

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI  
**FAKULTA STROJNÍ**

Studijní program: B2301 Strojní inženýrství

Studijní zaměření: Stavba energetických strojů a zařízení

**BAKALÁŘSKÁ PRÁCE**

Numerický výpočet proudění ve stupni  
experimentální vzduchové turbíny

Autor: **Ing. Martina KADLECOVÁ**

Vedoucí práce: **Ing. Roman GÁŠPÁR**

Akademický rok 2016/2017

# Zadání

# Prohlášení o autorství

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

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracovala samostatně, s použitím odborné literatury a pramenů, uvedených v seznamu, který je součástí této bakalářské práce.

V Praze dne 31. května 2017

podpis autora

# Poděkování

Na tomto místě bych chtěla poděkovat vedoucímu své bakalářské práce panu Ing. Romanu Gášpárovi za odborné vedení a poskytnuté konzultace.

Dále bych chtěla poděkovat své rodině za podporu, které se mi dostalo během celého studia a zejména nyní v jeho závěru.

Prezentované výsledky byly podpořeny Ministerstvem školství, mládeže a tělovýchovy – projekt LQ1603 Výzkum pro SUSEN. Práce byla realizována na velké infrastruktuře Udržitelná energetika (SUSEN) vybudované v rámci projektu CZ.1.05/2.1.00/03.0108

# ANOTAČNÍ LIST BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

<b>AUTOR</b>	<b>Příjmení</b> Ing. Kadlecová	<b>Jméno</b> Martina
<b>STUDIJNÍ OBOR</b>	Stavba energetických strojů a zařízení	
<b>VEDOUCÍ PRÁCE</b>	<b>Příjmení</b> Ing. Gášpár	<b>Jméno</b> Roman
<b>PRACOVIŠTĚ</b>	ZČU - FST - KKE	
<b>DRUH PRÁCE</b>	<b>BAKALÁŘSKÁ</b>	
<b>NÁZEV PRÁCE</b>	Numerický výpočet proudění ve stupni experimentální vzduchové turbíny	

<b>FAKULTA</b>	strojní	<b>KATEDRA</b>	KKE	<b>ROK ODEVZD.</b>	2017
----------------	---------	----------------	-----	--------------------	------

## POČET STRAN (A4 a ekvivalentů A4)

<b>CELKEM</b>	51	<b>TEXTOVÁ ČÁST</b>	51	<b>GRAFICKÁ ČÁST</b>	0
---------------	----	---------------------	----	----------------------	---

<b>STRUČNÝ POPIS</b>	<p>Tato bakalářská práce se zabývá simulací proudění v experimentální vzduchové turbíně VT400, která se nachází v laboratoři katedry energetických strojů a zařízení ZČU. Modelován je průtočný kanál a přilehlá mezera. V teoretické části práce jsou shrnuty základní poznatky z termomechaniky, vysvětlena kinematika lopatkových strojů, princip přeměny energie v turbínovém stupni a definovány účinnosti. Dále je představen způsob výpočetního řešení proudění, založený na zákonech zachování hmotnosti, hybnosti a energie a jejich numerickém řešení.</p> <p>Praktická část práce byla řešena v software ANSYS 17. Je popsán postup vytváření sítí pro lopatky v programu TurboGrid, příprava sítí pro oblast mezery v ICEM CFD a dále sestavení simulace v CFX-Pre. Následuje analýza výsledků, porovnání s výsledky bez uvažování mezery, zjištění optimálního hmotnostního toku a grafické výstupy.</p>
<b>KLÍČOVÁ SLOVA</b>	turbína VT400, ideální plyn, energie, proudění, lopatkové stroje, rozváděcí a oběžné lopatky, CFD, zákony zachování, simulace, účinnost, ANSYS

## SUMMARY OF BACHELOR THESIS

<b>AUTHOR</b>	Surname Ing. Kadlecová	Name Martina
<b>FIELD OF STUDY</b>	Design of Power Machines and Equipment	
<b>SUPERVISOR</b>	Surname Ing. Gášpár	Name Roman
<b>INSTITUTION</b>	ZČU - FST - KKE	
<b>TYPE OF THESIS</b>	<b>BACHELOR</b>	
<b>TITLE OF THE THESIS</b>	Numerical simulation of flow in the experimental air turbine stage	

<b>FACULTY</b>	Mechanical Engineering	<b>DEPARTMENT</b>	Power System Engineering	<b>SUBMITTED IN</b>	2017
----------------	---------------------------	-------------------	--------------------------------	---------------------	------

### NUMBER OF PAGES (A4 and eq. A4)

<b>TOTALLY</b>	51	<b>TEXT PART</b>	51	<b>GRAPHICAL PART</b>	0
----------------	----	------------------	----	-----------------------	---

<b>BRIEF DESCRIPTION</b>	<p>This bachelor thesis deals with the simulation of flow in experimental air turbine VT400, which is located in the laboratory of department of power system engineering UWB. The flow channel and the adjacent gap are modeled. The theoretical part of the thesis summarizes basic knowledge of thermodynamics, kinematics of turbomachines and principle of conversion of energy in the turbine stage are explained and efficiency is defined. Then is presented a method of computational solution of flow, based on the conservation laws of mass, momentum and energy and their numerical solution. The practical part of the thesis was solved in the ANSYS 17 software. The procedure for creating the blade meshes in TurboGrid, preparing the gap meshes in ICEM CFD and building a simulation in the CFX-Pre is described. Then follows results analysis, comparison with results without gap, optimal mass flow finding and graphical outputs.</p>
<b>KEY WORDS</b>	turbine VT400, ideal gas, energy, flow, turbomachines, vanes and blades, CFD, conservation laws, simulation, efficiency, ANSYS

# Obsah

Přehled použitých symbolů	3
<b>1 Úvod</b>	<b>5</b>
<b>2 Experimentální turbína VT400</b>	<b>6</b>
<b>3 Teorie lopatkových strojů</b>	<b>8</b>
3.1 Základní fyzikální principy	8
3.1.1 Ideální plyn	8
3.1.2 První termodynamický zákon	9
3.1.3 Druhý termodynamický zákon – entropie	10
3.2 Kinematika	11
3.3 Síly působící na lopatkovou mříž	12
3.4 Pracovní proces, účinnost	13
<b>4 Výpočetní řešení proudění</b>	<b>16</b>
4.1 Matematický model	16
4.1.1 Zákon zachování hmotnosti	17
4.1.2 Zákon zachování hybnosti	17
4.1.3 Zákon zachování energie	17
4.1.4 Počáteční a okrajové podmínky	18
4.2 Rovnice turbulentního proudění	18
4.2.1 Modely $k-\varepsilon$ a $k-\omega$	19
4.2.2 Model $k-\omega$ SST (Shear Stress Transport)	19
4.3 Numerické řešení	19
<b>5 Příprava simulace</b>	<b>20</b>
5.1 Vytvoření sítě okolo lopatek	21
5.1.1 Export profilových dat	21
5.1.2 Vlastní vytvoření sítě	23
5.2 Vytvoření sítě v prostoru pod lopatkami	25
5.3 Sestavení simulace	26

<b>6</b>	<b>Analýza výsledků</b>	<b>29</b>
6.1	Porovnání s výsledky bez uvažování mezery . . . . .	32
6.2	Optimální hmotnostní tok . . . . .	33
6.3	Proudové pole v lopatkové mříži . . . . .	34
6.3.1	Machovo číslo . . . . .	34
6.3.2	Hustota . . . . .	35
6.3.3	Celkový tlak . . . . .	35
6.3.4	Statický tlak . . . . .	36
6.3.5	Relativní rychlost . . . . .	36
6.3.6	Teplota . . . . .	36
6.4	Průběh proudových veličin po výšce lopatky . . . . .	37
6.5	Průběh statického tlaku po obvodu lopatek . . . . .	43
6.6	Proudové pole v meridionální rovině . . . . .	44
6.7	Proudové pole v oblasti mezery mezi disky . . . . .	46
<b>7</b>	<b>Závěr</b>	<b>49</b>
	<b>Literatura</b>	<b>51</b>



# Přehled použitých symbolů

$A, a$	absolutní práce [J], měrná absolutní práce [ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$ ]
$A_T, a_T$	technická práce [J], měrná technická práce [ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$ ]
$b$	rozteč lopatek [m]
$c$	absolutní rychlost [ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ]
$c_p, c_v$	měrná tepelná kapacita při konstantním tlaku, resp. objemu [ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ]
$E, e$	celková energie [J], měrná celková energie [ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$ ]
$F$	síla [N]
$g$	tíhové zrychlení [ $\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$ ]
$H$	hybnost [ $\text{kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ]
$Q, q$	teplo [J], měrné teplo [ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$ ]
$I, i$	entalpie [J], měrná entalpie [ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$ ]
$i_c$	měrná celková entalpie [ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$ ]
$k$	turbulentní kinetická energie [ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$ ]
$m$	hmotnost [kg]
$M_t$	točivý moment [ $\text{N} \cdot \text{m}$ ]
$P$	výkon [W]
$p$	tlak [Pa]
$R$	vnější zrychlení [ $\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$ ]
$r$	specifická plynová konstanta [ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ]
$S, s$	entropie [ $\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$ ], měrná entropie [ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ]

$T$	absolutní teplota [K]
$t$	čas [s]
$u$	unášivá rychlost [ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ]
$U, u$	vnitřní energie [J], měrná vnitřní energie [ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$ ]
$v$	měrný objem [ $\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$ ]
$w$	relativní rychlost [ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ]
$\delta_{ij}$	Kroneckerovo delta [-]
$\varepsilon$	rychlost disipace [ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ]
$\eta$	účinnost [-]
$\kappa$	Poissonova konstanta [-]
$\nu, \nu^T$	molekulární, resp. turbulentní kinematická vazkost [ $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ]
$\rho$	hustota [ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ]
$\tau$	smykové napětí [Pa]
$\omega$	úhlová rychlost [ $\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$ ]
$\omega$	specifická rychlost disipace [ $\text{s}^{-1}$ ]

## Souřadnicové systémy

$x, y, z$	kartézský souřadnicový systém
$a, r, u$	válcové souřadnice – směry axiální, radiální a obvodový

## Indexy

$i$	$i \in \{1, 2, 3\}$ – označení složek vektoru
$k$	sčítací index
$iz$	izoentropická změna
0, 1, 2	pozice před statorem, mezi statorem a rotorem, za rotorem
$\dot{X}$	tok veličiny $X$ , $\dot{X} = \frac{dX}{dt}$
$\bar{X}, X'$	střední hodnota, resp. fluktuace veličiny $X$

# Kapitola 1

## Úvod

Problematika zvyšování účinnosti průtočné části turbín je jednou ze stěžejních oblastí výzkumu na katedře energetických strojů a zařízení ZČU. Výzkum probíhá v úzké vazbě na plzeňskou společnost Doosan Škoda Power, která je celosvětově významným výrobcem parních turbín.

Tato bakalářská práce se zabývá numerickou simulací proudění v experimentální vzduchové turbíně VT400. Turbína, která se nachází v laboratoři katedry, je modelem vysokotlaké části parní turbíny v měřítku 1:2. Modelován je průtočný kanál a přilehlá mezera mezi disky statoru a rotoru.

Teoretická část práce je obsahem následujících tří kapitol. Nejprve je v kapitole 2 představeno experimentální zařízení. Poté jsou v kapitole 3, která je věnována teorii lopatkových strojů, shrnuty základní poznatky z termomechaniky důležité pro tento obor, vysvětlena kinematika lopatkových strojů, popsán princip přeměny energie v turbínovém stupni a definovány účinnosti. V kapitole 4 je pak představen nástroj pro řešení úloh proudění, kterým je CFD, neboli computational fluid dynamics. Tento přístup je založený na zákonech zachování hmotnosti (rovnice kontinuity), hybnosti (Navier-Stokesova rovnice) a energie (energetická rovnice), což je soustava nelineárních parciálních diferenciálních rovnic. Tu obecně není možné řešit analyticky, obvyklým způsobem diskretizace je metoda konečných objemů.

Praktická část práce byla řešena v software ANSYS 17 a její průběh a výsledky lze nalézt v dalších dvou kapitolách. V kapitole 5 je popsán postup přípravy simulace. Dílčími kroky bylo vytvoření sítí pro lopatky v programu TurboGrid, příprava sítí pro oblast mezery v programu ICFM CFD a dále sestavení simulace včetně specifikace vlastností tekutiny a okrajových podmínek v CFX-Pre. V kapitole 6 následuje analýza výsledků, porovnání s výsledky bez uvažování mezery, zjištění optimálního hmotnostního toku a další grafické výstupy.

## Kapitola 2

# Experimentální turbína VT400

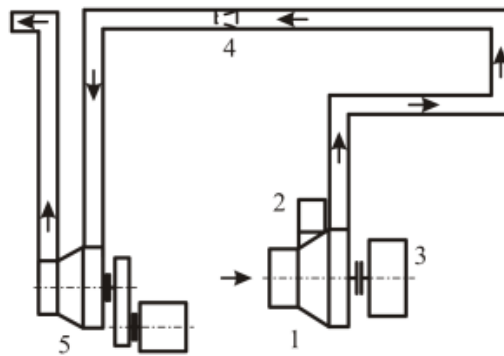
[1] Výzkum proudění průtočným kanálem parní turbíny je velmi důležitý pro zvýšení její účinnosti a spolehlivosti. Optimální, nicméně prakticky nerealizovatelné, by bylo provádění výzkumu na reálných parních turbínách v elektrárnách. Další možností je měření na experimentální parní turbíně v laboratoři. Provoz těchto zařízení je ale poměrně nákladný a provozní parametry často neposkytují možnost podrobnějšího měření uvnitř průtočné části. Proto se přistupuje k výzkumu na modelových vzduchových turbínách. Konstrukce těchto turbín umožňuje získávat data o proudění v různých provozních režimech. Poté při aplikaci modelových výsledků na reálné stroje je nutné řešit otázky geometrické a fyzikální podobnosti.

Experimentální vzduchová turbína VT400 se nachází v halové laboratoři katedry energetických strojů a zařízení ZČU. Turbína je modelem vysokotlaké části parní turbíny v měřítku 1:2. Jedná se o jednostupňovou vzduchovou turbínu, která se nachází v sání kompresoru. Toto uspořádání zajišťuje téměř konstantní parametry vzduchu na vstupu a také umožňuje snadný přístup k turbíně a měřicím místům. Experimentální zařízení je na obrázku 2.1, obrázek 2.2 znázorňuje jeho schéma.

Zařízení obsahuje pět hlavních částí. Číslem 1 je na schématu označena vlastní turbína VT400 (disk s rozváděcími lopatkami je na obrázku 2.3). Číslem 2 je označen traverzér, který umožňuje radiální a obvodový posun speciální pětioťvorové sondě a také její automatické natáčení do proudu. Měření je možné za rozváděcími i oběžnými lopatkami. Číslo 3 na schématu představuje dynamometr, který poskytuje informace o otáčkách a točivém momentu. Částí číslo 4 je dýza pro měření průtoku vzduchu. Poslední částí číslo 5 je radiální jednostupňový kompresor. Z konstrukce zařízení je tedy zřejmé, že na vstupu do turbíny je atmosférický tlak.



Obrázek 2.1: Experimentální zařízení [1]



Obrázek 2.2: Schéma experimentálního zařízení [1]



Obrázek 2.3: Disk s rozváděcími lopatkami [1]

# Kapitola 3

## Teorie lopatkových strojů

Jako lopatkové stroje označujeme zařízení, ve kterých je energie přenášena ze, resp. do spojitě proudící tekutiny dynamickým účinkem jedné nebo více pohybujících se lopatkových řad. Rotující lopatková řada mění celkovou entalpii proudu konáním kladné nebo záporné práce podle účelu stroje. Rozlišujeme dvě hlavní kategorie – stroje absorbující výkon (např. kompresory) a stroje produkující výkon (např. turbíny).

Lopatkové stroje jsou dále rozlišovány podle směru proudění rotorem. Pokud je směr převážně rovnoběžný s osou rotace, mluvíme o axiálním stroji. Dále existují radiální, smíšené i jiné stroje. Jiné rozdělení může být na impulsní a reakční stroje, podle toho, zda ke změnám tlaku nedochází nebo dochází i při proudění tekutiny rotorem.

### 3.1 Základní fyzikální principy

Nyní shrneme základní zákony mechaniky tekutin a termodynamiky, důležité pro lopatkové stroje.

#### 3.1.1 Ideální plyn

Základními termodynamickými veličinami jsou tlak  $p$ , absolutní teplota  $T$  a hustota  $\rho$  (případně měrný objem  $v = 1/\rho$ ). Dalšími veličinami jsou vnitřní energie  $U$ , entalpie  $I$ , entropie  $S$  a měrná tepelná kapacita při konstantním tlaku, resp. objemu  $c_p$ , resp.  $c_v$ .

Vzduch je směs plynů, nicméně při výpočtech na něj lze nahlížet jako na ideální plyn. Ten splňuje stavovou rovnici

$$p = \rho r T, \quad (3.1)$$

kde  $r$  je specifická plynová konstanta. Pro vzduch má přibližně hodnotu  $r = 287 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ . Platí Mayerův vztah  $r = c_p - c_v$ . Dále pro ideální plyn platí, že  $c_p$ ,  $c_v$  jsou konstanty a definuje se Poissonova konstanta  $\kappa = c_p/c_v$ . Dále zavedeme měrnou vnitřní energii

$$du = c_v dT \quad (3.2)$$

a měrnou entalpii

$$di = du + d(pv) \quad (3.3)$$

neboli

$$di = du + d(rT) = c_v dT + r dT = c_p dT. \quad (3.4)$$

Ještě zavedeme měrnou absolutní práci

$$da = pdv \quad (3.5)$$

a měrnou technickou práci

$$da_T = -vd p. \quad (3.6)$$

### 3.1.2 První termodynamický zákon

První termodynamický zákon pro vnitřní energii má tvar

$$dU = dQ - dA, \quad (3.7)$$

kde  $U$  je vnitřní energie,  $Q$  přijaté teplo a  $A$  vykonaná práce, případně v měrných veličinách

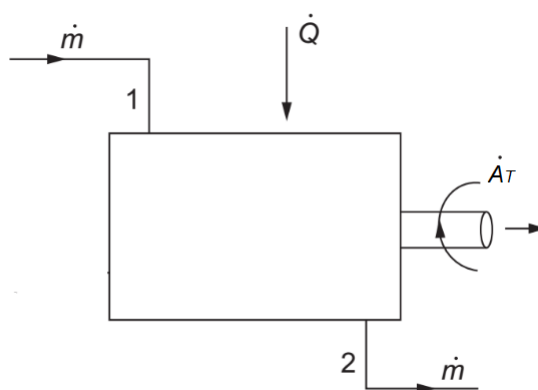
$$du = dq - da. \quad (3.8)$$

Tvar prvního termodynamického zákona pro celkovou energii je

$$dE = dQ - dA, \quad (3.9)$$

kde  $E = U + \frac{1}{2}mc^2 + mgz$  je celková energie (vnitřní + kinetická + potenciální).

Uvažujme nyní kontrolní objem, kterým protéká stálý hmotnostní tok  $\dot{m}$  – obrázek 3.1. Energie se přenáší hřídelí mimo objem s výkonem  $P$ . Dále uvažujeme tepelný tok do objemu  $\dot{Q}$ . K oběma stranám rovnice 3.9 přičteme  $d(pv)$  a po integraci získáme tvar



Obrázek 3.1: První termodynamický zákon [3]

$$\dot{Q} - \dot{A}_T = \dot{m} \left[ (u_2 - u_1) + (p_2 v_2 - p_1 v_1) + \frac{1}{2}(c_2^2 - c_1^2) + g(z_2 - z_1) \right]. \quad (3.10)$$

Využijeme definici entalpie a získáme

$$\dot{Q} - \dot{A}_T = \dot{m} \left[ (i_2 - i_1) + \frac{1}{2}(c_2^2 - c_1^2) + g(z_2 - z_1) \right]. \quad (3.11)$$

V případě vzduchu jako pracovního média se zanedbává změna potenciální energie. Zavedeme-li celkovou entalpii jako

$$i_c = i + \frac{1}{2}c^2, \quad (3.12)$$

pak můžeme psát

$$\dot{Q} - \dot{A}_T = \dot{m}(i_{2c} - i_{1c}). \quad (3.13)$$

Celková entalpie je tedy konstantní v každém procesu, kde nedochází k přenosu tepla nebo práce. Procesy v lopatkových strojích se uvažují jako adiabatické, takže lze psát  $\dot{Q} = 0$ . Dále samozřejmě  $\dot{A}_T \equiv P$ . Pro turbíny platí

$$P = \dot{m}(i_{1c} - i_{2c}) > 0. \quad (3.14)$$

### 3.1.3 Druhý termodynamický zákon – entropie

Pro systém procházející určitým cyklem, během něhož dochází k výměně tepla, platí Clausiova nerovnost

$$\oint \frac{dQ}{T} \leq 0, \quad (3.15)$$

kde  $dQ$  je element tepla přenesený do systému za absolutní teploty  $T$ . Pokud všechny procesy v cyklu jsou vratné, potom  $dQ = dQ_R$  a platí rovnost

$$\oint \frac{dQ_R}{T} = 0. \quad (3.16)$$

Potom lze definovat entropii  $S$  jako

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ_R}{T}. \quad (3.17)$$

Pro diferenciální změnu stavu platí

$$dS = m ds = \frac{dQ_R}{T}, \quad (3.18)$$

kde  $m$  je hmotnost a  $s$  měrná entropie.



Pro ustálené jednorozměrné proudění kontrolním objemem mezi body 1 a 2 platí

$$\int_1^2 \frac{d\dot{Q}}{T} \leq \dot{m}(s_2 - s_1). \quad (3.19)$$

Pokud je proces adiabatický,  $d\dot{Q} = 0$ , potom

$$s_2 \geq s_1. \quad (3.20)$$

Pokud je proces navíc vratný, potom

$$s_2 = s_1. \quad (3.21)$$

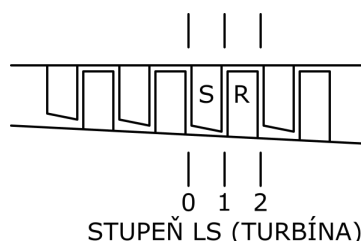
Entropie se tedy nemění při procesu, který je zároveň adiabatický a vratný, čili izoentropický. Procesy v lopatkových strojích se uvažují jako adiabatické, izoentropický děj tedy reprezentuje ideální proces.

## 3.2 Kinematika

Pro popis proudění se obvykle zavádějí válcové souřadnice – základními směry jsou směr axiální ( $a$ ), radiální ( $r$ ) a obvodový ( $u$ ).

Dále se zavádí označení vztažných rovin – obrázek 3.2

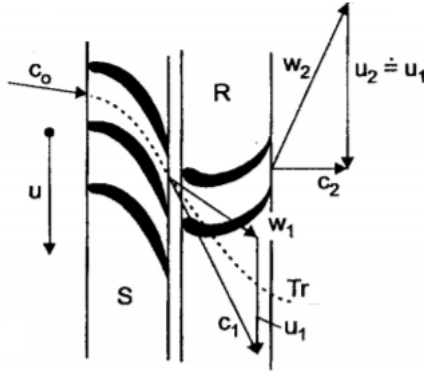
- rovina před statorovou ( $S$ ) lopatkovou řadou index  $0$
- rovina před rotorovou ( $R$ ) lopatkovou řadou index  $1$
- rovina za rotorovou lopatkovou řadou index  $2$



Obrázek 3.2: Stupeň turbíny [2]

Základem pro vyjadřování kinematiky lopatkových strojů jsou rychlostní trojúhelníky sestavované ve vhodných místech stroje – obrázek 3.3. Strany trojúhelníka reprezentují:

- vektor absolutní rychlosti proudu tekutiny vzhledem ke statorovým částem stroje – označovaný  $\mathbf{c}$ ,
- vektor unášivé – obvodové rychlosti (rychlosti rotujících částí stroje) –  $\mathbf{u}$ ,
- vektor relativní rychlosti proudu vzhledem k rotujícím částem stroje –  $\mathbf{w}$ .

Obrázek 3.3: Rychlostní trojúhelníky a trajektorie ( $Tr$ ) [2]

### 3.3 Síly působící na lopatkovou mříž

V turbíně dochází k přeměně vnitřní a tlakové energie pracovní látky v kinetickou energii proudu a tato kinetická energie se přenáší v oběžné lopatkové mříži na rotor.

Pro určení síly, jíž proud tekutiny působí na lopatkovou mříž, použijeme větu o změně toku hybnosti – obrázek 3.4. Kontrolní objem  $K$  bereme o jednotkové výšce a o šířce dané roztečí lopatek  $b$  a ohraničený proudnicemi ve středu mezilopatkových kanálů přilehlých k lopatce. Hledáme sílu na oběžnou lopatku čistě axiálního lopatkového stroje, takže  $u_1 = u_2 = u$ .

V [2] je odvozena Eulerova rovnice

$$\mathbf{F} = \dot{\mathbf{H}}_1 - \dot{\mathbf{H}}_2 + \mathbf{R}_h + \mathbf{R}_p, \quad (3.22)$$

kde  $\mathbf{F}$  je síla působící na lopatku,  $\dot{\mathbf{H}}_1$ , resp.  $\dot{\mathbf{H}}_2$  hybnost tekutiny vstupující do, resp. vystupující z kontrolního objemu za jednotku času,  $\mathbf{R}_h$  hmotnostní síly (způsobené tíhovým zrychlením, odstředivým zrychlením apod.) a  $\mathbf{R}_p$  tlakové síly z okolní tekutiny.

Tok hybnosti lze vyjádřit jako tok hmotnosti  $\times$  rychlost. Hmotnostní průtok pracovní látky je zřejmě

$$\dot{m} = b\rho_1 w_{1a} = b\rho_1 c_{1a} = b\rho_2 w_{2a} = b\rho_2 c_{2a}. \quad (3.23)$$

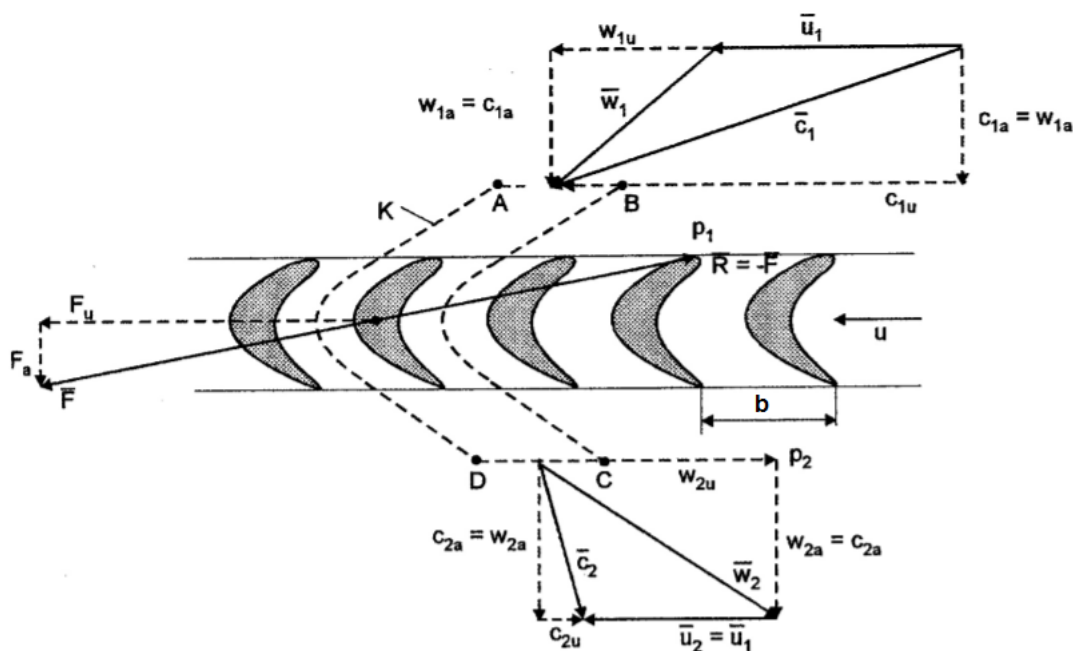
Hmotnostní síly zanedbáme, takže  $R_h = 0$ . Rozložení tlaku na hranici  $A-D$  je stejné jako na hranici  $B-C$ , takže výslednice takto vznikajících sil se vyruší. Před lopatkovou mříží je však tlak  $p_1$  a za lopatkovou mříží tlak  $p_2$ , takže výslednice tlakových sil je

$$\mathbf{R}_p = b(p_1 - p_2)\mathbf{i}, \quad (3.24)$$

kde  $\mathbf{i}$  je jednotkový vektor v axiálním směru.

Síla působící na lopatku je tedy

$$\mathbf{F} = \dot{m}(\mathbf{c}_1 - \mathbf{c}_2) + b(p_1 - p_2)\mathbf{i} = \dot{m}(\mathbf{w}_1 - \mathbf{w}_2) + b(p_1 - p_2)\mathbf{i}. \quad (3.25)$$



Obrázek 3.4: Určení sil působících na lopatku [2]

Jestliže sílu  $\mathbf{F}$  rozložíme na složku obvodovou  $F_u$  a axiální  $F_a$ , můžeme psát

$$F_u = \dot{m}(c_{1u} - c_{2u}) = \dot{m}(w_{1u} - w_{2u}), \quad (3.26)$$

$$F_a = \dot{m}(c_{1a} - c_{2a}) + b(p_1 - p_2) = \dot{m}(w_{1a} - w_{2a}) + b(p_1 - p_2). \quad (3.27)$$

Moment, kterým tekutina působí na rotor, je

$$M_t = r_o \dot{m}(c_{1u} - c_{2u}) = r_o \dot{m}(w_{1u} - w_{2u}), \quad (3.28)$$

kde  $r_o$  je vzdálenost těžiště tekutiny v kontrolním objemu od osy rotace. Výkon na hřídeli stroje je

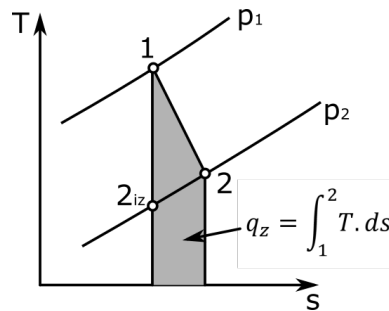
$$P = \omega M_t = u \dot{m}(c_{1u} - c_{2u}) = u \dot{m}(w_{1u} - w_{2u}). \quad (3.29)$$

### 3.4 Pracovní proces, účinnost

Tepelné lopatkové stroje zpravidla pracují za teplot značně odlišných od teploty okolí. Proto jsou obvykle opatřeny velmi dobrou tepelnou izolací a tudíž lze předpokládat, že v porovnání s energií transformovanou v příslušném lopatkovém stroji je výměna tepla s okolím zanedbatelná. Z tohoto hlediska se lopatkový stroj chová adiabaticky, a proto v rovnicích vyjadřujících 1. větu termodynamickou můžeme psát

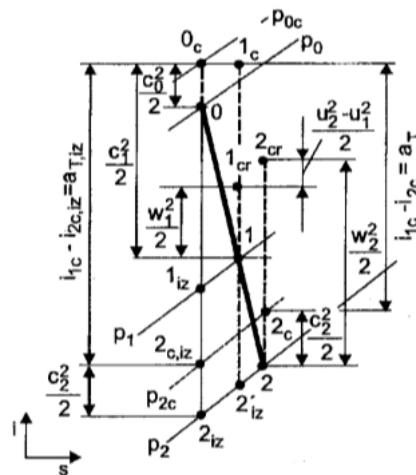
$$dq = 0 = du + pdv = di - vdp \Rightarrow di = vdp = -da_T. \quad (3.30)$$

Část energie proudící pracovní látkou se však mění v teplo. Toto ztrátové třecí teplo  $dq_z$  je vlastně přiváděno pracovní látkou v průběhu procesu v lopatkovém stroji a tudíž pracovní proces se vyznačuje vzrůstem entropie  $ds = \frac{dq_z}{T} > 0$ , a proto reálný proces v lopatkovém stroji není izoentropický. V diagramu  $T-s$  plocha pod křivkou změny vyjadřuje toto ztrátové teplo – obrázek 3.5. Pouze v idealizovaném stroji je průběh děje izoentropický  $1-2_{iz}$ .



Obrázek 3.5: Pracovní proces turbíny v  $T-s$  diagramu [2]

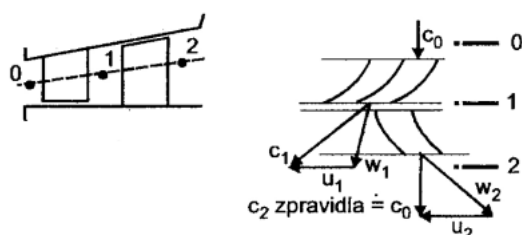
Znázornění procesů ve stupni axiální turbíny v diagramu  $i-s$  je uvedeno na obrázku 3.6. Poloha základních bodů  $0, 1, 2$  je uvedena na obrázku 3.7. V diagramu je uvažováno obecně  $u_1 \neq u_2$  – také viz obrázek 3.7.



Obrázek 3.6: Expanze ve stupni turbíny –  $i-s$  diagram [2]

Pokud tedy za srovnávací ideální proces budeme považovat proces izoentropický ( $s = \text{konst}$ ), pak pro termodynamickou účinnost stupně turbíny platí

$$\eta_{tt} = \frac{a_T}{a_{T,iz-c}} = \frac{i_{0c} - i_{2c}}{i_{0c} - i_{2c,iz}}. \quad (3.31)$$



Obrázek 3.7: Expanze ve stupni turbíny – doplnění [2]

Srovnávací děj probíhá vždy z počátečního bodu procesu a uskutečňuje se mezi počátečním a koncovým tlakem.

Index *tt* znamená *total-to-total*, neboli že za počáteční a koncový bod srovnávacího procesu bereme celkové stavy. Tento přístup má opodstatnění tam, kde se kinetická energie média opouštějícího turbínový stupeň dále využívá, například v dalším stupni.

Dalším typem je účinnost *total-to-static*, kdy jako koncový bod srovnávacího procesu bereme statický stav, neboli

$$\eta_{ts} = \frac{a_T}{a_{T,iz-s}} = \frac{i_{0c} - i_{2c}}{i_{0c} - i_{2,iz}}. \quad (3.32)$$

Tato definice má smysl například v posledním turbínovém stupni, kde se už kinetická energie nijak dále nevyužívá, takže původně dostupný entalpický spád se zvětšuje o dynamickou hodnotu  $\frac{c_2^2}{2}$ .

Důsledné rozlišování definic účinnosti je důležité zejména tam, kde statická entalpie použitého média je relativně nízká (např. vzduch) a dynamická složka tedy má významný podíl na celkové hodnotě. Naopak například u vodní páry je dynamická složka ve srovnání se statickou hodnotou obvykle zanedbatelná.

# Kapitola 4

## Výpočetní řešení proudění

Proudění stupněm vzduchové turbíny budeme řešit pomocí metod CFD čili computational fluid dynamics neboli výpočetní mechaniky tekutin.

Obecně je celý obor CFD založen na třech zákonech zachování – hmotnosti, hybnosti a energie. Tyto základní fyzikální principy lze vyjádřit ve formě matematických rovnic, buďto parciálních diferenciálních nebo integrálních. CFD je umění náhrady parciálních derivací, případně integrálů v těchto rovnicích diskretizovanými výrazy a následné řešení získaných algebraických rovnic. Výstupem CFD tedy je soubor hodnot pole proudění v diskrétních bodech v prostoru a/nebo čase. Vzhledem k tomu, že při výpočtu dochází k manipulacím s obrovským množstvím čísel, je vývoj CFD velmi úzce spjat s rozvojem počítačové techniky.

### 4.1 Matematický model

Základními veličinami při popisu proudění tekutiny jsou hustota  $\rho$ , tlak  $p$ , teplota  $T$  a tři složky rychlosti  $\mathbf{w}$ . K jejich určení je potřeba stejný počet rovnic. Těmi jsou

- stavová rovnice
- zákon zachování hmotnosti
- zákon zachování hybnosti (tři složky)
- zákon zachování energie

V této kapitole budeme používat označení obvyklé v oblasti mechaniky tekutin. Souřadnicové osy označíme  $x_i$ , složky rychlosti  $\mathbf{w}$  označíme  $w_i$ , kde index  $i$  postupně nabývá hodnot 1, 2 a 3. Index  $k$  je sčítací, takže například platí

$$\frac{\partial(\rho w_k)}{\partial x_k} = \frac{\partial(\rho w_1)}{\partial x_1} + \frac{\partial(\rho w_2)}{\partial x_2} + \frac{\partial(\rho w_3)}{\partial x_3}. \quad (4.1)$$

Níže uvedené vztahy jsou odvozeny v [5] a [11], zde uvedeme jen výsledné tvary.

### 4.1.1 Zákon zachování hmotnosti

Tento zákon je vyjádřen rovnicí kontinuity

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho w_k)}{\partial x_k} = 0, \quad (4.2)$$

kde  $t$  označuje čas, a dává do souvislosti tok hmotnosti hranicí kontrolního objemu a změnu hmotnosti, resp. hustoty uvnitř tohoto objemu.

### 4.1.2 Zákon zachování hybnosti

Tento zákon je vyjádřen Navier-Stokesovou rovnicí

$$\frac{\partial w_i}{\partial t} + w_k \frac{\partial w_i}{\partial x_k} = R_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 w_i}{\partial x_k^2} + \frac{1}{3} \nu \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\partial w_k}{\partial x_k} \right), \quad (4.3)$$

kde  $R_i$  je složka vnějšího zrychlení a  $\nu$  je kinematická vazkost. Jedná se vlastně o rovnost různých druhů zrychlení v tekutině.

- 1. člen – lokální zrychlení
- 2. člen – konvektivní zrychlení
- 3. člen – vnější zrychlení
- 4. člen – zrychlení od tlakových sil
- 5. a 6. člen – zrychlení od třecích sil

### 4.1.3 Zákon zachování energie

Tento zákon můžeme vyjádřit například ve tvaru pro entalpii  $i$ , která je s teplotou spojena vztahem 3.4, jako

$$\frac{di}{dt} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} = \frac{\tau_{kl}}{\rho} \frac{\partial w_k}{\partial x_l} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial q_k}{\partial x_k} + \frac{q_v}{\rho}. \quad (4.4)$$

Zde  $\tau_{kl}$  je třecí napětí,  $l$  je další sčítací index,  $q_k$  je tok tepla ve směru  $k$  a  $q_v$  je intenzita vnitřního zdroje tepla. Na levé straně rovnosti je změna energie a na pravé její příčiny.

- 3. člen – disipace (přeměna kinetické energie na teplo)
- 4. člen – difuze (přechod tepla povrchem do okolí)
- 5. člen – produkce (přeměna jiných energií na tepelnou)

#### 4.1.4 Počáteční a okrajové podmínky

Rovnice uvedené výše popisují libovolné proudění. Pro získání řešení konkrétní úlohy je nutné dále specifikovat příslušné počáteční a okrajové podmínky.

## 4.2 Rovnice turbulentního proudění

Pomocí výše uvedených rovnic lze za předpokladu dostatečně jemné sítě modelovat libovolné proudění. Nicméně současný stav výpočetní techniky zatím neumožňuje tímto způsobem řešit reálné úlohy. U turbulentních úloh<sup>1</sup>, kde se všechny řešené veličiny rychle a nahodile mění, se proto přistupuje k ustředňování rovnic v čase.

Pro příslušné veličiny se zavádí Reynoldsův rozklad na střední hodnotu a fluktuaci

$$X = \bar{X} + X'. \quad (4.5)$$

Jako příklad ustředněné rovnice vezmeme Reynoldsovu rovnici (odvození viz [5]), což je ustředněná Navier-Stokesova rovnice (pro přehlednost uvažujeme nestlačitelné proudění)

$$\rho \frac{\partial \bar{w}_i}{\partial t} + \rho \bar{w}_k \frac{\partial \bar{w}_i}{\partial x_k} = \rho R_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\tau}_{ik} - \overline{\rho w'_k w'_i}). \quad (4.6)$$

Zde  $\tau_{ik}$  reprezentuje napětí od třecích sil (člen 5 rovnice 4.3, člen 6 je pro nestlačitelné proudění roven nule). Je zde nový člen  $-\overline{\rho w'_k w'_i}$ , který představuje symetrickou matici  $3 \times 3$ , přibylo tedy 6 nových neznámých – tzv. Reynoldsových napětí.

Určení těchto napětí je klíčovým problémem při modelování turbulence. Existují modely algebraické, jednorovnicové, dvourovnicové a modely RSM – toto pořadí odpovídá jejich vzrůstající složitosti, přesnosti a výpočetní náročnosti. V praktické části této práce byl použit model  $k$ - $\omega$  SST, který je kombinací dvourovnicových modelů  $k$ - $\varepsilon$  a  $k$ - $\omega$ .

Většina modelů (kromě RSM, které napětí modelují přímo) vychází z konceptu turbulentní vazkosti  $\nu^T$ . Předpokládáme, že Reynoldsova napětí lze vyjádřit jako

$$-\overline{\rho w'_k w'_i} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ik} = \rho \nu^T \left( \frac{\partial \bar{w}_k}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{w}_i}{\partial x_k} \right), \quad (4.7)$$

kde levá strana vyjadřuje deviační anizotropní část Reynoldsových napětí ( $\delta_{ik}$  je Kroneckerovo delta). Je to analogie se vztahem

$$\bar{\tau}_{ik} = \rho \nu \left( \frac{\partial \bar{w}_k}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{w}_i}{\partial x_k} \right) \quad (4.8)$$

pro třecí napětí a molekulární vazkost. Problém se tedy převedl na určení turbulentní vazkosti  $\nu^T$ .

<sup>1</sup>charakterizovaných vysokým Reynoldsovým číslem  $Re = \frac{wl}{\nu}$ , kde  $w$  je rychlost,  $l$  charakteristický rozměr a  $\nu$  kinematická vazkost



### 4.2.1 Modely $k$ - $\varepsilon$ a $k$ - $\omega$

Turbulentní vazkost se při použití těchto modelů určuje jako

$$\nu^T = C_\nu \frac{k^2}{\varepsilon} = C_\nu \frac{k}{\frac{\varepsilon}{k}} = C_\nu \frac{k}{\omega}, \quad (4.9)$$

kde  $C_\nu$  je konstanta z intervalu  $\langle 0,09; 0,11 \rangle$ ,  $\rho$  je hustota,  $k = \frac{1}{2} \overline{w_k'^2}$  je turbulentní kinetická energie,  $\varepsilon = \frac{1}{2} \nu (\frac{\partial w_k'}{\partial x_l} + \frac{\partial w_l'}{\partial x_k})^2$  je rychlost disipace a  $\omega = \frac{\varepsilon}{k}$  je specifická rychlost disipace.

Hodnoty  $k$  a  $\varepsilon$ , resp.  $\omega$  se určují ze soustavy dvou parciálních diferenciálních rovnic, tzv. transportních rovnic. Transportní rovnice pro příslušné veličiny jsou odvozeny z Navier-Stokesovy rovnice a některé členy se v nich následně pouze přibližně modelují za účelem zjednodušení. Podrobnosti je možné najít v [7].

### 4.2.2 Model $k$ - $\omega$ SST (Shear Stress Transport)

Tento model spojuje výhody modelů  $k$ - $\omega$  a  $k$ - $\varepsilon$ . Model  $k$ - $\omega$  lépe vyhovuje v oblastech při obtékané stěně a model  $k$ - $\varepsilon$  dále od stěny. Oba modely jsou spojeny prostřednictvím váhové funkce  $F$ , která má hodnotu 1 na stěně a 0 dále od ní. U stěny platí model  $k$ - $\omega$ , ve vnější oblasti mezní vrstvy nastává míšení obou modelů a ve vnějším proudu platí transformovaný model  $k$ - $\varepsilon$ .

Model  $k$ - $\omega$  SST dosahuje lepších výsledků při modelování proudění se silným nepříznivým gradientem tlaku a s odtržením proudu od stěny.

## 4.3 Numerické řešení

[12] Soustavu nelineárních parciálních diferenciálních rovnic popisujících dynamiku tekutin nelze obecně řešit analyticky, nicméně je možné ji diskretizovat a řešit numericky.

V CFD programech se používá mnoho různých metod řešení, nejběžnější je metoda konečných objemů, na které je založen i software ANSYS CFX použitý při řešení této práce. V této metodě je řešená oblast rozdělena na malé podoblasti nazývané konečné nebo také kontrolní objemy.

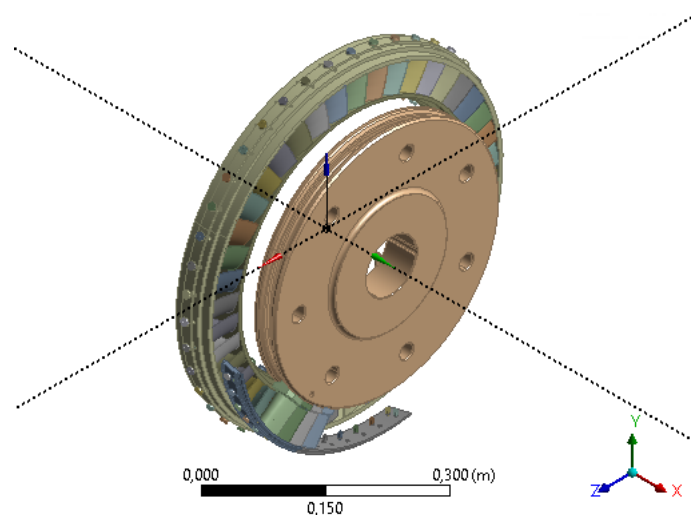
Parciální diferenciální rovnice jsou integrovány přes všechny kontrolní objemy v dané oblasti. Tyto integrální rovnice jsou pomocí aproximace integrálních členů převedeny na soustavu algebraických rovnic, která je následně iteračně řešena. Iterační přístup je zde nutný kvůli nelineární povaze rovnic. Pro každou iteraci je vypsána chyba neboli reziduál jako míra konvergence k řešení.

Výsledkem výpočtu je aproximace hodnot neznámých veličin v určitých diskrétních bodech oblasti.

# Kapitola 5

## Příprava simulace

Praktická část této práce byla realizována v programovém balíku ANSYS 17. Vstupem byl CAD model sestavy turbíny – obrázek 5.1.

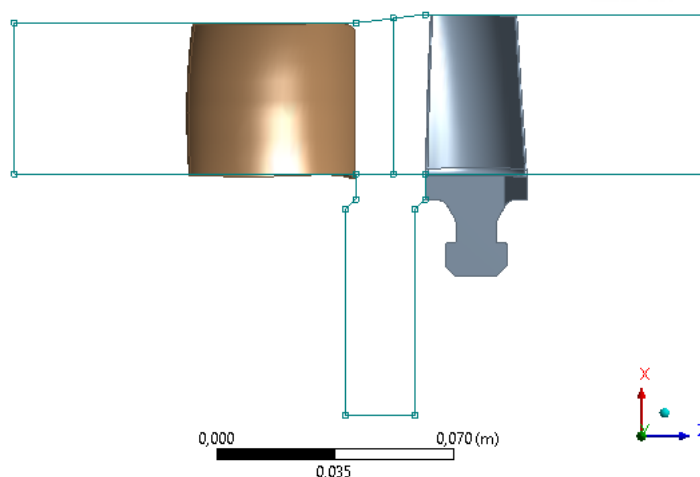


Obrázek 5.1: Celkový pohled na sestavu

[12] Obecně má provedení CFD simulace čtyři základní kroky:

- Vytvoření sítě – na základě geometrie modelu je připravena výpočetní síť.
- Definice fyzikálních povahy modelu – specifikace vlastností tekutiny a okrajových podmínek.
- Řešení CFD úlohy – zde bez zásahu uživatele dochází k vlastnímu výpočtu.
- Zpracování výsledků v postprocesoru – vizualizace geometrie, vektorových a skalárních veličin, výpočty, animace, grafy atd.

Cílem práce bylo simulovat proudění v lopatkovém kanále turbíny a přilehlé mezeře, která reprezentuje objem mezi disky rotoru a statoru. Po několika experimentech bylo přistoupeno k rozdělení oblasti způsobem znázorněným na obrázku 5.2. Pro vytvoření sítě pro jednu rozváděcí a jednu oběžnou lopatku byl využit program TurboGrid a síť pro podlopatkový prostor byla připravena zvlášť v programu ICEM CFD.



Obrázek 5.2: Rozdělení oblasti

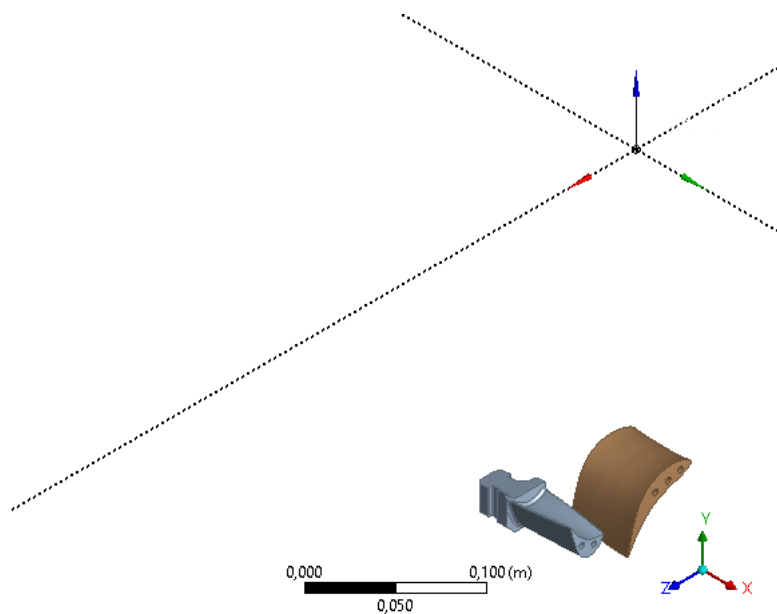
## 5.1 Vytvoření sítě okolo lopatek

### 5.1.1 Export profilových dat

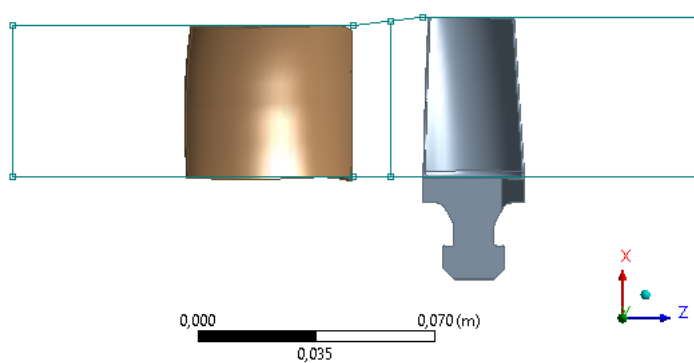
Tato část probíhala v programu DesignModeler. K exportu profilových dat lopatek do programu TurboGrid byla využita funkce ExportPoints z pluginu BladeEditor. Zde je nutné mít předem definovanou funkci FlowPath.

Pro definici funkce FlowPath je potřeba mít připravené obrysové křivky pro *hub* (náboj), *shroud* (plášť), *inlet* (vstup) a *outlet* (výstup) okolo lopatek. Každá křivka musí být v samostatné skice. Skicy musí ležet v globální rovině ZX a všechny křivky musí mít kladnou globální souřadnici Z. Globální osa Z odpovídá ose stroje. Je tedy nutné s modelem provést určité transformace – rotaci pro ztotožnění osy stroje a osy Z, rotaci pro otočení dvou vhodných lopatek do roviny ZX a translaci pro zajištění kladných souřadnic. Z celé sestavy potom stačí použít jednu rozváděcí a jednu oběžnou lopatku – viz obrázek 5.3, přičemž směr proudění je ve směru kladné osy Z. Náčrty obrysových křivek jsou potom na obrázku 5.4.

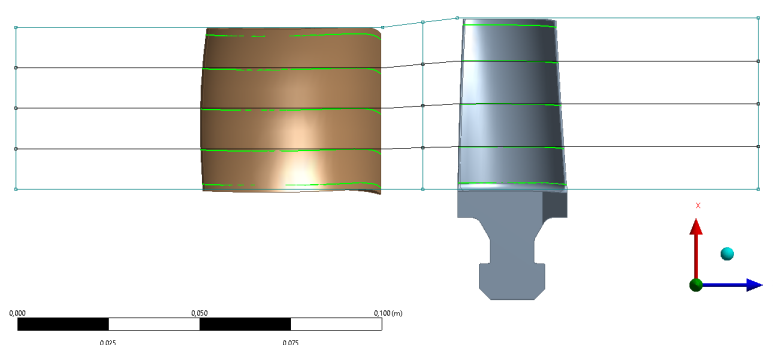
Nyní tedy použitím funkcí FlowPath a ExportPoints získáme soubory *\*.curve* se souřadnicemi křivek *hub*, *shroud* a s profily lopatek – viz obrázek 5.5. Profily lopatek se mění po jejich výšce, proto bylo exportováno více profilů.



Obrázek 5.3: Lopatky vyjmuté ze sestavy



Obrázek 5.4: Náčrty obrysových křivek



Obrázek 5.5: Exportované profily lopatek

### 5.1.2 Vlastní vytvoření sítě

Příprava sítě okolo lopatek probíhala v programu TurboGrid. Pro každou lopatku jsou načteny soubory s křivkami a další informace, zejména počet lopatek na  $360^\circ$  (42 rozváděcích, 56 oběžných). Dále je automaticky vytvořena topologie (lopatka se zaoblenou náběžnou a odtokovou hranou). Počet uzlů sítě byl pro každou lopatku nastaven na zhruba 3 miliony a výška první vrstvy buněk od stěny na  $0,000005$  m, což vychází z kalkulátoru  $Y^+$  [14].

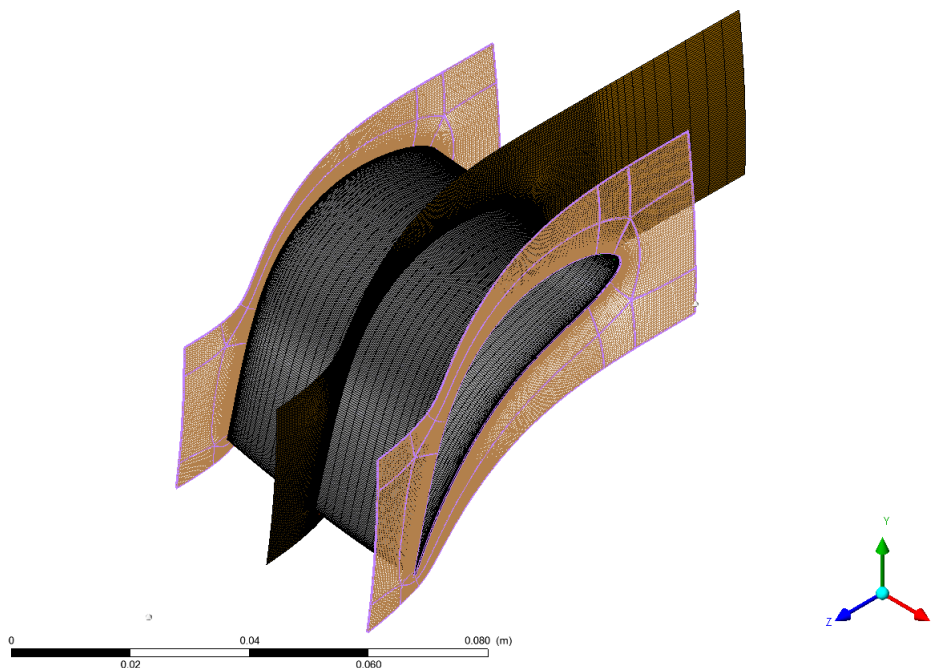
Na obrázku 5.6 je nastavení kalkulátoru pro rozváděcí lopatku. Hodnota pro  $U_\infty$  vychází z měření na turbíně [13], parametry  $\rho$  a  $\mu$  přísluší vzduchu, referenční délka  $L$  odpovídá tětivě lopatky. Výpočet je založen na teorii mezní vrstvy pro rovinnou desku. Hodnota  $y^+ = 1$  a maximální poměr mezi výškami sousedních buněk 1,2 jsou všeobecně doporučované hodnoty pro CFD výpočty.

Input		Output	
<input type="button" value="Reset to Sea Level Conditions"/>		<input type="button" value="Compute Wall Spacing"/>	
$U_\infty$ :	60 freestream velocity (m/s)	$\Delta s$ :	0.00000531213539202810 wall spacing (m)
$\rho$ :	1.225 freestream density (kg/m <sup>3</sup> )	$Re_x$ :	240000.00000000003 Reynolds number
$\mu$ :	0.000018375 dynamic viscosity (kg/m s)	Note: -1 indicates an input error	
L:	0.06 reference length (m)		
$y^+$ :	1.0 desired $y^+$		

Obrázek 5.6:  $Y^+$  Calculator pro rozváděcí lopatku

Nakonec byla tedy vygenerována síť – viz obrázek 5.7 – a ve formátu \*.gtm exportována pro použití v CFX-Pre. Statistika sítě jsou v tabulce 5.1.

Pro další vytváření konzistentních sítí podlopatkového prostoru v programu ICEM CFD je potřeba přibližně zjistit maximální rozměr buněk sítě z TurboGridu v jednotlivých směrech. Na ploše konstantního poloměru jsou buňky zhruba čtvercové (žlutá plocha na obrázku 5.7), rozměr v radiálním směru (přibližně směr osy X na šedé ploše lopatky) se ale liší. Hodnoty jsou v tabulce 5.2.



Obrázek 5.7: Síť pro rozváděcí lopatku

Lopatka	Rozváděcí	Oběžná
Počet elementů	3069472	3185125
<i>Minimum Face Angle</i> [°]	43,1472	52,9084
<i>Maximum Face Angle</i> [°]	128,096	116,267
<i>Maximum Element Volume Ratio</i>	2,16371	1,92328
<i>Minimum Volume</i> [m <sup>3</sup> ]	1,08797e-15	8,50458e-16
<i>Maximum Edge Length Ratio</i>	871,506	953,558
<i>Maximum Connectivity Number</i>	10	10

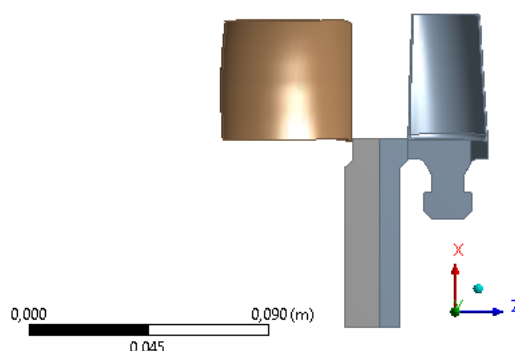
Tabulka 5.1: Statistika sítí

Lopatka	Rozváděcí	Oběžná
Plocha konst. poloměru [m]	0,0004	0,00025
Radiální směr [m]	0,002	0,002

Tabulka 5.2: Maximální velikost buněk sítí

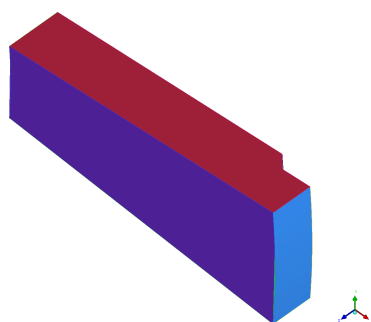
## 5.2 Vytvoření sítě v prostoru pod lopatkami

Prostor pod lopatkami byl síťován za použití ICEM CFD. Nejprve byl v DesignModeleru připraven model prostoru a ve formátu \*.stp vyexportován pro použití v ICEM CFD. Podlopatkový prostor byl z důvodu pozdější snazší definice okrajových podmínek rozdělen na dvě části – viz obrázek 5.8. Úhel, který části podlopatkového prostoru zaujmají, odpovídá úhlu, který přísluší jedné lopatce, tedy  $360^\circ/42 = 8,57^\circ$  pro statorovou část, resp.  $360^\circ/56 = 6,43^\circ$  pro rotorovou část.



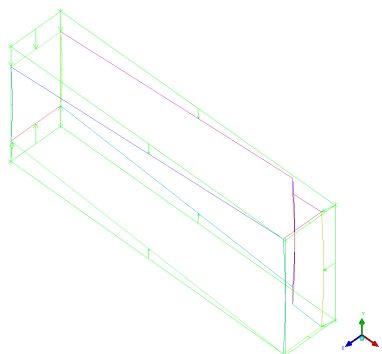
Obrázek 5.8: Podlopatkový prostor – rovina ZX

V ICEM CFD je nejprve vhodné provést rozlišení a pojmenování jednotlivých ploch pro pozdější snadné definování okrajových podmínek – obrázek 5.9. Dále se provede přiřazení jednotlivých křivek k hranám základního kvádru – obrázek 5.10.



Obrázek 5.9: Rozlišení ploch

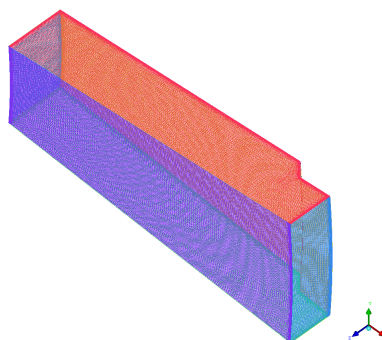
Při vytváření vlastní sítě k sítím z TurboGridu bylo použito minimum z maximálních rozměrů buňky odhadnutých ze sítě lopatek. Nakonec bylo rozhodnuto o použití maximálního rozměru 0,00025 m i v radiálním směru, aby bylo přesněji zachyceno proudění v podlopatkovém prostoru. Pro modelování mezní vrstvy u stěn byla opět stanovena výška první buňky na 0,000005 m a růstový koeficient 1,2. Tyto rozměry byly použity i u plochy,



Obrázek 5.10: Přiřazení křivek a hran

kteřá přiléhá k ploše *hub* sítě lopatky, aby nedocházelo k nepříznivým skokovým změnám v hustotě sítě.

Výsledná síť pro statorovou část podlopatkového prostoru je na obrázku 5.11. Dále se provede už jen export do formátu *\*.cfx5*. Počet elementů je pro statorovou část 2459520 a pro rotorovou 1678080.



Obrázek 5.11: Síť pro statorovou část podlopatkového prostoru

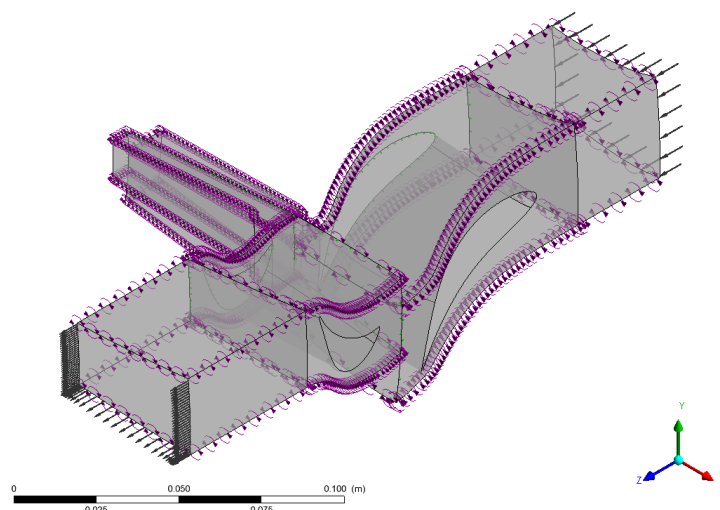
### 5.3 Sestavení simulace

Tento krok je realizován v programu CFX-Pre. Jsou zde načteny jednotlivé sítě, definují se rozhraní mezi nimi a okrajové podmínky. Dále se nastaví fyzikální parametry. Ukázka sestavené sítě je na obrázku 5.12.

V tomto případě se jedná o výpočet ustáleného stavu. Síť rozváděcí lopatky a první část podlopatkového prostoru jsou uvažovány ve stacionárním souřadnicovém systému, zbývající síť v rotujícím s rychlostí 2300 otáček za minutu (levotočivě).

Vzhledem k počtu rozváděcích (42) a oběžných (56) lopatek budeme modelovat jednu rozváděcí a jednu oběžnou lopatku (příslušné úhly jsou 8, 57° a 6, 43°), nicméně při potřebě





Obrázek 5.12: Sestavení výpočtového modelu

přesnějších výpočtů by mohlo být přínosné modelovat tři rozváděcí a čtyři oběžné lopatky – stejný úhel  $25,7^\circ$  a relativně malé zvýšení výpočetních nároků.

### Definice fyzikálních vlastností modelu

- pracovní tekutina – *Air Ideal Gas*
- referenční tlak – 1 atm
- model turbulence – *Shear Stress Transport*
- typ podmínek na vstupu a výstupu – *P-Total Inlet Mass Flow Outlet*
  - vstup: *P-Total* 0 atm, *T-Total*  $25^\circ\text{C}$ .
  - výstup: *Mass Flow* 1,4 kg/s, což se podle [13] ukázalo jako optimální

### Definice rozhraní

- mezi sítěmi rozváděcí a oběžné lopatky rozhraní *Stage (Mixing-Plane)*
- mezi statickou a rotující částí podlopatkového prostoru rozhraní *Frozen Rotor*, neboť se ukázalo, že obvodové průměrování veličin u původně použitého rozhraní *Stage (Mixing-Plane)* vede k nestabilitě
- mezi sítěmi jednotlivých lopatek a příslušných podlopatkových prostorů rozhraní *Fluid Fluid*, přičemž na zbývající části ploch *hub* byla pomocí tzv. *Nonoverlap Conditions* definována okrajová podmínka *No Slip Wall*

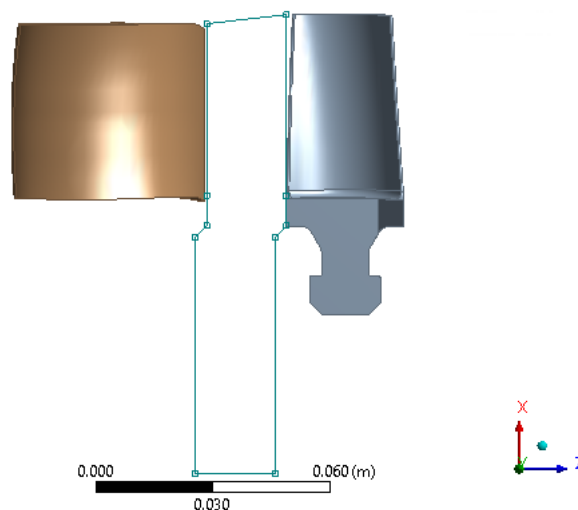
**Definice okrajových podmínek**

- u všech čtyř komponent na příslušných plochách periodické okrajové podmínky
- na plochách obou lopatek a na ploše *shroud* rozváděcí lopatky podmínka *No Slip Wall*
- na ploše *shroud* a na výstupní části plochy *hub* oběžné lopatky podmínka *Counter Rotating Wall*, což ve výsledku znamená nepohyblivou stěnu
- na ploše statického podlopatkového prostoru o nejmenším poloměru *No Slip Wall* rotující stejnou rychlostí jako oběžné kolo, protože zde je s ním výpočetní prostor v kontaktu
- na poslední ploše statické části a na dvou zbývajících plochách rotující části podlopatkového prostoru *No Slip Wall*

# Kapitola 6

## Analýza výsledků

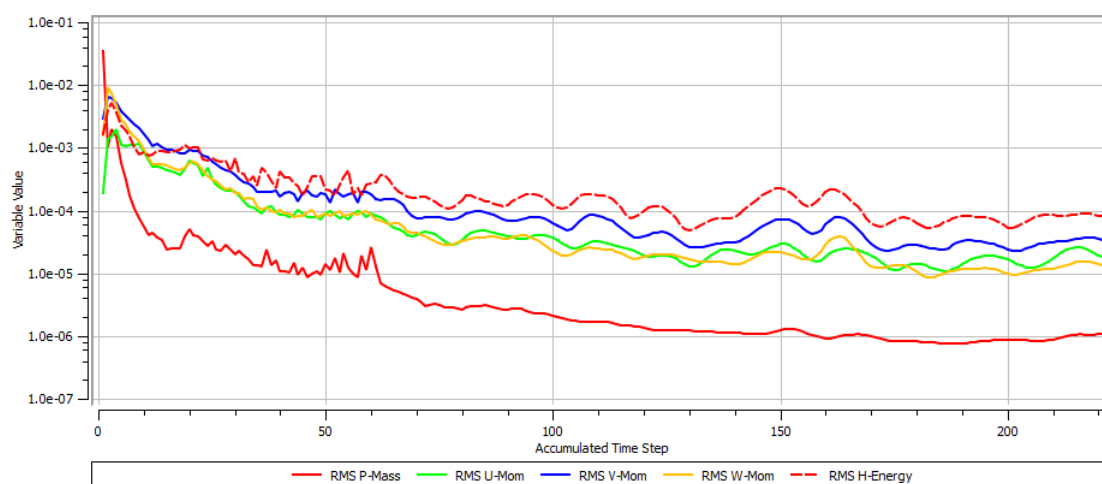
Na úvod této kapitoly je potřeba zmínit, že nalezení takové konfigurace sítí a rozhraní mezi nimi, která by zajišťovala stabilní výpočet, bylo poměrně obtížným úkolem. Hlavním problémem se ukázala velmi malá vzdálenost zejména mezi náběžnou hranou oběžné lopatky a hranou mezery pod lopatkami, ale ani na druhé straně mezery, tedy u odtokové hrany rozváděcí lopatky, nebyl dostatek prostoru pro vytvoření kvalitní sítě. Tento fakt se ukázal limitujícím například pro původní záměr síťovat jako mezivrvek komponentu podle obrázku 6.1 a i pro několik dalších experimentálních konfigurací. Výpočet buď vůbec nebylo možné spustit, nebo byla v průběhu nahlášena chyba, případně proběhl, ale výsledky neodpovídaly výsledkům bez uvažování mezery podle [13].



Obrázek 6.1: První návrh konfigurace

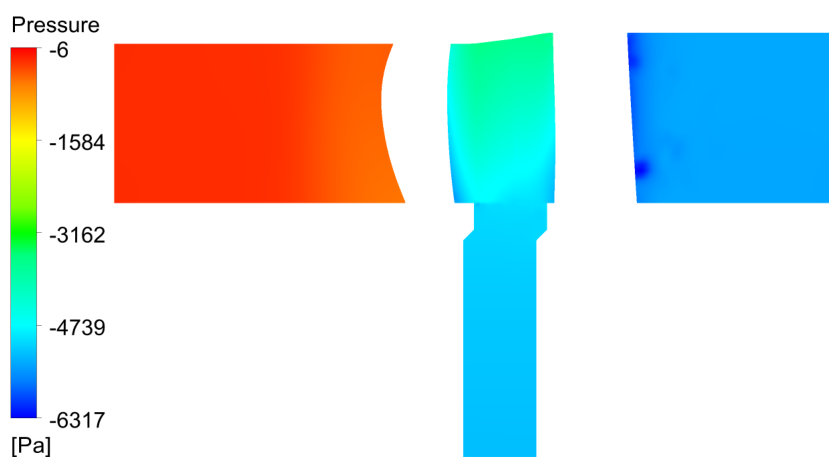
Bylo tedy přistoupeno k rozdělení oblasti na čtyři komponenty se čtyřmi rozhraními, která se setkávají v jednom bodě – viz kapitola 5. To také není ideální konfigurace, což se patrně projevilo na konvergenci výpočtu. Typický průběh výpočtu je na obrázku 6.2.

Zobrazena jsou RMS (root mean square) rezidua rovnice kontinuity, Navier-Stokesových rovnic a energetické rovnice. Na počátku výpočtu (zde zhruba prvních 60 iterací) byl pro urychlení konvergence použit časový krok  $1/\omega \doteq 0,004$  s a poté, co rezidua přestala klesat, byl použit krok automatický, což bylo přibližně 0,0004 s. Rezidua se dostala pod  $10^{-4}$ , takže výsledek lze považovat za ustálený stav, nicméně dále už nijak zásadně neklesala.

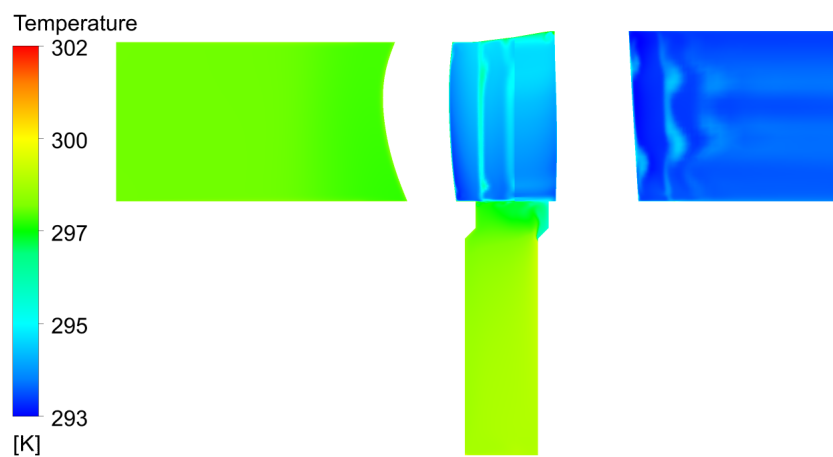


Obrázek 6.2: Průběh výpočtu

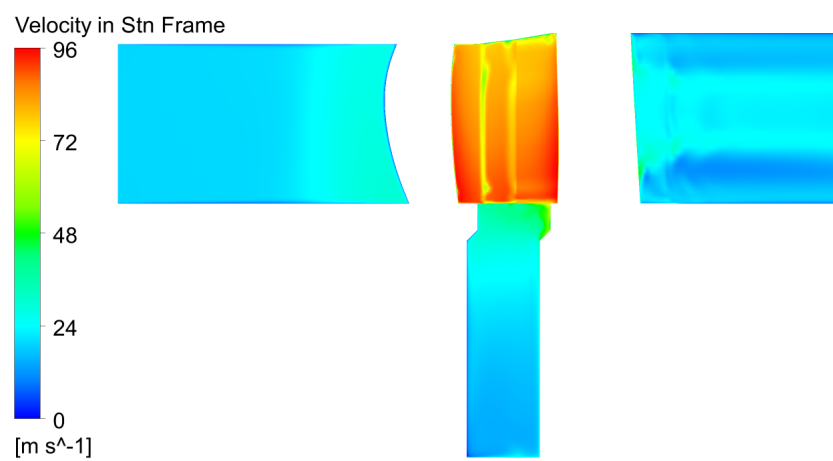
Základní představu o charakteru proudění ve zkoumané oblasti si lze udělat z následujících tří obrázků – řezů meridionální rovinou ZX. Jedná se o zobrazení statického tlaku – je uvažován jako relativní vzhledem ke vztažné hodnotě 1 atm (obrázek 6.3), teploty (obrázek 6.4) a absolutní rychlosti (obrázek 6.5).



Obrázek 6.3: Statický tlak v meridionální rovině (ZX)

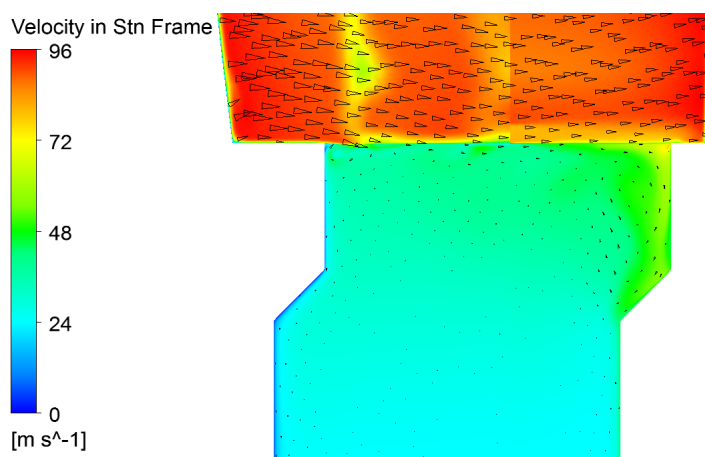


Obrázek 6.4: Teplota v meridionální rovině (ZX)

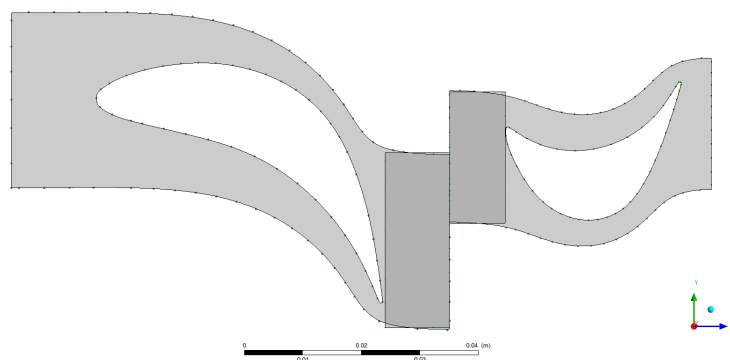


Obrázek 6.5: Absolutní rychlost v meridionální rovině (ZX)

Zaměříme se ještě na výřez oblasti kontaktu všech komponent v zobrazení absolutní rychlosti – obrázek 6.6. Zde se totiž projevuje vliv rozhraní použitých mezi sítěmi podlopatkových prostorů a sítěmi lopatek. Sítě se totiž ne zcela dokonale překrývají (obrázek 6.7), což je způsobeno automatickým zakřivením sítí z TurboGridu. Při výpočtu je potom na nepřekrývajících se oblastech nastavena okrajová podmínka *No Slip Wall*. Použití tohoto rozhraní tedy není ideální, nicméně při použití sofistikovanějších rozhraní nebyl výpočet stabilní. V případné další práci by bylo přínosné najít způsob, jak zjistit souřadnice bodů hraničních křivek sítí z TurboGridu a použít je při generování sítí pro prostory mezery.



Obrázek 6.6: Absolutní rychlost s vektory v meridionální rovině (ZX) – výřez



Obrázek 6.7: Nedokonalé překrývání sítí

## 6.1 Porovnání s výsledky bez uvažování mezery

V minulém akademickém roce byla obhájena bakalářská práce [13], která se zabývala výpočtem proudění ve stupni stejné turbíny, jen bez uvažování mezery přilehlé k lopatkám.

V tabulce 6.1 je porovnání celkových výsledků při stejných parametrech výpočtu. Odchytky mezi výsledky se pohybují v rozmezí 2,5 %.

Veličina	Hodnota [13]	Hodnota vlastní	Odchylka
Pokles statického tlaku [Pa]	5301,1	5194,1	-2,02 %
Pokles celkového tlaku [Pa]	5288,7	5184,8	-1,96 %
Pokles teploty [K]	4,105	4,024	-1,97 %
Přenášený točivý moment [N·m]	24,03	23,47	-2,33 %
Přenášený výkon [W]	5787,67	5651,73	-2,35 %
Účinnost <i>total-to-total</i> [%]	90,13	90,22	0,10 %
Účinnost <i>total-to-static</i> [%]	86,31	86,49	0,21 %
Účinnost <i>total-to-total</i> z $M_t$ [%]	90,78	90,46	-0,35 %
Účinnost <i>total-to-static</i> z $M_t$ [%]	86,97	86,73	-0,28 %
Absolutní vstupní rychlost [ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ]	19,29	19,06	-1,19 %
Absolutní výstupní rychlost [ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ]	19,97	19,61	-1,80 %

Tabulka 6.1: Porovnání s výsledky výpočtu bez uvažování mezery přilehlé k lopatkám

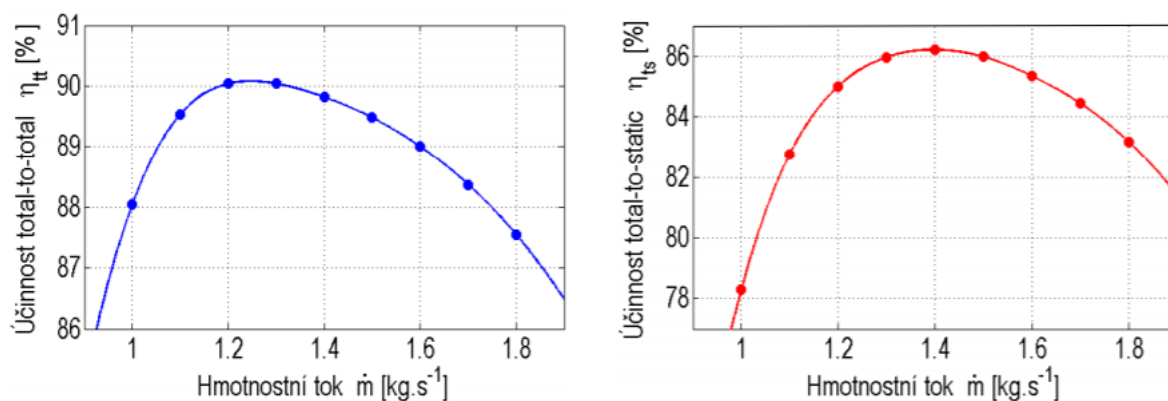
## 6.2 Optimální hmotnostní tok

Dalším úkolem bylo zjištění optimálního hmotnostního toku. Při konstantních otáčkách  $2300 \text{ min}^{-1}$  byl měněn hmotnostní tok na výstupu od  $1,2 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$  do  $1,6 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$  s krokem  $0,1 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$  a zjišťována účinnost *total-to-total* a *total-to-static*. Výsledky vcelku přesně odpovídají výsledkům z [13], které jsou ve formě grafu na obrázku 6.8.

Hmotnostní tok [ $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$ ]	Účinnost $\eta_{tt}$ [%]	Účinnost $\eta_{ts}$ [%]
1,2	90,37	85,06
1,3	90,46	86,24
1,4	90,22	86,49
1,5	90,07	86,50
1,6	89,59	85,85

Tabulka 6.2: Nalezení optimálního hmotnostního toku

Budeme tedy nadále vycházet z výsledků výpočtu s hmotnostním tokem  $1,4 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ , jednak proto, že jde o jednu ze dvou optimálních hodnot vzhledem k účinnosti *total-to-*



Obrázek 6.8: Nalezení optimálního hmotnostního toku bez uvažování mezery – [13]

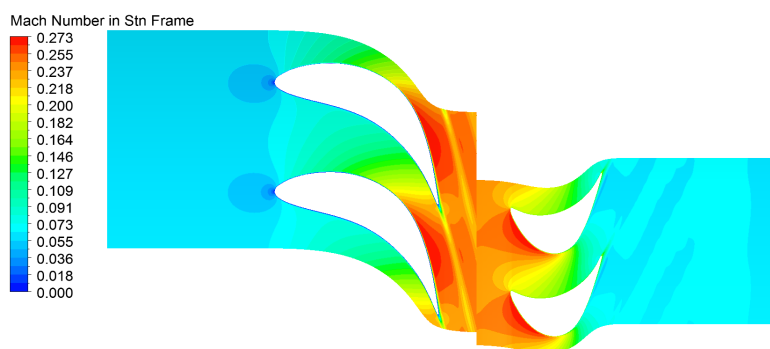
*static*, která je relevantnější pro náš případ samostatného stupně turbíny, a také proto, aby bylo možné výstupy porovnávat s výsledky bakalářské práce [13].

## 6.3 Proudové pole v lopatkové mříži

V tomto oddíle budou ukázány hodnoty důležitých veličin charakterizujících proudění na ploše řezu na středním poloměru lopatky (tzv. *blade-to-blade* pohled).

### 6.3.1 Machovo číslo

Machovo číslo je definované jako poměr rychlosti proudu k rychlosti šíření zvuku v tomto prostředí. Na obrázku 6.9 je pro zobrazení legendy použit lokální rozsah hodnot, nicméně globální maximum pro celou oblast 0,286 je stále v oblasti subsonického proudění bez výrazných efektů stlačitelnosti.



Obrázek 6.9: Kontury absolutního Machova čísla



### 6.3.2 Hustota

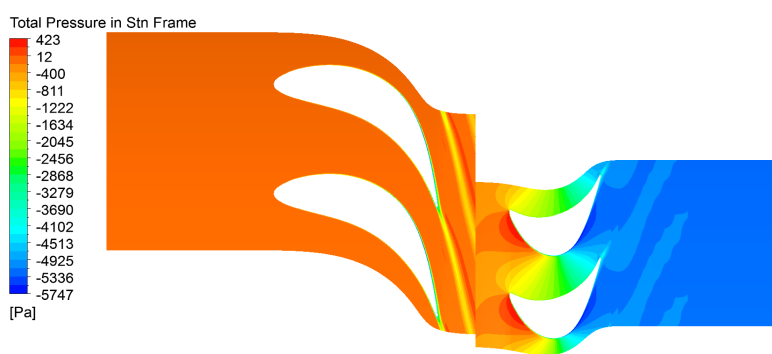
Hustota se podle předpokladů skutečně příliš nemění (relativní změna zhruba 5 %). K nejzásadnějšímu poklesu dochází v souvislosti s expanzí v rozváděcích lopatkách.



Obrázek 6.10: Kontury hustoty

### 6.3.3 Celkový tlak

Celkový tlak  $p_0$  zobrazený na obrázku 6.11 je definovaný jako součet statického tlaku  $p$  a dynamické složky  $\frac{1}{2}\rho c^2$ . Podle Bernoulliho rovnice by mělo pro celkový tlak platit, že je konstantní (pro vzduch můžeme zanedbat vliv gravitace), dokud nezačne na rotorových lopatkách docházet k odebrání práce, a za nimi je opět konstantní s jinou hodnotou. Předpoklady pro platnost Bernoulliho rovnice (nevazké proudění, stacionární proudění bez turbulence atd.) nejsou v reálné úloze samozřejmě splněny, nicméně ji lze použít jako první aproximaci.



Obrázek 6.11: Kontury celkového tlaku

### 6.3.4 Statický tlak

Statorová lopatková řada je navržena tak, aby médium při průchodu konvergentními kanály měnilo svou tlakovou energii na energii kinetickou. Obrázek 6.12 zachycuje tuto přeměnu, při které se statický tlak snižuje na úkor vzrůstající dynamické složky při zachování přibližně konstantního celkového tlaku. Kinetická energie je poté předávána rotoru. K expanzi dochází částečně i při průchodu oběžnými lopatkami.

Dále je patrné, že na vypuklé ploše oběžných lopatek (podtlaková strana) se nachází minimum statického tlaku. Na vyduuté ploše lopatek (přetlaková strana) je tlak vyšší, což má za následek vznik silových účinků a roztáčení rotoru turbíny.



Obrázek 6.12: Kontury statického tlaku

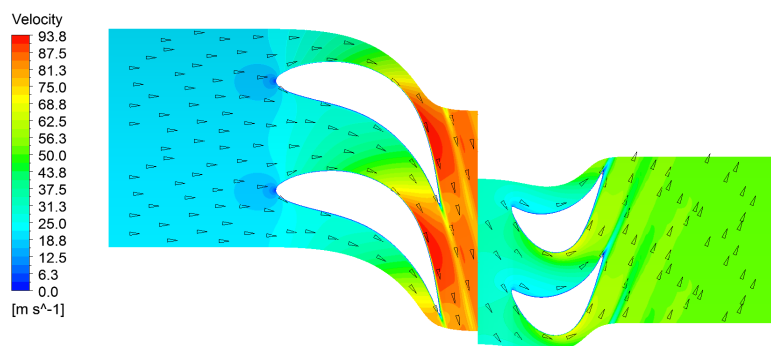
### 6.3.5 Relativní rychlost

Relativní rychlost proudu je ve statorové části totožná s rychlostí absolutní a v rotorové části je vztažena k souřadnicovému systému rotujícímu stejnou úhlovou rychlostí jako oběžné lopatky. V obrázku 6.13 je dobře patrný stagnační bod na náběžné hraně rozváděcí lopatky a dále pak dochází ke zvyšování rychlosti v souladu se snižováním statického tlaku (viz předchozí oddstavec). Za odtokovou hranou rozváděcí lopatky se objevuje úplav. Na rozhraní *Stage (Mixing Plane)* mezi sítěmi lopatek dochází k obvodovému průměrování veličin, a tak úplav už dále není patrný. U oběžné lopatky lze pozorovat analogické jevy.

Dále jsou na obrázku zobrazeny vektory relativní rychlosti, které při optimálním provozu turbíny mají být v oblasti náběžných hran lopatek tečné ke střední křivce profilu lopatky.

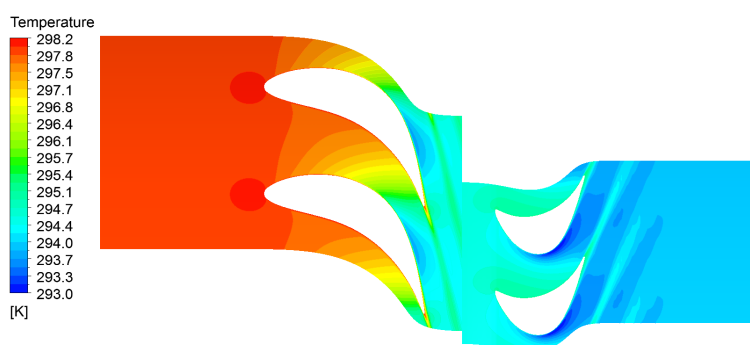
### 6.3.6 Teplota

Předpokládáme-li zanedbatelné změny hustoty v oblasti (Machovo číslo je menší než 0,3), pak můžeme ze stavové rovnice orientačně usuzovat, že globálně bude pokles tlaku doprovázen i poklesem teploty.



Obrázek 6.13: Relativní rychlost proudu a její vektory

K lokálnímu zvýšení teploty pak dochází v oblastech disipace energie, což jsou především stagnační body na náběžných hranách lopatek, mezní vrstvy na povrchu lopatek a úplavy za odtokovými hranami lopatek.



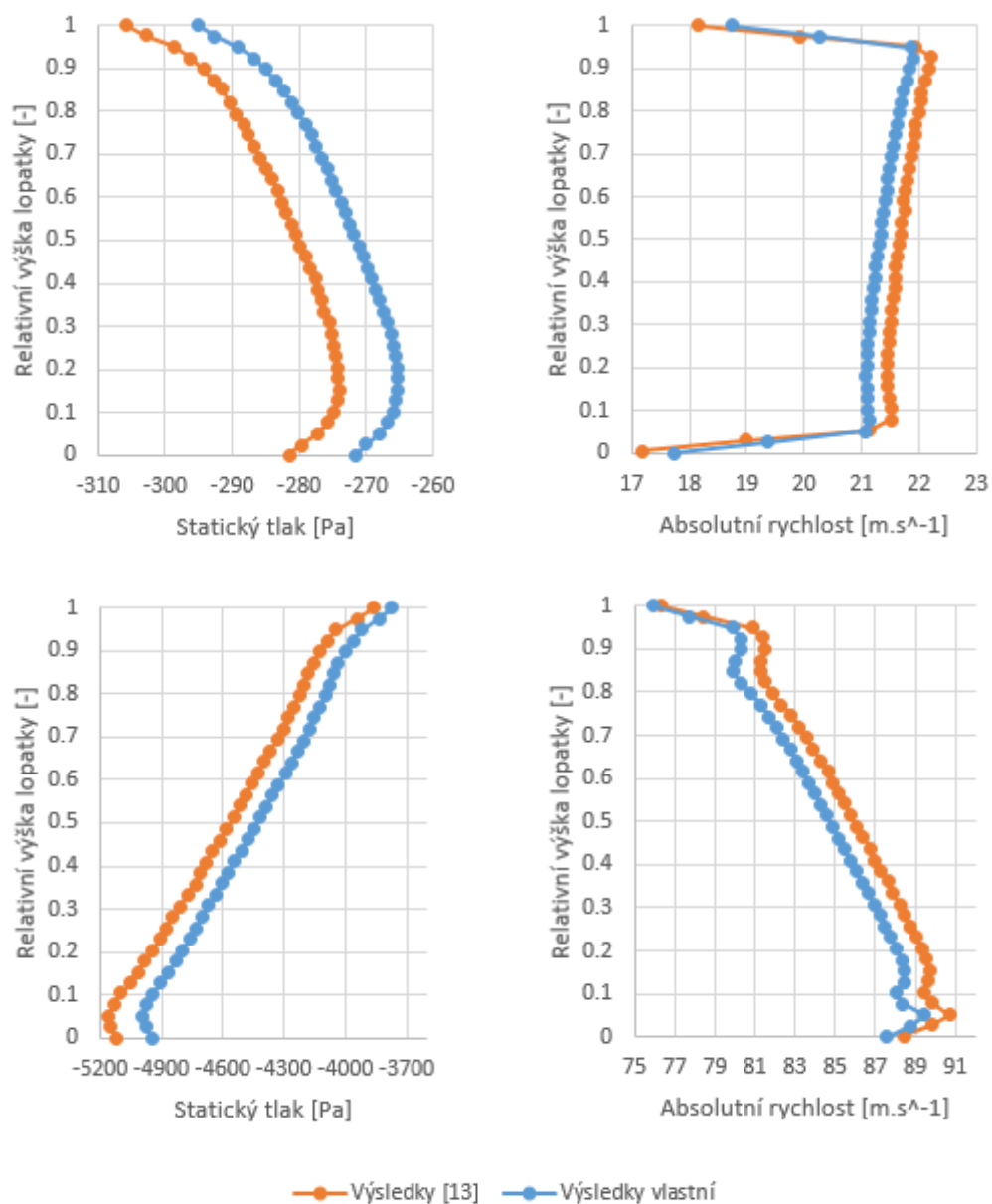
Obrázek 6.14: Kontury teploty

## 6.4 Průběh proudových veličin po výšce lopatky

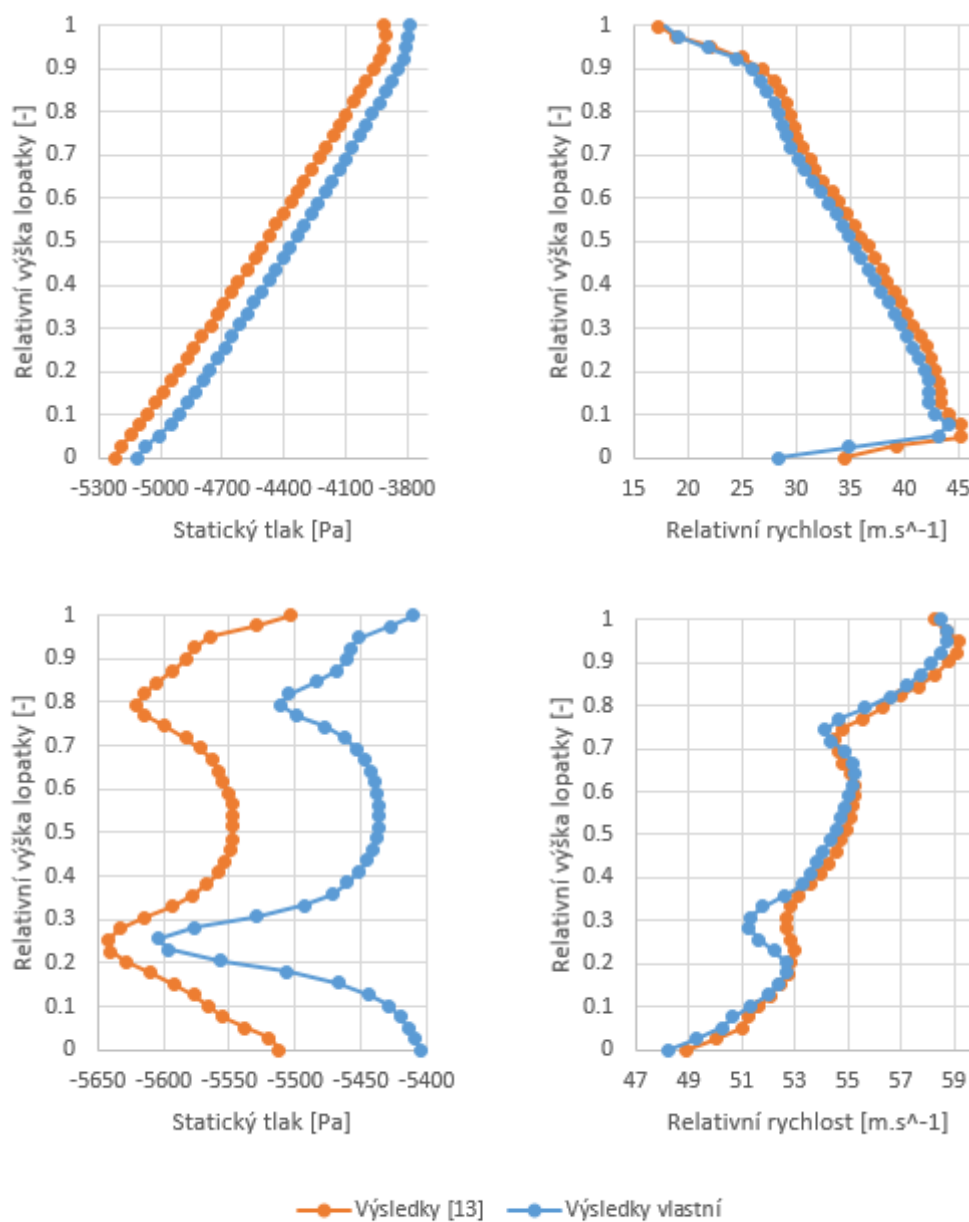
Důležitou charakteristikou proudění v turbínovém stupni jsou profily veličin po výšce lopatky. Na následujících obrázcích se jedná o vážené obvodové průměry veličin, přičemž váhou je hmotnostní tok. Pro srovnání jsou v jednom grafu vždy vyneseny výsledky z [13] a výsledky z této práce.

Na obrázcích 6.15 a 6.16 jsou průběhy tlaků a rychlostí na hranách rozváděcí, resp. oběžné lopatky. Statický tlak je z důvodu konzistentnosti s [13] uvažován jako relativní vzhledem ke vztažné hodnotě 1 atm.

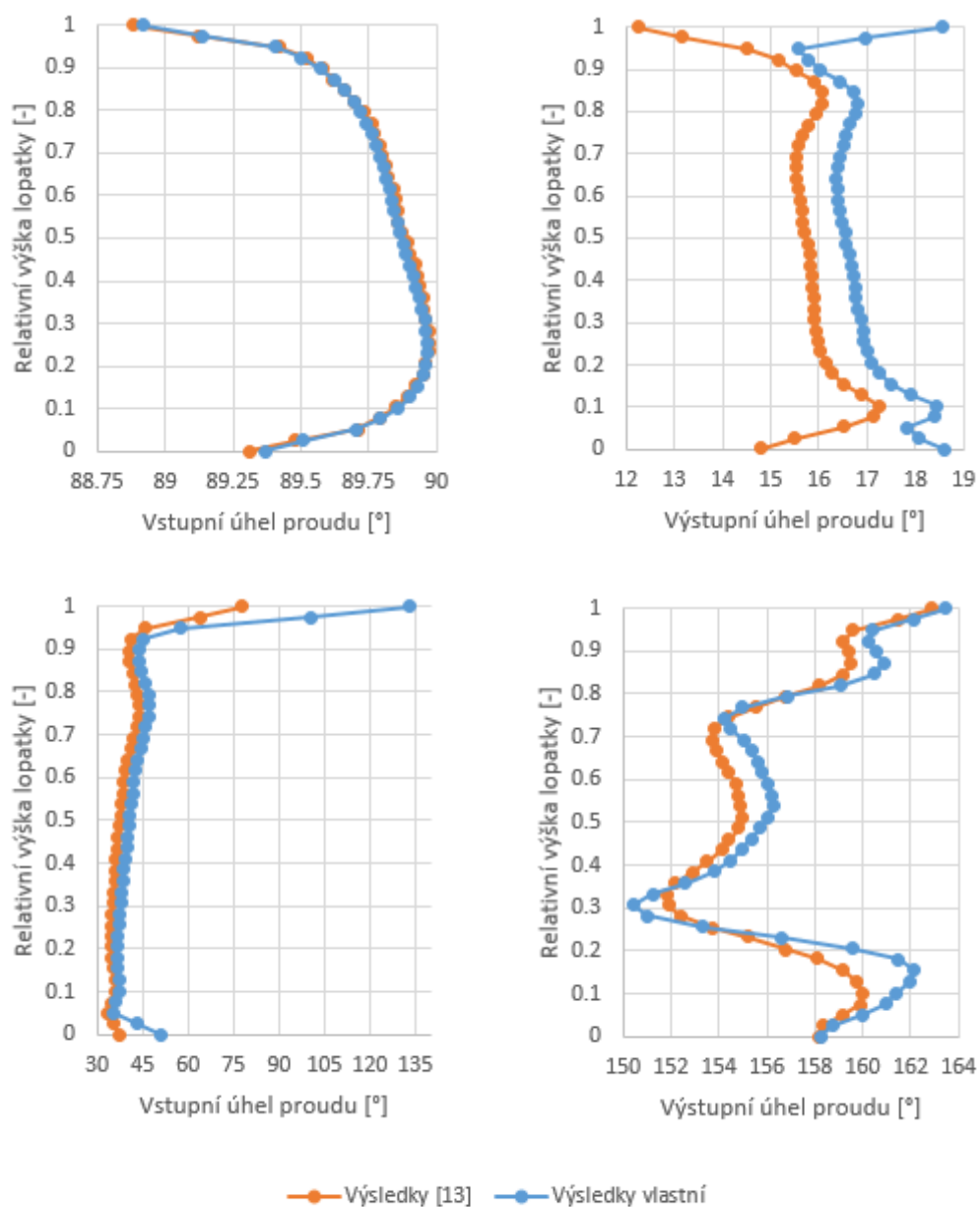
Na obrázku 6.17 je průběh vstupních a výstupních úhlů proudu na hranách lopatek. Úhly jsou měřeny od vektoru unášivé rychlosti.



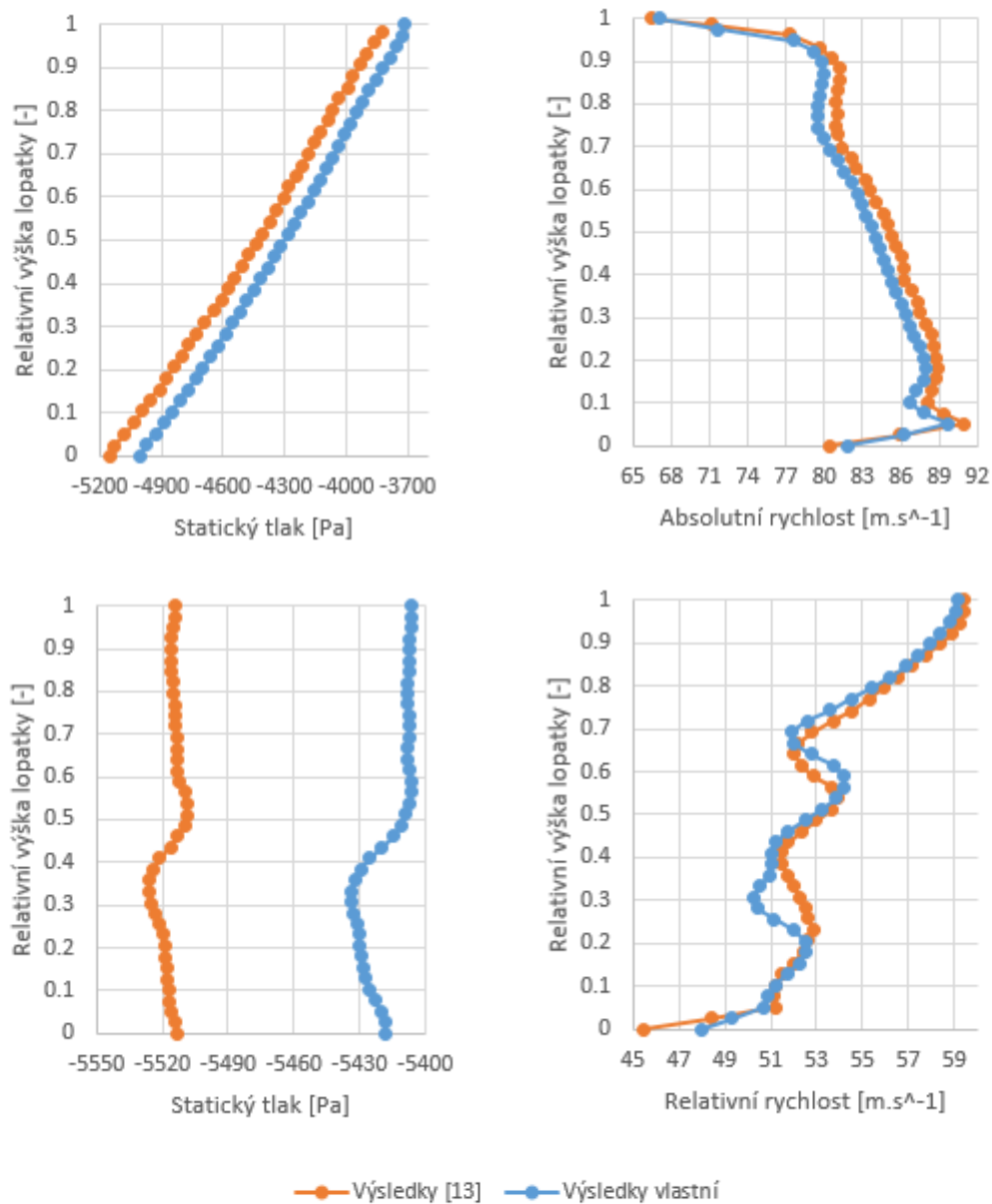
Obrázek 6.15: Průběh statického tlaku a absolutní rychlosti na náběžné (nahore) a odtokové (dole) hraně rozváděcí lopatky



Obrázek 6.16: Průběh statického tlaku a relativní rychlosti na náběžné (nahore) a odtokové (dole) hraně oběžné lopatky



Obrázek 6.17: Průběh vstupních a výstupních úhlů proudu na hranách rozváděcí (nahore) a oběžné (dole) lopatky



Obrázek 6.18: Průběh statického tlaku a absolutní, resp. relativní rychlosti na měřených rovinách – 11 mm za odtokovou hranou rozváděcích lopatek (nahore) a 10 mm za odtokovou hranou oběžných lopatek (dole)

Na obrázku 6.18 je průběh statického tlaku a absolutní, resp. relativní rychlosti na měřených rovinách – 11 mm za odtokovou hranou rozváděcích lopatek a 10 mm za odtokovou hranou oběžných lopatek.

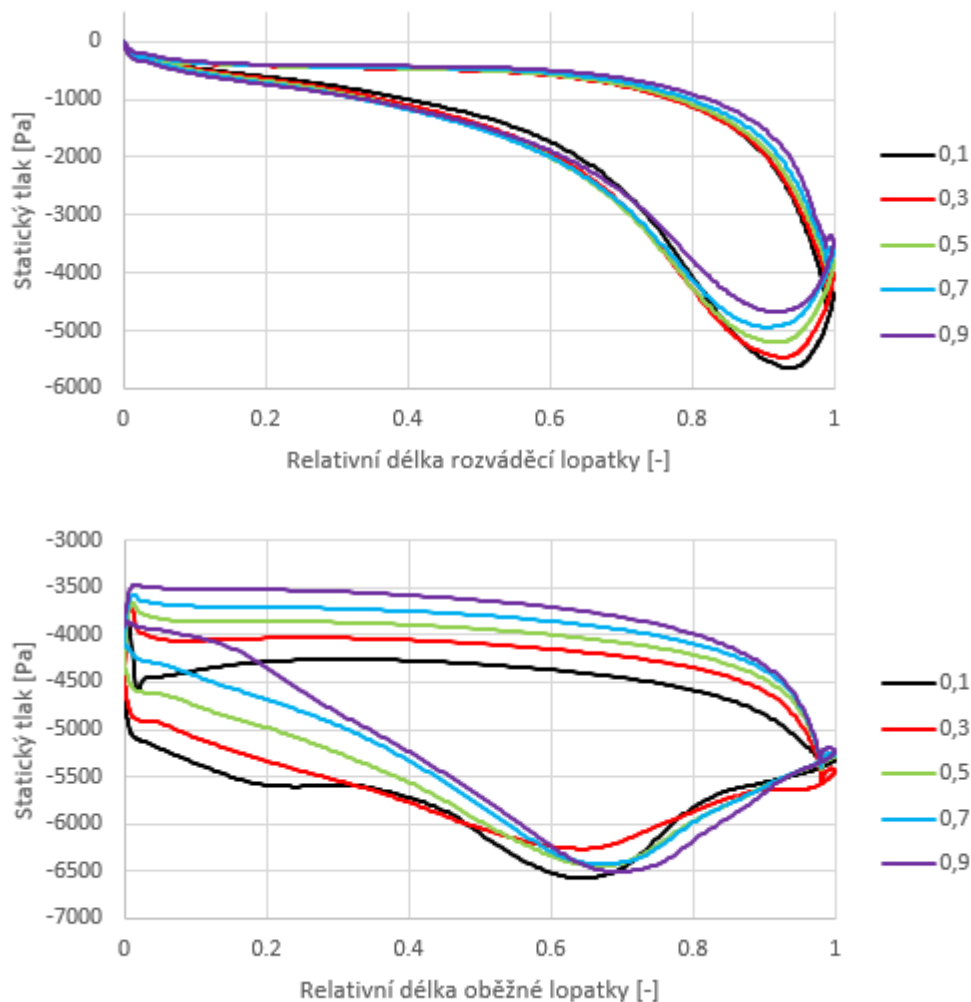
Porovnání výsledků:

- Tlaky – průběh křivek je podobný s rozdíly zhruba do 5 %. Hodnoty tlaku z [13] jsou vždy menší.
- Rychlosti – průběh křivek opět podobný s rozdíly zhruba do 5 % s výjimkou dolní části náběžné hrany oběžné lopatky (rozdíl cca 15 %). Hodnoty rychlosti z [13] jsou v převážné většině větší.
- Úhly – průběh na náběžné hraně rozváděcí lopatky je téměř totožný. Na odtokové hraně se v převážné části lopatky hodnoty odlišují zhruba o  $1^\circ$ . Výrazněji se hodnoty liší dle očekávání v dolní části lopatek (cca  $4^\circ$ ), ale i v horní (cca  $7^\circ$ ). Na náběžné hraně oběžné lopatky je v převážné části průběh podobný (rozdíl do  $5^\circ$ ). V krajních oblastech se hodnoty opět liší, a to o cca  $15^\circ$  v dolní a dokonce o cca  $60^\circ$  v horní. Na odtokové hraně už je průběh opět podobný s rozdíly do  $2^\circ$ .



## 6.5 Průběh statického tlaku po obvodu lopatek

Další důležitou charakteristikou je průběh statického tlaku po obvodu lopatek. Na obrázku 6.19 je zobrazen pro relativní výšky lopatek 0,1, 0,3, 0,5, 0,7 a 0,9.

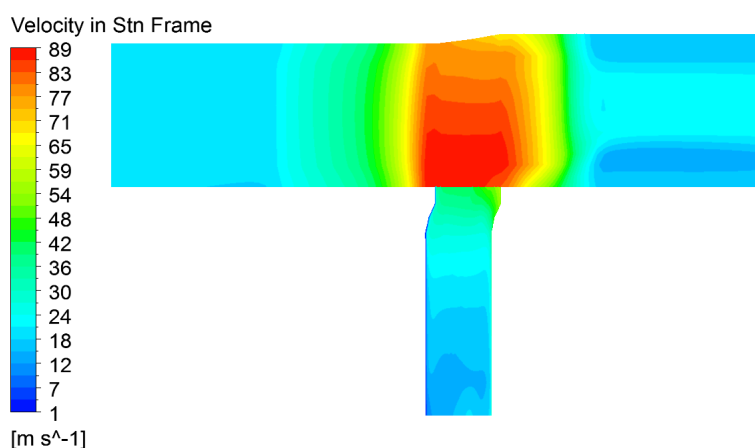


Obrázek 6.19: Průběh statického tlaku po obvodu lopatek

## 6.6 Proudové pole v meridionální rovině

Vrátíme se nyní ke globálnímu pohledu na celou oblast. Použijeme zobrazení v meridionální rovině a obvodové průměrování veličin podle hmotnostního toku. Na následujících třech obrázcích jsou znázorněny kontury absolutní rychlosti (obrázek 6.20), statického tlaku (obrázek 6.21) a teploty (obrázek 6.22).

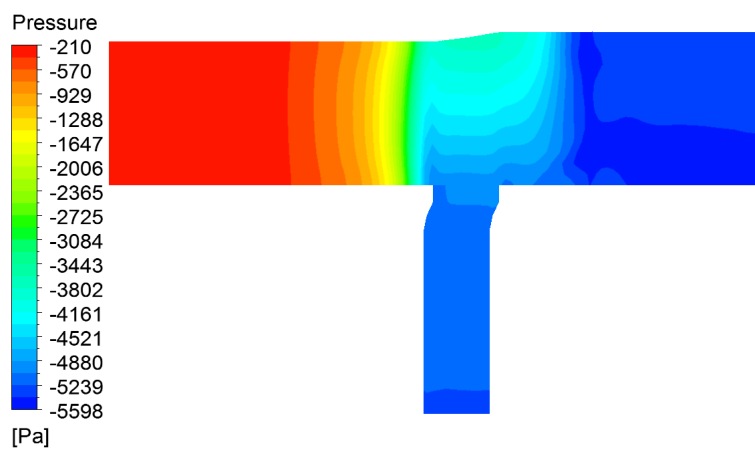
Ze zobrazení rychlosti je dobře patrné, jak proud naráží na protilehlou hranu mezery. Tím jednak dochází ke zpomalení proudu v dolní části náběžné hrany oběžné lopatky (viz též graf na obrázku 6.16 vpravo nahoře) a také k proudění podél stěny mezery směrem dolů. V horní části kanálu dochází vlivem tvaru stěny k odtrhávání proudu.



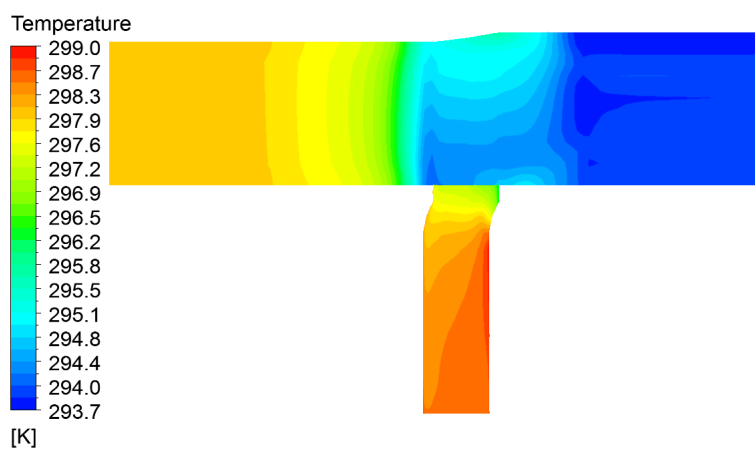
Obrázek 6.20: Průměrovaná absolutní rychlost v meridionální rovině

Ze zobrazení tlaku je vidět, že se v mezeře ustaluje zhruba stejný tlak jako ve výstupní oblasti a dochází ke vzniku tlakového gradientu směrem k horní ploše kanálu. Nicméně tento tlakový gradient se objevil i ve výsledcích [13] (viz graf na obrázku 6.18 vlevo nahoře), takže je zřejmě způsoben tvarem lopatek. Tlakový gradient koreluje s rychlostním gradientem na předchozím obrázku.

Zobrazení teploty ukazuje, že v oblasti nedochází k žádným zásadním změnám teploty (rozdíl maximálních a minimálních hodnot zhruba 5 K). Teplotní gradient v kanále mezi lopatkami koreluje s tlakovým gradientem. Dále je z vyšších teplot v mezeře patrné, že zde dochází k disipaci energie vlivem rotujících stěn (na obrázku 6.22 pravá a dolní stěna mezery).



Obrázek 6.21: Průměrovaný statický tlak v meridionální rovině



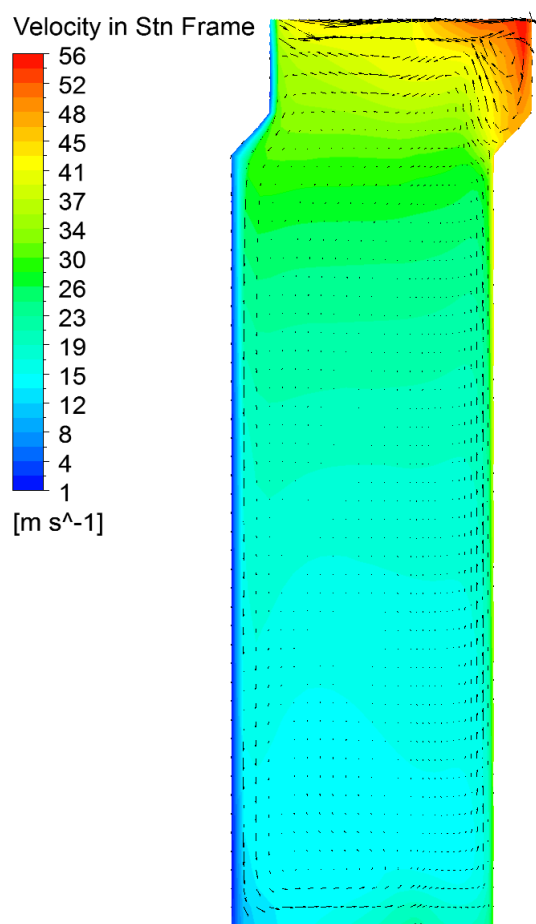
Obrázek 6.22: Průměrovaná teplota v meridionální rovině

## 6.7 Proudové pole v oblasti mezery mezi disky

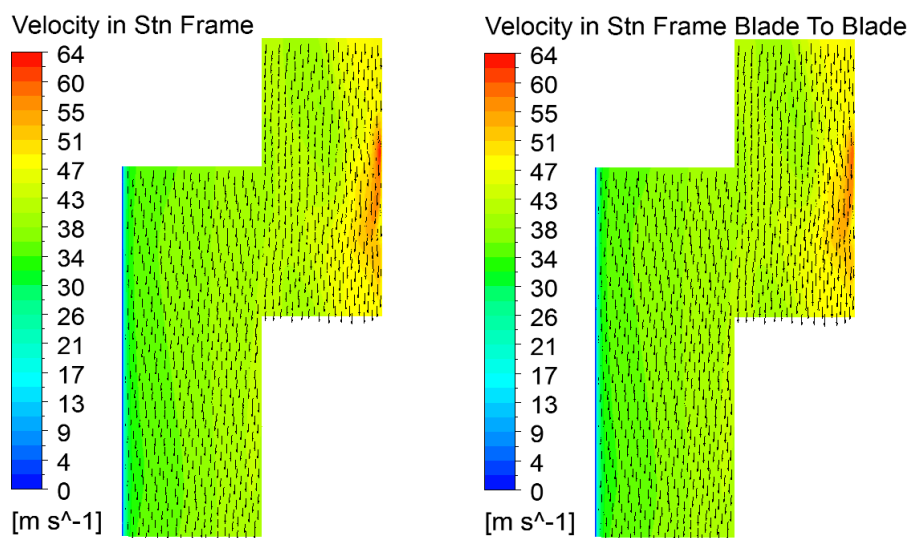
Zobrazení veličin ještě doplníme detailním pohledem na oblast mezery mezi disky – průměrovaným meridionálním zobrazením a zobrazením blade-to-blade v horní části mezery, konkrétně v polovině výšky její horní svislé části.

Na obrázku 6.23 je průměrované zobrazení absolutní rychlosti s vektory v meridionální rovině. Je vidět, jak se médium do oblasti mezery dostává podél pravé svislé stěny, dochází ke vzniku víru a k proudění podél stěn proti směru hodinových ručiček.

Nicméně hned z dalšího obrázku 6.24 je zřejmé, že převažujícím směrem proudění v oblasti je obvodový směr. Je zde blade-to-blade zobrazení absolutní rychlosti s vektory a průmět této rychlosti do plochy blade-to-blade. Pole rychlostí jsou téměř totožná, třetí složka rychlosti je tedy zanedbatelná.

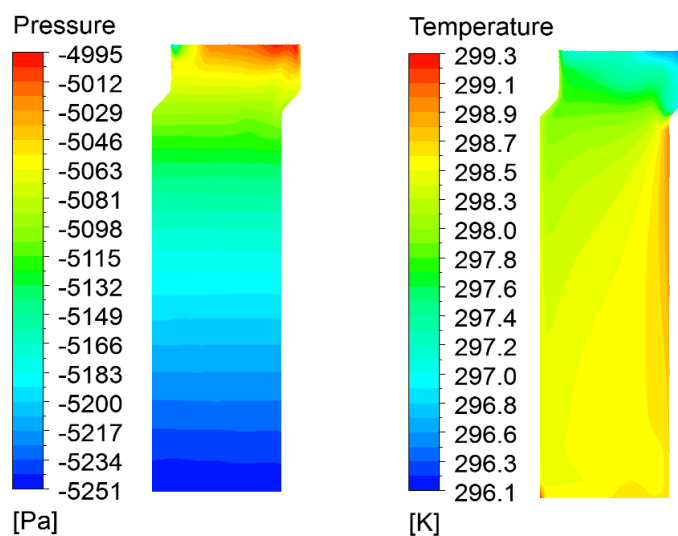


Obrázek 6.23: Detail oblasti mezery mezi disky – průměrované zobrazení absolutní rychlosti s vektory v meridionální rovině.

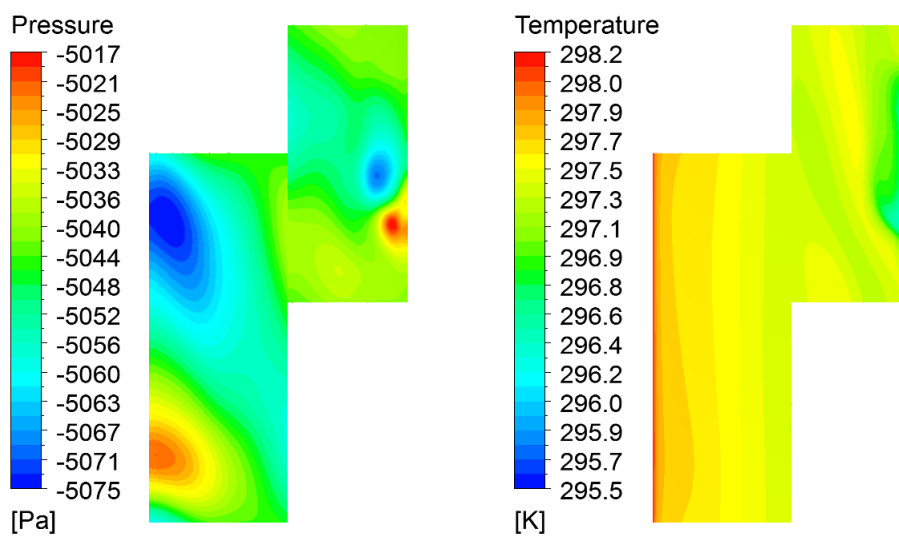


Obrázek 6.24: Detail oblasti mezery mezi disky – blade-to-blade zobrazení absolutní rychlosti s vektory (vlevo) a průmětu absolutní rychlosti do plochy blade-to-blade s vektory (vpravo) v polovině výšky horní svislé části mezery

Pro úplnost ještě následují zobrazení statického tlaku a teploty – průměrovaná v meridionální rovině (obrázek 6.25) a blade-to-blade v polovině výšky horní svislé části mezery (obrázek 6.26).



Obrázek 6.25: Detail oblasti mezery mezi disky – průměrované zobrazení statického tlaku (vlevo) a teploty (vpravo) v meridionální rovině



Obrázek 6.26: Detail oblasti mezery mezi disky – blade-to-blade zobrazení statického tlaku (vlevo) a teploty (vpravo) v polovině výšky horní svislé části mezery

# Kapitola 7

## Závěr

Tato bakalářská práce se zabývala numerickou simulací proudění v experimentální vzduchové turbíně VT400. Modelován byl průtočný kanál a přilehlá mezera mezi disky statoru a rotoru. Teoretická část práce byla věnována zejména teorii lopatkových strojů a CFD, neboli computational fluid dynamics. Praktická část práce byla řešena v software ANSYS 17.

Vzhledem k počtu rozváděcích (42) a oběžných (56) lopatek bylo rozhodnuto modelovat jednu rozváděcí a jednu oběžnou lopatku (příslušné úhly jsou  $8,57^\circ$  a  $6,43^\circ$ ), nicméně při potřebě přesnějších výpočtů by mohlo být přínosné modelovat tři rozváděcí a čtyři oběžné lopatky – stejný úhel  $25,7^\circ$  a relativně malé zvýšení výpočetních nároků.

Poměrně obtížným úkolem bylo nalezení takové konfigurace sítí a rozhraní mezi nimi, která by zajišťovala stabilní výpočet. Hlavním problémem se ukázala velmi malá vzdálenost zejména mezi náběžnou hranou oběžné lopatky a hranou mezery pod lopatkami, ale ani na druhé straně mezery, tedy u odtokové hrany rozváděcí lopatky, nebyl dostatek prostoru pro vytvoření kvalitní sítě. Bylo tedy přistoupeno k rozdělení oblasti na čtyři komponenty se čtyřmi rozhraními, která se setkávají v jednom bodě – viz kapitola 5.

Vizualizace proudového pole v oblasti je v oddílech 6.3 – pohled blade-to-blade (hodnoty veličin na ploše řezu na středním poloměru lopatky), 6.6 – meridionální pohled a 6.7 – detailní pohled na oblast mezery mezi disky. To je doplněno ještě průběhem tlaku po obvodu lopatek – oddíl 6.5.

V akademickém roce 2015/2016 byla obhájena bakalářská práce [13], která se zabývala výpočtem proudění ve stupni stejné turbíny, jen bez uvažování mezery přilehlé k lopatkám. V tabulce 6.1 je porovnání celkových výsledků při stejných parametrech výpočtu. Odchyšky mezi výsledky se pohybují v rozmezí 2,5 %. Výsledkům z [13] poměrně přesně odpovídají i hodnoty účinností pro proměnný hmotnostní tok od  $1,2$  do  $1,6 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$  (odchyšky do 0,5 %). Další důležité porovnání se týká průběhu proudových veličin po výšce lopatky – oddíl 6.4. Byly porovnávány průběhy tlaků, rychlostí a úhlů proudu v různých místech oblasti. Z výsledků plyne, že

- průběh křivek tlaků je podobný s rozdíly zhruba do 5 %. Hodnoty tlaku z [13] jsou vždy menší.

- průběh křivek rychlostí je opět podobný s rozdíly zhruba do 5 % s výjimkou dolní části náběžné hrany oběžné lopatky, kde dochází ke zbrzdění proudu vlivem hrany mezery (rozdíl cca 15 %). Hodnoty rychlosti z [13] jsou v převážné většině větší.
- průběh úhlů proudu na náběžné hraně rozváděcí lopatky je téměř totožný. Na odtokové hraně se v převážné části lopatky hodnoty odlišují zhruba o  $1^\circ$ . Výrazněji se hodnoty liší dle očekávání v dolní části lopatek (cca  $4^\circ$ ), ale i v horní (cca  $7^\circ$ ). Na náběžné hraně oběžné lopatky je v převážné části průběh podobný (rozdíl do  $5^\circ$ ). V krajních oblastech se hodnoty opět liší, a to o cca  $15^\circ$  v dolní a dokonce o cca  $60^\circ$  v horní. Na odtokové hraně už je průběh opět podobný s rozdíly do  $2^\circ$ .



# Literatura

- [1] ŽITEK, P., MILČÁK, P., NOGA, T. Experimental turbine VT-400. *EPJ Web of Conferences vol. 114*. 2016, od s. 2143. ISSN 2101-6275.
- [2] KADRNOŽKA, J. *Lopatkové stroje*. 1. vydání, upravené. Brno: Akademické nakladatelství CERM, s.r.o., 2003. ISBN 80-7204-297-1.
- [3] DIXON, S. L., HALL, C. A. *Fluid Mechanics and Thermodynamics of Turbomachinery*. Oxford: Butterworth-Heinemann, 2014. ISBN 9780123914101.
- [4] ANDERSON, J. D. *Computational Fluid Dynamics*. Singapore: McGraw-Hill, 1995. ISBN 0-07-001685-2.
- [5] LINHART, J. *Mechanika tekutin I*. 2. vydání. Plzeň: Západočeská univerzita, 2009. ISBN 978-80-7043-766-7.
- [6] URUBA, V. *Turbulence*. 1. vydání. Praha: České vysoké učení technické, 2009. ISBN 978-80-01-04330-1.
- [7] DAVIDSON, L. *An Introduction to Turbulence Models*. Göteborg: Chalmers University of Technology, 2003.
- [8] HOLEČEK, M. *Termomechanika*. Přednášky. Plzeň: Západočeská univerzita, 2015. <http://home.zcu.cz/~holecek/TM/>
- [9] URUBA, V. *Mechanika tekutin*. Přednášky. Plzeň: Západočeská univerzita, 2015. <http://home.zcu.cz/~uruba/MT/>
- [10] LINHART, J. *Mechanika tekutin 2*. Přednášky. Plzeň: Západočeská univerzita, 2016.
- [11] LINHART, J. *Přenos tepla a hmoty*. Přednášky. Plzeň: Západočeská univerzita, 2016.
- [12] *ANSYS CFX Introduction*. Release 15.0. Canonsburg: ANSYS, Inc., 2013.
- [13] LEVÝ, T. *Numerický výpočet 3D stupně vzduchové turbíny*. Bakalářská práce. Plzeň: Západočeská univerzita, 2016.
- [14] *Y+ Calculator*. <http://www.pointwise.com/yplus/>.