská univerzita v Plzni.
- [21] ŠČEGLJAJEV, Andrej, Vladimirovič., *Parní turbíny I, II*, Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1983.
- [22] ŠKORPÍK, Jiří. Proudění plynů a par tryskami, *Transformační technologie*, 2006-02, [last updated 2018-04-10]. Brno: Jiří Škorpík, [on-line] pokračující zdroj, ISSN 1804-8293. Dostupné z <http://www.transformacni-technologie.cz/40.html>. English version: Flow of gases and steam through nozzles. Web: http://www.transformacni-technologie.cz/en_40.html.
- [23] URUBA, Václav. *Mechanika tekutin I*. elektronické studijní materiály. Plzeň: Západočeská univerzita, 2015.
- [24] URUBA, Václav. *Turbulence*. 2., přeprac. vyd. V Praze: České vysoké učení technické, 2014. ISBN 978-80-01-05600-4.
- [25] VLČEK, Petr. *Modelování turbulentního proudění* [online]. Praha [cit. 2019-04-05]. Dostupné z: <http://chps.fsid.cvut.cz/pt/2013/pdf/3509.pdf>

Seznam obrázků

Obr. 1: Průběh rychlosti při turbulentním proudění [12], [17].....	16
Obr. 2: h-s diagram škrcení reálného plynu v regulačním ventilu [20]	17
Obr. 3: Provozní a obecná průtoková charakteristika ventilu [20]	18
Obr. 4: Bendemannova elipsa [14].....	19
Obr. 5: Typy 3D prvků použitelných v programu ANSYS CFX [4]	21
Obr. 6: Výsledky řešení N-S rovnic odlišnými přístupy [24]	22
Obr. 7: Metody matematického modelování stacionárního proudění [4]	23
Obr. 8: Přehled turbulentních modelů [4]	23
Obr. 9: Schéma parního regulačního ventilu [19]	25
Obr. 10: Schéma řazení RZV a RV [10]	26
Obr. 11: Expanze v turbíně při regulaci škrcením [9].....	27
Obr. 12: Schéma skupinové regulace [9]	28
Obr. 13: Trámcová regulace parní turbíny [10]	28
Obr. 14: Model trámcové regulace parní turbíny	29
Obr. 15: Střední řez modelem trámcové regulace.....	30
Obr. 16: Výpočetní oblasti, V1 a V2.....	30
Obr. 17: Geometrie proudové oblasti, V1	31
Obr. 18: Detail výpočetní sítě mezi kuželkou a hrdlem ($h/D = 0.15, 0.2, 0.25, 0.4, 0.5$).....	32
Obr. 19: Detail výpočetní sítě mezi kuželkou a hrdlem difuzoru ($h/D = 0.3$)	33
Obr. 20: Detail výpočetní sítě na vstupu výpočetní oblasti ($h/D = 0.2$).....	34
Obr. 21: Detail výpočetní sítě mezi kuželkou a sedlem ($h/D = 0.05$ a 0.09)	34
Obr. 22: Průtoková charakteristika ventilu, V1.....	38
Obr. 23: Grafický výstup z programu na náhradu elipsou, V1	39
Obr. 24: Regresní funkce pro poloosy a, b, V1	40
Obr. 25: Střední řez zadaným modelem vedený osou vstupní komory a difuzoru	41
Obr. 26: Střední řez upraveným modelem vedený osou vstupní komory a difuzoru.....	42
Obr. 27: Střední řez geometrií proudové oblasti ventilové komory.....	42
Obr. 28: Geometrie proudové oblasti ventilu, V2.....	43
Obr. 29: Výpočetní síť v řezu ventilovou komorou	44
Obr. 30: Detail výpočetní sítě na výstupu výpočetní oblasti ventilové komory	45
Obr. 31: Vyznačení základních rozměrů ventilu, V2.....	46
Obr. 32: Závislost $S_{se}/S_1 = f(h/D_1)$, V2	47
Obr. 33: Závislost $nse = f(h/D_1)$, V2.....	48
Obr. 34: Rychlostní proudění páry v řezu ventilovou komorou	48
Obr. 35: Rychlost proudění páry ve středním řezu osou symetrie ventilové komory.....	49
Obr. 36: Průtoková charakteristika ventilu, V2.....	50
Obr. 37: Zobecněná průtoková charakteristika, V2	51
Obr. 38: Závislost $a = f(h/D_1)$ a $b = f(h/D_1)$	52
Obr. 39: Provozní charakteristika pro $q_{max} = 0.2, 0.3$ a 0.4	53
Obr. 40: Závislost $q = f(h/D_1)$ pro provozní charakteristiky	54
Obr. 41: Silová charakteristika ventilu v závislosti $Q = f(h/D_1)$	56
Obr. 42: Znázornění řezů A a B.....	56
Obr. 43: $h/D_1 = 0.05, p_2/p_0 = 0.98$ – rychlostní pole a vektory rychlosti.....	57
Obr. 44: $h/D_1 = 0.10, p_2/p_0 = 0.80$ - rychlostní pole a vektory rychlosti	57
Obr. 45: $h/D_1 = 0.15, p_2/p_0 = 0.90$ – rychlostní pole a vektory rychlosti.....	58
Obr. 46: $h/D_1 = 0.20, p_2/p_0 = 0.80$ – rychlostní pole a vektory rychlosti.....	58
Obr. 47: $h/D_1 = 0.25, p_2/p_0 = 0.90$ – rychlostní pole a vektory rychlosti.....	59

Obr. 48: $h/D_1 = 0.30, p_2/p_0 = 0.80$ – rychlostní pole a vektory rychlosti.....	59
Obr. 49: $h/D_1 = 0.40, p_2/p_0 = 0.80$ – rychlostní pole a vektory rychlosti.....	60
Obr. 50: Porovnání průtokových charakteristik ventilů V1 a V2	62
Obr. 51: Rychlostní pole pro V1 a V2 při $h/D_1 = 0.15, p_2/p_0 = 0.98$	63

Seznam tabulek

Tab. 1: Průtočné průřezy, V1	32
Tab. 2: Materiálové vlastnosti domény	35
Tab. 3: Použité tlakové poměry zdvihů a statický tlak na výstupu z domény	36
Tab. 4: Aktuální hmotnostní tok, V1 [kg s^{-1}]	37
Tab. 5: Poměrný hmotnostní tok, V1 [-]	37
Tab. 6: Velikosti poloos elips pro jednotlivé zdvihy kuželky, V1	39
Tab. 7: Průtočné průřezy, V2	43
Tab. 8: Vyhodnocení charakteristických ploch	46
Tab. 9: Aktuální hmotnostní tok [kg s^{-1}], V2	49
Tab. 10: Poměrný hmotnostní tok [-], V2	50
Tab. 11: Koeficienty regresních funkcí pro jednotlivé zdvihy kuželky	51
Tab. 12: Hodnoty pro provozní charakteristiky a zvolené q_{\max} pro každý zdvih.....	53
Tab. 13: Aktuální tahová síla na kuželku F [N]	55
Tab. 14: Tahová síla na kuželku Q [-].....	55