

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
FAKULTA STROJNÍ

Studijní program: N0715A270013 Stavba energetických strojů a zařízení
Studijní obor: Stavba jaderně energetických zařízení

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Numerické modelování transsonického proudění turbínovou lopatkovou mříží s plochým profilem

Autor: **Master Pavlo Kosiak**

Vedoucí práce: **Ing. Michal Volf**

Akademický rok 2020/2021

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI

Fakulta strojní

Akademický rok: 2020/2021

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

(projektu, uměleckého díla, uměleckého výkonu)

Jméno a příjmení: **Master Pavlo KOSIAK**
Osobní číslo: **S19N0154P**
Studijní program: **N0715A270013 Stavba energetických strojů a zařízení**
Studijní obor: **Stavba jaderně energetických zařízení**
Téma práce: **Numerické modelování transsonického proudění turbínovou lopatkovou mříží s plochým profilem**
Zadávající katedra: **Katedra energetických strojů a zařízení**

Zásady pro vypracování

1. Hlavní charakteristiky profilů a profilových turbínových mříží pro vysoká vstupní Machovo čísla, pro transsonické a supersonická proudění.
2. Zásady pro stanovení okrajových podmínek pro výpočty komerčním software.
3. Výpočtově se zaměřit na vliv interakce rázové vlny s mezní vrstvou na strukturu proudění v mezi-lopátkovém kanálu a zejména na přechod do turbulence v odtrženém proudění. Pro výpočty použít vhodné modely turbulence.
4. Výsledky CFD výpočtů získané pomocí různých modelů turbulence porovnat a validovat daty z měření na aerodynamickém stendu – vysokorychlostním aerodynamickém vzduchovém tunelu.
5. Zhodnocení a závěry.

Rozsah diplomové práce: **50 – 70 stran**
Rozsah grafických prací: **dle potřeby**
Forma zpracování diplomové práce: **tištěná/elektronická**

Seznam doporučené literatury:

- SHAPIRO A. H. The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow, Vol. I, II, Ronald Press Co., New York, 1953
- DIXON S. L.: Fluid Mechanics, Thermodynamics of Turbomachinery, 4st edition, Pergamon Press Ltd, 1998
- BLAZEK J.: Computation fluid dynamics: Principles and applications, 2nd edition, Elsevier, 2015
- PŘÍHODA J., P. LOUDA P.: Matematické modelování turbulentního proudění, skripta, nakladatelství ČVUT v Praze, 2007
- PŘÍHODA J.: Matematické modelování stlačitelného proudění v turbostrojích, studijní materiál, FS ZU Plzeň, 2015

Vedoucí diplomové práce: **Ing. Michal Volf**
Katedra energetických strojů a zařízení

Konzultant diplomové práce: **Prof. Ing. Jaromír Příhoda, CSc.**
ČVUT v Praze

Datum zadání diplomové práce: **31. října 2020**
Termín odevzdání diplomové práce: **28. května 2021**

L.S.

Doc. Ing. Milan Edl, Ph.D.
děkan

Dr. Ing. Jaroslav Synáč
vedoucí katedry

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

Děkuji svému školiteli panu Ing. Michalu Volfovi a konzultantovi panu prof. Ing. Jaromírovi Příhodovi, CSc z Ústavu technické matematiky Fakulty strojní ČVUT v Praze za cenné rady a odborné vedení při tvorbě mé diplomové práce.

Také chci poděkovat vedoucímu Katedry energetických strojů panu Dr. Jaroslavu Synáčovi za pomoc s korekcí diplomové práce.

Současně děkuji panu doc. Ing. Martinu Luxovi, Ph.D. z Ústavu termomechaniky AV ČR a panu Ing. Vladimíru Hricovi z Ústavu technické matematiky Fakulty strojní ČVUT v Praze za rady a připomínky k mé diplomové práci.

ANOTAČNÍ LIST DIPLOMOVÉ PRÁCE

AUTOR	Příjmení Kosiak	Jméno Pavlo	
STUDIJNÍ OBOR	23-35-8 „Stavba jaderně energetických zařízení“		
VEDOUcí PRÁCE	Příjmení (včetně titulů) Ing. Volf	Jméno Michal	
PRACOVISŤE	ZČU - FST - KKE		
DRUH PRÁCE	DIPLOMOVÁ	BAKALÁŘSKÁ	Nehodící se škrtněte
NÁZEV PRÁCE	Numerické modelování transsonického proudění turbínovou lopatkovou mříží s plochým profilem		

FAKULTA	strojní	KATEDRA	KKE	ROK ODEVZD.	2021
----------------	---------	----------------	-----	--------------------	------

POČET STRAN (A4 a ekvivalentů A4)

CELKEM	118	TEXTOVÁ ČÁST	40	GRAFICKÁ ČÁST	10
---------------	-----	---------------------	----	----------------------	----

STRUČNÝ POPIS	Diplomová práce obsahuje numerické modelování proudění v mezilopatkovém kanálu turbínové mříže s lopatkami, které mají plochý profil. Simulovaná mříž představuje špičkový řez lopatkování oběžného kola pro poslední stupeň nízkotlakového dílu parních turbín pro jaderné elektrárny. Pro řešení zadání diplomové práce byl použit komerční program ANSYS CFX. Pro zjištění vlivu interakce rázové vlny s mezní vrstvou bylo použito několik turbulentních modelů. Získané výsledky byly porovnány s experimentálními daty.
KLÍČOVÁ SLOVA	Lopatkový profil, profilová mříž, transsonické proudění, mezní vrstva, rázová vlna.

SUMMARY OF DIPLOMA SHEET

AUTHOR	Surname Kosiak	Name Pavlo	
FIELD OF STUDY	23-35-8 “Design of nuclear power equipment“		
SUPERVISOR	Surname (Inclusive of Degrees) Ing. Volf	Name Michal	
INSTITUTION	ZČU - FST - KKS		
TYPE OF WORK	DIPLOMA	BACHELOR	Delete when not applicable
TITLE OF THE WORK	Numerical modeling of transonic flow trough a turbine blade cascade with a flat profile		

FACULTY	Mechanical Engineering	DEPARTMENT	Power System Engineering	SUBMITTED IN	2021
----------------	------------------------	-------------------	--------------------------	---------------------	------

NUMBER OF PAGES (A4 and eq. A4)

TOTALLY	118	TEXT PART	40	GRAPHICAL PART	10
----------------	-----	------------------	----	-----------------------	----

BRIEF DESCRIPTION	This diploma thesis contains numerical modeling of the flow in the blade channel created by turbine flat profiles. The blade cascade represents a bucked top section of the last stage for a low-pressure part of steam turbines working in a nuclear power plant. The commercial program ANSYS CFX was used to achieve the aim of the diploma thesis. Several turbulent models were used to determine the effect of the shock wave interaction with a boundary layer. The obtained numerical results were compared with experimental data.
KEY WORDS	Blade profile, blade cascade, transonic flow, boundary layer, shock wave.

Obsah

Seznam veličin	8
Seznam obrázků	8
Seznam tabulek	10
1. Úvod	11
2. Obecný popis transsonického proudění v turbínové lopatkové mříži	14
2.1. Metoda charakteristik	16
2.2. Zvuková čára a rekompresní oblast	17
2.3. Interakce rázové vlny s mezní vrstvou na podtlakové straně profilu	19
2.4. Supersonické proudění okolo odtokové hrany turbínové mříže	20
3. CFD simulace v turbínové mříži	23
3.1. Výpočetní oblast a výpočetní síť	23
3.2. Modely turbulence	25
3.3. Režimy a výsledky simulace	26
3.3.1 Okrajové podmínky	26
3.3.2 Výsledky simulace	27
4. Měření turbínové mříže TR-U-9	38
4.1. Popis turbínové mříže	38
4.2. Popis měření turbínové mříže	39
4.2. Výsledky validačního měření	41
4.3. Popis proudového pole validačního měření	43
5. Diskuze	48
6. Závěr	50
Citovaná literatura	51

Seznam veličin

označení	název	rozměr
M	Machovo číslo	
M_1	Machovo číslo na vstupu do výpočetní oblasti	
$M_{1mř}$	Machovo číslo na vstupu do mříže	
M_{2is}	izentropické Machovo číslo v traverzovací rovině	
λ	bezrozměrová rychlost	
Tu	intenzita turbulence	[%]
p_{tot}	celkový tlak na vstupu	[Pa]
p_2	statický tlak na výstupu	[Pa]
p_1	statický tlak	[Pa]
p_{dyn}	dynamický tlak na vstupu	[Pa]
γ	úhel nastavení profilů v mříži	[deg]
β_1	úhel mezi vstupní relativní rychlostí proudu a osou stroje	[deg]
β_{2ref}	úhel mezi výstupní relativní rychlostí proudu a osou stroje	[deg]
ρ	hustota	[kg/m ³]
c	tětiva profilu	[mm]
b	osová tětiva (šířka) profilu	[mm]
s	rozteč	[mm]

Seznam obrázků

Obr. 1: Modulová řada oběžných lopatek určených pro poslední stupeň nízkotlakového dílu parní turbíny velkého výkonu	11
Obr. 2: Rychlostní trojúhelníky pro poslední stupeň nízkotlakového dílu, literatura	11
Obr. 3: Schéma turbínové mříže velmi dlouhé oběžné lopatky:a) patní řez,b) dva příklady špičkových řezů.....	12
Obr. 4: Poslední stupeň nízkotlakového dílu parní turbíny s velmi dlouhou oběžnou lopatkou	14
Obr. 5: Zobrazení proudového pole ve třech řezech oběžné lopatky s délkou 1375 mm. na subsonickou a supersonickou část a) patní řez; b) středový řez c) špičkový řez	15
Obr. 6: Vývoj vstupního a výstupního Machova čísla na špičce pro lopatky různých délek ..	16
Obr. 7: Aproximace spojitého tvaru stěny v metodě charakteristik	16
Obr. 8: Analytické stanovení tvaru zvukové čáry metodou charakteristik	18
Obr. 9: Princip vzniku kompresní oblasti v supersonickém proudovém poli	19

Obr. 10: Interakce šikmé rázové vlny s laminární mezní vrstvou: a) bez vzniku „odražené“ vlny, b) Machův odraz, c) řádný odraz	19
Obr. 11: Interakce šikmé rázové vlny s turbulentní mezní vrstvou: a) bez odtržení mezní vrstvy, b) s odtržením mezní vrstvy	20
Obr. 12: Schéma transsonického proudění na odtokové hraně profilu (bez znázornění supersonické expanse): 1-separační bod, 2- separační rázová vlna, 3-recirkulační oblast, 4-hrdlo recirkulační oblasti, 5- výstupní rázová vlna	21
Obr. 13: Obtékání tlusté oblé odtokové hrany, nevazké proudění	21
Obr. 14: Výpočetní oblast s kratším výstupem	23
Obr. 15: Výpočetní oblast s dlouhým výstupem	24
Obr. 16: Detail výpočtové sítě s krátkou výstupní délkou výpočtové oblasti	24
Obr. 17: Detail výpočetní sítě s dlouhou výstupní délkou výpočtové oblasti	25
Obr. 18: Rozložení izentropického Machovo čísla na podtlakové straně profilu: a) s kratší resp. b) s delší výpočtovou oblastí	29
Obr. 19: Rozložení izentropického Machovo čísla pro model turbulence SST γ - Re_{θ} a dlouhou výstupní oblast: a) pracovní režimu PR1 – Indie, b) pracovním režimu PR2-Temelín	29
Obr. 20: Rozložení součinitele tření na podtlakové straně profilu: a) kratší resp. b) delší výstupní výpočtová oblast	30
Obr. 21: Rozložení izentropického Machovo čísla na přetlakové straně profilu: a) kratší resp. b) delší výstupní výpočtová oblast	31
Obr. 22: Rozložení součinitele tření na přetlakové straně profilu: a) kratší resp. b) delší výstupní výpočtová oblast	32
Obr. 23: Rozložení izentropického Machovo čísla při pracovním režimu PR2 – Temelín s modelem turbulence SST γ - Re_{θ} : a) kratší resp. b) delší výstupní výpočtová oblast	33
Obr. 24: Zvuková čára: a) pracovní režim PR1-Indie s SST bezpřechodovým modelem, b) pracovní režim PR1-Indie s SST γ - Re_{θ} modelem turbulence, c) pracovní režim PR2-Temelín s SST bezpřechodovým modelem turbulence, d) pracovní režim PR2-Temelín s SST γ - Re_{θ} modelem turbulence	34
Obr. 25: Rozložení izentropického Machovo čísla: a) pracovní režim PR1-Indie s SST bezpřechodovým modelem, b) pracovní režim PR1-Indie s SST γ - Re_{θ} modelem turbulence, c) pracovní režim PR2-Temelín s SST bezpřechodovým modelem turbulence, d) pracovní režim PR2-Temelín s SST γ - Re_{θ} modelem turbulence	35
Obr. 26: Vektory rychlosti v místě interakce šikmé rázové vlny s mezní vrstvou: a) model turbulence SST bezpřechodový, b) model turbulence SST γ - Re_{θ}	36
Obr. 27: Supersonické proudění v okolí odtokové hrany: a) pracovní režim PR1-Indie s SST bezpřechodovým modelem, b) pracovní režim PR1-Indie s SST γ - Re_{θ} modelem turbulence, c) pracovní režim PR2-Temelín s SST bezpřechodovým modelem turbulence, d) pracovní režim PR2-Temelín s SST γ - Re_{θ} modelem turbulence	37
Obr. 28: Turbínová mříž TR-U-9	38
Obr. 29: Turbínová mříž TR-U-9 pro tunelová měření	39
Obr. 30: Schéma měření se šikmou stavitelnou perforovanou stěnou na výstupu	39
Obr. 31: Schéma měření bez šikmé stavitelné perforované stěny na výstupu	40
Obr. 32: Aerodynamický tunel v Novém Kníně	40
Obr. 33: Šlíry proudového pole	42
Obr. 34: Interferogramy proudového pole	42
Obr. 35: Rozložení izentropického Machovo čísla na přetlakové straně lopatky	43
Obr. 36: Rozložení izentropického Machovo čísla na podtlakové straně lopatky	43
Obr. 37: Náběžná část profilu, kde označení PS – je přetlaková strana, SS – podtlaková strana, S – je geometrický náběžný bod	44
Obr. 38: Komprese na přetlakové straně za náběžnou hranou pro $M_1=1,0$	44

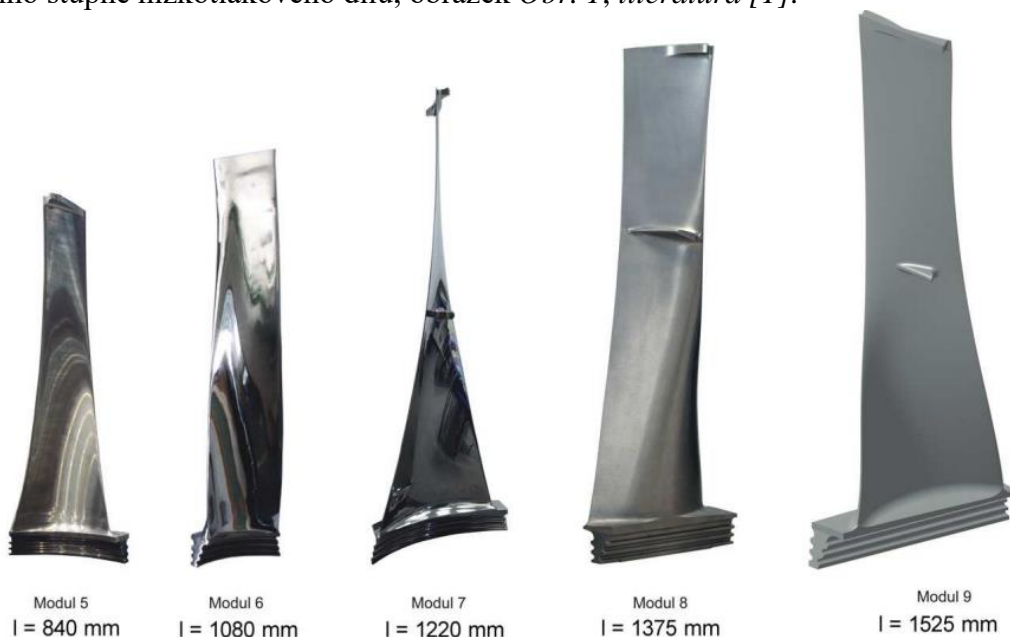
Obr. 39: Kompresie na přetlakové straně za náběžnou hranou pro $M_1=0,8$	45
Obr. 40: Šlírový obraz interakce odlehle čelní rázové vlny mezní vrstvou na přetlakové straně profilu, TR-U-9	45
Obr. 41: Proudové pole pro $M_1=0.786$ a $M_{2is} = 1,611$ (měřeno se šikmou perforovanou stěnou na výstupu)	46
Obr. 42: Supersonické proudové pole v blízkosti zvukové čáry	46
Obr. 43: Interakce vnitřní větve výstupní rázové vlny s mezní vrstvou na podtlakové straně sousedního profilu a nesymetrické obtékání odtokové hrany	47
Obr. 44: Rozložení izentropického Machovo čísla u podtlakové strany profilu.....	48
Obr. 45: Rozložení izentropického Machovo čísla u přetlakové strany profilu.....	48
Obr. 46: Poloha a tvar zvukové čáry:měření Režimu 1 (modře), CFD simulace režim PR1 (červeně).....	49
Obr. 47: Šlírový obraz proudového pole pro Režim 1	49

Seznam tabulek

Tab 1: Hlavní geometrické parametry profilu a profilové mříže TR-U-9.....	23
Tab 2: Okrajové podmínky výpočty CFD pro pracovní režim PR1 – Indie	26
Tab 3: Okrajové podmínky výpočty CFD pro pracovní PR2 – Temelín	26
Tab 4: Výsledky výpočtů pro pracovní režim PR1 – Indie s SST bezpřechodovým modelem turbulence a kratší délkou výstupní oblasti	27
Tab 5: Výsledky výpočtů pro pracovní režim PR1 – Indie s SST γ - $Re\theta$ modelem turbulence a kratší délkou výstupní oblasti.....	27
Tab 6: Výsledky výpočtů pro pracovní režim PR2 – Temelín s SST bezpřechodovým modelem turbulence a kratší délkou výstupní oblasti	27
Tab 7: Výsledky výpočtů pro pracovní režim PR2 –Temelín s SST γ - $Re\theta$ modelem turbulence a kratší délkou výstupní oblasti	27
Tab 8: Výsledky výpočtů pro pracovní režim PR1 – Indie s SST s bezpřechodovým modelem turbulence a delší délkou výstupní oblasti	27
Tab 9: Výsledky výpočtů pro pracovní režim PR1 – Indie s SST γ - $Re\theta$ modelem turbulence a kratší délkou výstupní oblasti.....	27
Tab 10: Výsledky výpočtů pro pracovní režim PR2 – Temelín s SST bezpřechodovým modelem turbulence a delší délkou výstupní oblasti	28
Tab 11: Výsledky výpočtů pro pracovní režim PR2 –Temelín s SST γ - $Re\theta$ modelem turbulence a kratší délkou výstupní oblasti	28
Tab 12: Geometrické parametry turbínové mříže	39
Tab 13: Režimy tunelového měření	41

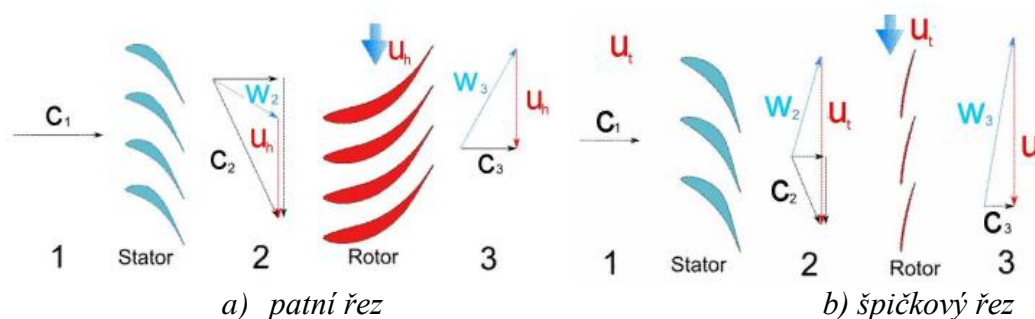
1. Úvod

Poslední stupeň nízkotlakového dílu turbíny má významný vliv na celkový výkon a účinnost turbíny, literatura [1]. V turbínách velkého výkonu je účinnost závislá na výstupní ztrátě, na velikosti kinetické energie proudu pracovní páry vystupující z posledního stupně nízkotlakového dílu. Závisí na výstupní ploše oběžných lopatek posledního stupně a na počtu výstupních průřezů nízkotlakových dílů turbín. Pro snížení výstupní ztráty je tedy nutné zvětšit buď počet výstupních ploch, nebo délku oběžných lopatek posledního stupně, nebo obojí, literatura [2]. V praxi se akceptuje rozsah výstupní rychlosti proudu pracovní páry v rozsahu od 150 m/s do 250 m/s. Pro zvětšení výstupní plochy posledního stupně nízkotlakového dílu turbíny výrobce Doosan Škoda Power, s.r.o. postupně vyvinula řadu oběžných lopatek posledního stupně nízkotlakového dílu, obrázek Obr. 1, literatura [1].



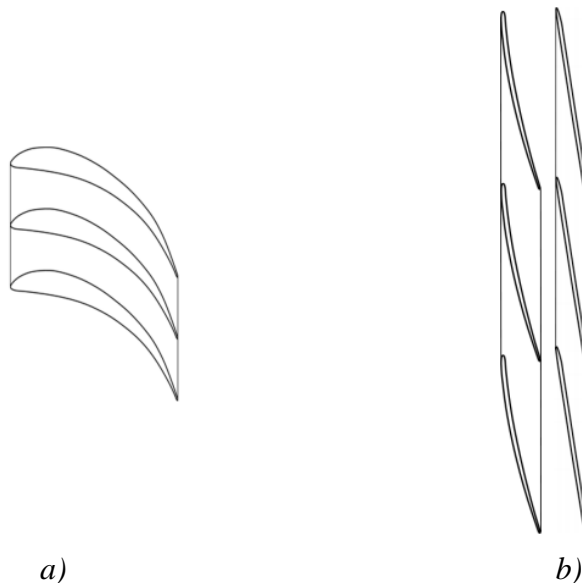
Obr. 1: Modulová řada oběžných lopatek určených pro poslední stupeň nízkotlakového dílu parní turbíny velkého výkonu

Při návrhu lopatky turbíny má velký význam tvar profilu lopatky. Lopatky tvoří mříž, což znamená, že profil lopatek tvoří mezilopátkový kanál, který ovlivňuje proudění pracovního média. Na obrázku Obr. 2 vidíme rychlostní trojúhelníky, které charakterizují velikost a směr rychlostí proudu v patním a špičkovém řezu stupně s velmi dlouhými oběžnými lopatkami.



Obr. 2: Rychlostní trojúhelníky pro poslední stupeň nízkotlakového dílu, literatura [1]

Z obrázku *Obr. 2* je zřejmé, že obvodová rychlost u a relativní rychlost w na výstupu z rotorové mříže na špičce mají velkou hodnotu, která může překročit rychlost zvuku. Směr absolutní rychlosti na výstupu c se blíží v nominálním provozu k axiálnímu směru.



Obr. 3: Schéma turbínové mříže velmi dlouhé oběžné lopatky: a) patní řez, b) dva příklady špičkových řezů, literatura [3]

Na obrázku *Obr. 3b* jsou ukázány dvě profilové mříže na špičce oběžné lopatky, původní a inovační. Průtočný průřez v původní profilové mříži je konvergentně divergentní. Je tvořená profilem s poměrně výrazným prohnutím jeho střednice, jak je zobrazeno v levé části obrázku *Obr. 3b*. Úhel nastavení inovované profilové mříže je v porovnání s původní variantou menší, tomu odpovídá menší velikost hrdla mříže, tedy při stejných termodynamických parametrech na vstupu a výstupu menší hmotový průtok. Pro tuto mříž, na obrázku *Obr. 3b* vpravo, byl navržen plochý superosonický profil, u kterého je křivostně tvarovaná pouze jeho náběžná a odtoková hrana, více v literatuře [3].

V této práci je provedena numerická simulace transsonického proudu pracovní látky profilovou mříží s malým otočením proudu. Je potřeba poznamenat, že pro simulace byla profilová mříž zmenšena (*Tab. 1*). Důvodem přeměřítkování bylo možnost srovnat výpočty s validačním měření panem docentem Luxou ve vysokorychlostním aerodynamickém vzduchovém tunelu v laboratoři v Novém Kníně Ústavu termomechaniky Akademie věd České republiky. Pro matematické modelování (CFD) byl použit komerční program ANSYS CFX. Geometrie profilové mříže a výpočtová síť byly vytvořeny v programu GMSH.

Bylo simulováno dva pracovní režimy, které se liší mezi sebou hodnotou statického tlaku na výstupu a výstupního izoentropického Machovo čísla. První pracovní režim PR1 simuluje poslední stupeň nízkotlakového dílu parní turbínu s výkonem 800 MW pracující v elektrárně v Indii s vyšším protitlakem na výstupu v kondenzátoru. Pracovní režim PR2 s nižším protitlakem na výstupu simuluje poslední stupeň nízkotlakového dílu parní turbíny s výkonem 1200 MW, která je určena pro jadernou elektrárnu Temelín.

Každý režim byl simulován pro dva turbulентní modely: SST (Stress Shear Transport) bez přechodu a SST γ - $Re\theta$ s přechodem. Pomocí simulace s turbulентním modelem SST γ - $Re\theta$ je možné zjistit místo přechodu mezní vrstvě z laminárního do turbulентního proudění.

Na výstupu výpočetní oblasti může vzniknout rázová vlna, která je odrazem vnější větve rázové vlny od podtlakové strany lopatky. Pokud dopadne na podtlakovou stranu lopatky, ovlivní průběh izoentropického Machovo čísla a součinitele tření. Tuto poruchu proudu lze

odstranit nastavením bezodrazové podmínky na výstupu. Výpočtový program ANSYS CFX ale neumožňuje nastavit tuto bezodrazovou podmínku s konstantním statickým tlakem na výstupu. Je však možné pomocí prodloužením výstupní oblasti výpočtu snížit nežádoucí vliv odrazu od výstupu. Proto režimy s každým modelem turbulence byly simulovány vždy s krátkou a dlouhou výstupní výpočtovou oblastí.

Výsledky numerických simulací proudu lopatkové mříže TR-U-9 byly validovány měřeními na vysokorychlostním aerodynamickém vzduchovém tunelu v laboratoři v Novém Kníně ÚT AVČR v.v.i..

2. Obecný popis transsonického proudění v turbínové lopatkové mříži

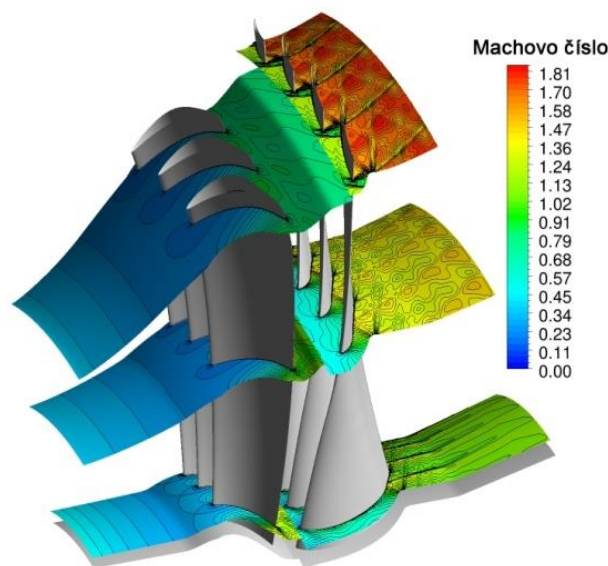
Hlavní charakteristikou transsonického proudění je jeho rychlost s hodnotou místní rychlosti zvuku. Transsonické proudění může mít jednu subsonickou a jednu supersonickou oblast nebo někdy i více těchto oblastí ve zkoumaném proudovém poli, *literatura [4]*.

V závislosti na charakteru proudění má potenciální linearizovaná rovnice (2.1) různý charakter. V subsonické oblasti ($M_\infty < 1$) je rovnicí eliptického typu a pro supersonickou oblast ($M_\infty > 1$) je rovnicí hyperbolickou *literatura [4]*:

$$(1 - M^2)\varphi_{xx} + \varphi_{yy} = 0 \quad (2.1)$$

kde φ je rychlostní poruchový potenciál a M je Machovo číslo proudu. Z Prandtlovy – Glauertovy rovnice (2.1) plyne, že pokud je rychlost proudu rovna rychlosti zvuku, tak ypsilonová složka poruchové rychlosti závisí jenom na souřadnici x , *literatura [4]*.

Při provozu velmi dlouhých lopatek s deskovým profilem na špičce posledního stupně nízkotlakového dílu vzniká aerodynamické ucpání v mezilopatkovém kanálu, *literatura [5]*. Protože oběžná lopatka je velmi dlouhá, její vstupní relativní rychlost může na špičce lopatky překročit rychlost zvuku. Obrázek *Obr. 4* ukazuje, že proudění na špičce dlouhých oběžných lopatek kola posledních turbínových stupňů má transsonický charakter ve všech průřezech mezilopatkového kanálu.



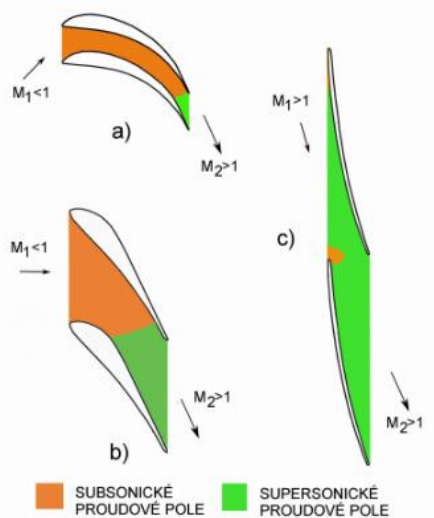
Obr. 4: Poslední stupeň nízkotlakového dílu parní turbíny s velmi dlouhou oběžnou lopatkou, literatura [1]

Vstupní Machovo číslo proudu u profilových mříží na špičce oběžných lopatek se obvykle pohybuje kolem hodnoty $M_1 = 0,9$. Hodnota vstupního Machovo čísla závisí na úhlu náběhu proudu. Pokud je úhel náběhu záporný, pak vstupní Machovo číslo může dosáhnout supersonické hodnoty. Výstupní izentropické Machovo číslo dosahuje u velmi dlouhých oběžných lopatek hodnoty $M_{2is} = 2,0$, *literatura [6]*.

V případě turbínových mříží s profily deskového typu je hodnota úhlu otočení proudu malá, nepočítáme-li se supersonickým odklonem proudu na výstupu z mříže. Důležitým parametrem, který ovlivňuje proudění v mezilopatkovém kanálu je také rozteč mezi lopatkami.

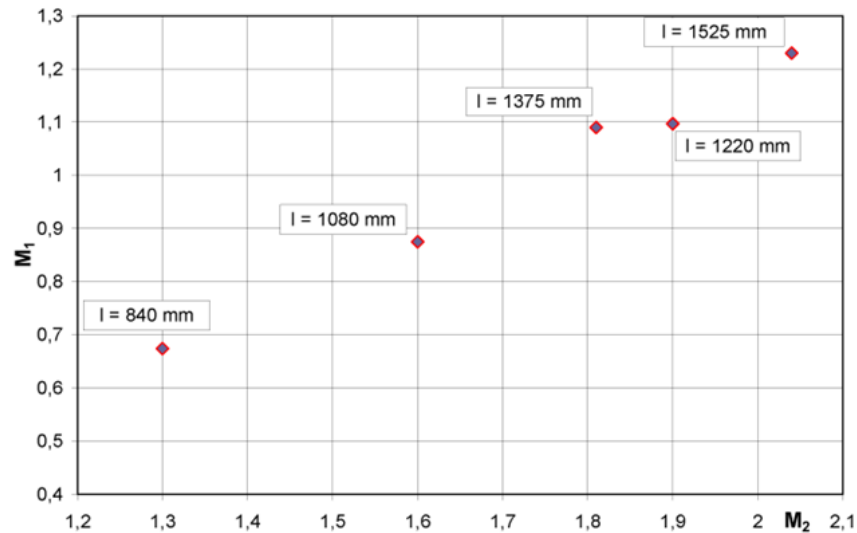
Často, při větších roztečích může dojít i k tomu, že mezilopátkový kanál není vůbec vytvořen, a pak řešíme proudění v soustavě izolovaných profilů.

Supersonická oblast vzniká po překročení kritického Machova čísla nejprve na podtlakové straně profilu. Postupně narůstá a spojí se s místní supersonickou oblastí na přetlakové straně sousední lopatky, která se začala vyvíjet později, *literatura [5]*. Supersonická oblast proudu je ohraničena zvukovou čarou. Vývoj a velikost oblasti supersonického proudění ve zkoumaném mezilopátkovém kanálu a jeho vstupní a výstupní části závisí na jeho vzdálenosti od paty lopatky a na tvaru profilů. U špiček velmi dlouhých oběžných lopatek proudění na vstupu často mění svůj charakter ze subsonického na supersonický. Jako důsledek vzniká systém rázových vln před náběžnou hranou. To znamená, že směrem ke špičce, velikost oblasti se supersonickým prouděním narůstá a naopak, velikost oblasti se subsonickým prouděním klesá, obrázek *Obr. 5*. Na tomto obrázku také vidíme, že zvuková čára v řezu se posouvá proti proudu se zvětšující se vzdáleností od paty lopatky.



Obr. 5: Zobrazení proudového pole ve třech řezech oběžné lopatky s délkou 1375 mm. na subsonickou a supersonickou část a) patní řez; b) středový řez c) špičkový řez, literatura [1]

Na obrázku *Obr. 6* je zřejmé, že pro velmi dlouhé oběžné lopatky, rozumní se s délkou pracovního listu větší než 1300 mm, je Machovo číslo na vstupu a výstupu špičkového profilu větší než jedna.



Obr. 6: Vývoj vstupního a výstupního Machova čísla na špičce pro lopatky různých délek, literatura [1]

2.1. Metoda charakteristik

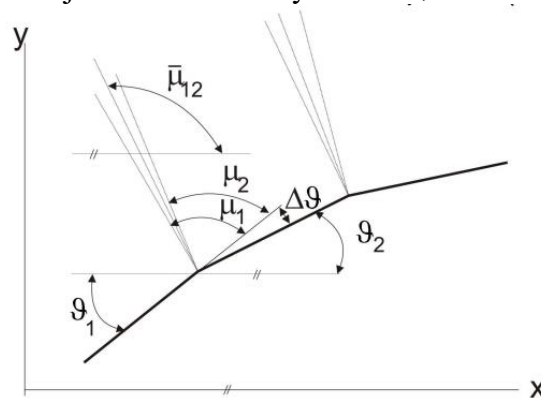
Pro popis supersonické oblasti je používána metoda charakteristik, pomocí které je možné řešit hyperbolický tvar Prandtlovy –Glauertovy rovnice (2.1) v supersonické oblasti. Metoda charakteristik předpokládá, že řešením vlnové rovnice (2.1) jsou charakteristiky, tzv. Machovy čáry, podél kterých se šíří malé poruchy proudu. Dané poruchy mají konečnou velikost s intenzitou $\Delta\omega$. Pomocí rovnice (2.2) můžeme vidět vazbu mezi intenzitou poruch a odklonem proudu, literatura [1].

$$\Delta\vartheta = \pm\Delta\omega \quad (2.2)$$

znaménko před $\Delta\omega$ ukazuje druh charakteristiky. Kladné znaménko značí charakteristiku druhého druhu (expansní vlna), záporné znaménko značí charakteristiku prvního druhu (kompresní vlna), literatura [1].

Charakteristiky prvního druhu jdou vždy vlevo ve směru proudu a charakteristiky druhého druhu jdou vždy vpravo ve směru proudu, literatura [1].

V řešení supersonických proudových polí metodou charakteristik se stěna nahrazuje přímkovými úseky, které svírají mezi sebou malý úhel $\Delta\vartheta$, literatura [1].



Obr. 7: Aproximace spojitého tvaru stěny v metodě charakteristik, literatura [1]

Úhel $\bar{\mu}_{12}$ pro střední charakteristiku (viz obrázek Obr. 7) je možné zjistit pomocí rovnice (2.3)

$$\bar{\mu}_{12} = \frac{\mu_1 + \mu_2 + \vartheta_1 + \vartheta_2}{2} \quad (2.3)$$

kde μ_1 a μ_2 jsou Machovy úhly pro rychlost před vlnou a za ní, *literatura [1]*.
Machův úhel je možné spočítat pomocí rovnice (2.4), *literatura [1]*

$$\mu = \pm \arcsin \left[\frac{1}{M_*} \sqrt{\frac{\kappa + 1 - (\kappa - 1)M_*^2}{2}} \right] \quad (2.4)$$

kde M_* je kritické Machovo číslo, znaménko kladné platí pro kompresní vlnu a záporné pro expansí vlnu, *literatura [1]*.

Rozepsáním vztahu (2.2) dostaneme vztah (2.5), *literatura [1]*

$$\vartheta - \vartheta_0 = \mp [\omega(M_*) - \omega(M_{*0})] \quad (2.5)$$

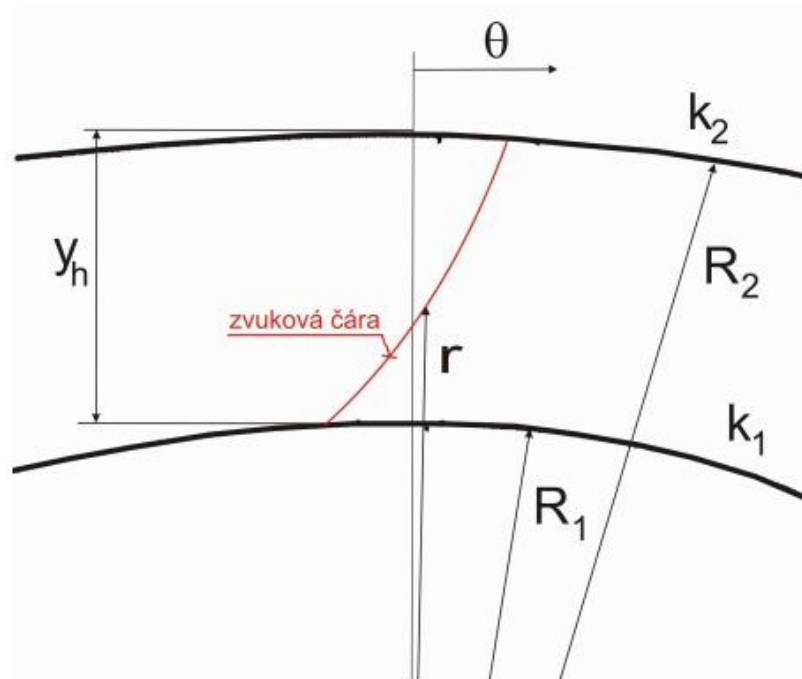
kde znaménko $-$ platí pro charakteristiky prvního druhu a znaménko $+$ platí pro charakteristiky druhého druhu, $\omega(M_*)$ je Prandtlovy-Meyerovy funkce, kterou je možné zjistit pomocí vztahu (2.6), *literatura [1]*

$$\omega(M_*) = \sqrt{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}} \arctg \sqrt{\frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \frac{M_*^2 - 1}{1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} M_*^2}} - \arctg \sqrt{\frac{M_*^2 - 1}{1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} M_*^2}} \quad (2.6)$$

Prandtlovo-Mayerova funkce definuje úhel odklonu proudu při zvýšení kritické rychlosti z hodnoty $M_* = 1$ a supersonickou hodnotu M_* . Graficky je reprezentována epicykloidou v rovině (M_*, ϑ) , *literatura [1]*. Osvojení zásad metody charakteristik nám umožňuje nejen řešit snadno supersonická proudová pole, ale rovněž je důležitým nástrojem při popisu příčin řady jevů v supersonickém proudovém poli.

2.2. Zvuková čára a rekompresní oblast

Tvar a poloha zvukové čáry závisí na geometrii mříže, poměrná rozteči a úhlu otočení proudu. V Prandtlově - Mayerově proudění je zvuková čára vždy kolmá k proudnici před expanzí, protože proudnice v okolí zvukové čáry má nulovou křivost. To je splněno málokdy. Tvar zvukové čáry proto určujeme pomocí poloempirických a empirických metod. Na obrázku *Obr. 8* můžeme vidět schéma pro určení tvaru zvukové čáry v polárních souřadnicích $[r, \theta]$ kdy nahrazujeme okolní povrchy kružnicemi, viz *literatura [1]*.



Obr. 8: Analytické stanovení tvaru zvukové čáry metodou charakteristik

Daný tvar zvukové čáry je řešením rovnice (2.7), literatura [1]:

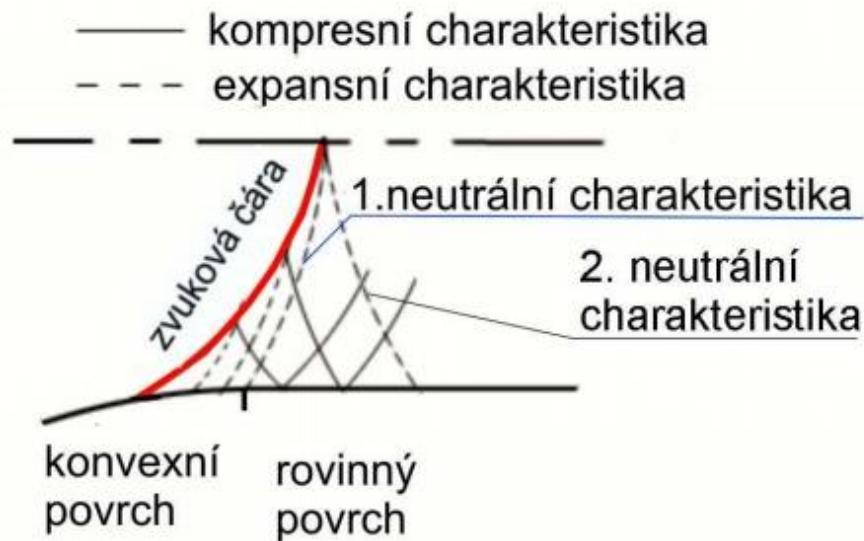
$$\theta \left[\frac{1 - \varepsilon}{(\kappa + 1) \frac{y_h}{R_1}} \right]^{\frac{1}{2}} = -\frac{\varepsilon + 2 y_h}{6} \frac{y_h}{R_1} + \bar{r} - \frac{1 - \varepsilon R_1}{2} \frac{\bar{r}^2}{y_h} \quad (2.7)$$

kde

$$\varepsilon = \frac{y_h + R_1}{R_2} \quad (2.8)$$

$$\bar{r} = \frac{r - R_1}{R_1} \quad (2.9)$$

V nejužším místě kanálu je tvar zvukové čáry pro ideální nevazké tekutiny s parametry nezávislými v čase daný zakřivením kanálu v místě geometrického hrdla. Na obrázku Obr. 42 můžeme vidět, že na podtlakové straně profilu je rychlost zvuku proudu překročena již před geometrickým hrdlem. Daný jev je výsledkem tvaru zvukové čáry. Na podtlakové straně za zvukovou čarou vznikají expanzní vlny, které dopadají na zvukovou čáru a odráží se ve formě kompresních vln. Vzniklé kompresní vlny dopadají na podtlakovou stranu profilu a odráží jako kompresní vlny. Protože podtlakové strany profilu je zakřivená, odrazem nabíhajících kompresních vln nejsou jen kompresní ale i expanzní vlny. Odrážené kompresní a expanzní vlny jsou ve stejném směru (viz obrázek Obr. 42). Tato kombinace kompresních a expanzních vln zpomaluje expanzi proudu, literatura [1].

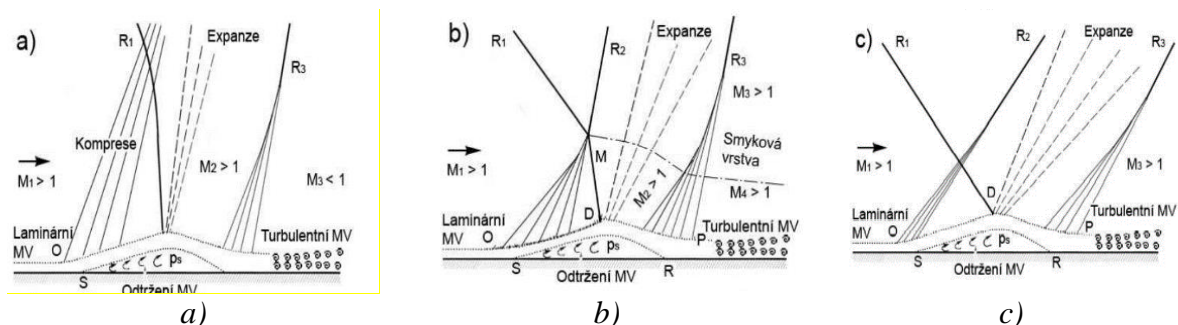


Obr. 9: Princip vzniku kompresní oblasti v supersonickém proudovém poli, literatura [1]

Kompresní vlny, které dopadají na rovinný povrch podtlakové strany, mezi první a druhou neutrální charakteristikou, se odráží opět jako kompresní vlny, a tak vzniká tzv. rekompresní oblast (viz obrázek Obr. 9). V rekompresní oblasti probíhá supersonická komprese. Supersonická komprese se nastává u dlouhých lopatek při jejich nominálních režimech, literatura [1]. Rekompresní oblast je často příčinou přechodu laminární mezní vrstvy do vrstvy turbulентní.

2.3. Interakce rázové vlny s mezní vrstvou na podtlakové straně profilu

U dlouhých lopatek oběžného kola posledního stupně nízkotlakového dílu dochází po celé délce lopatkového listu k interakci vnitřní větve výstupní rázové vlny s mezní vrstvou na podtlakové straně sousedního profilu, literatura [1]. Existují dva hlavních typy interakce rázové vlny s mezní vrstvou: interakce s laminární mezní vrstvou a interakce s turbulентní mezní vrstvou. Interakce s laminární mezní vrstvou lze charakterizovat třemi situacemi, které jsou znázorněny na obrázku Obr. 10.

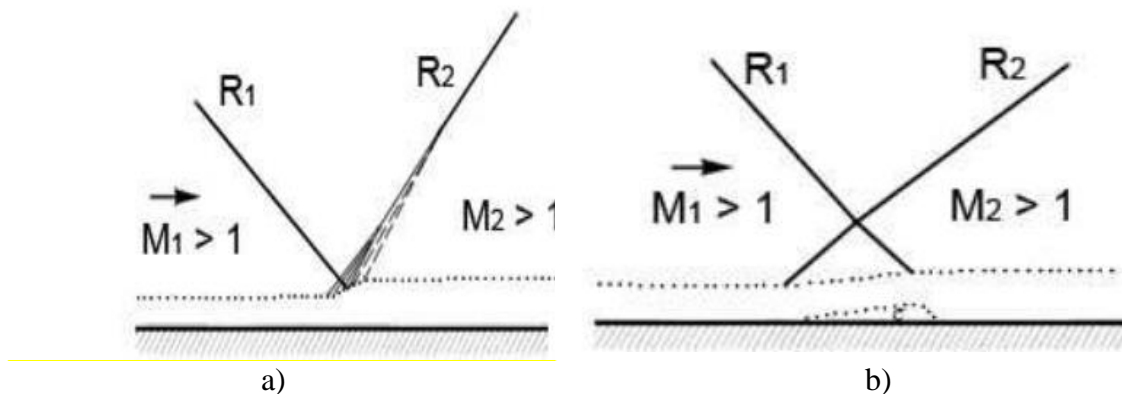


Obr. 10: Interakce šikmé rázové vlny s laminární mezní vrstvou: a) bez vzniku „odražené“ vlny, b) Machův odraz, c) řádný odraz, literatura [1]

Jsou charakterizovány náhlým nárůstem tlaku v místě dopadu rázové vlny, důsledkem je odtržení laminární mezní vrstvy. V místě odtržení má rychlost proudu opačný směr, to vede ke vzniku slabých kompresních vln, obrázek Obr. 10. Tyto slabé kompresní vlny jak v případě

Machova odrazu, tak při řádném odrazu, vytvářejí šikmou rázovou vlnu R_2 , která běží vlevo. Může nastat situace, že úhel šikmé rázové vlny R_1 je takový, že neumožní vznik odrazu a vzniku vlny R_2 . Potom se mezní vrstva chová jako volná hranice s konstantním tlakem p_s , a výsledkem je, že za místem dopadu vlny R_1 vzniká soustava expančních vln. Během expanse proud mění svůj směr. Po expansi ve všech třech situacích vzniká rázová vlna R_3 . Tlakové poruchy v laminární mezní vrstvě vedou obvykle ke vzniku přechodu do turbulentní mezní vrstvy, *literatura [1]*. V návrhových stavech proudových poli se setkáváme běžně s řádným odrazem (viz obrázek *Obr. 10c*). Příklad bez odrazu a Machův odraz se vyskytují nejčastěji v nenávrhových proudových polích.

Interakce s laminární mezní vrstvou vede k velké disipaci energie. Navíc laminární mezní vrstva je silně citlivá na poruchy tlakového gradientu proudu, *literatura [1]*.



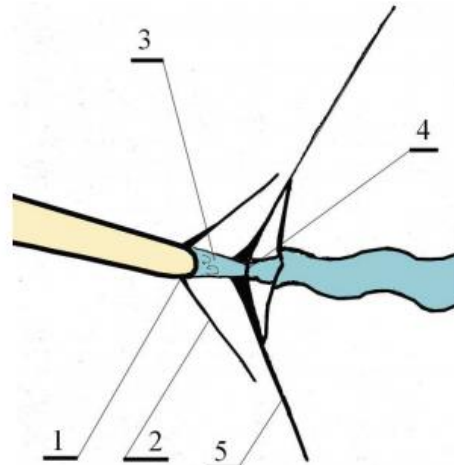
Obr. 11: Interakce šikmé rázové vlny s turbulentní mezní vrstvou: a) bez odtržení mezní vrstvy, b) s odtržením mezní vrstvy, literatura [1]

Na obrázku *Obr. 11* jsou schémata interakce šikmé rázové vlny s turbulentní mezní vrstvou. Během této interakce dochází ke dvěma variantám interakcí: a to bez odtržení a s malým odtržením turbulentní mezní vrstvy. Při interakcích vzniká jen jedna odrazová rázová vlna R_2 , která je důsledkem zakřivení proudu za místem odtržení tekutiny. Za určitých podmínek vzniká u povrchu odtržení se separační bublinou. Důsledkem interakcí je vždy narůst tloušťky turbulentní mezní vrstvy, *literatura [1]*.

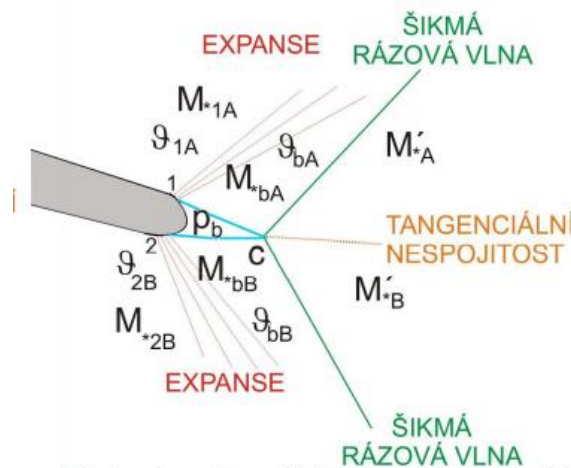
2.4. Supersonické proudění okolo odtokové hrany turbínové mříže

Supersonické proudění v oblasti odtokové hrany má složitý charakter, obrázek *Obr. 12*.

Za místem odtržení proudu na odtokové hraně se objeví recirkulační oblast úplavu, která má zužující charakter a malou délku, a je ohraničena smykovou vrstvou. V nejužším místě hrdla, recirkulační oblasti, je supersonický proud na obou stranách nucen změnit směr (viz obrázek *Obr. 11*). To vede ke vzniku dvojice výstupních rázových vln, které interagují se slabou rázovou vlnou. Důsledkem této interakce je rázová vlna ve tvaru řeckého písmena lambda, *literatura [1]*.



Obr. 12: Schéma transsonického proudění na odtokové hraně profilu (bez znázornění supersonické expanse): 1-separační bod, 2- separační rázová vlna, 3-recirkulační oblast, 4- hrdlo recirkulační oblasti, 5- výstupní rázová vlna



Obr. 13: Obtékání tlusté oblé odtokové hrany, nevazké proudění

Na obrázku *Obr. 13* vidíme schéma supersonického obtékání oblé odtokové hrany. Na podtlakovou stěnu nabíhá proud s úhlem náběhu ϑ_{1A} a bezrozměrovou rychlosti M_{*1A} . V bodě 1 začíná Prandtlova -Mayerova expanse tekutiny, která pokračuje podél oblého povrchu odtokové hrany. Proces expanse končí v místě se statickým tlakem p_b . Po expansi má úhel proudu hodnotu ϑ_{bA} a bezrozměrovou rychlost o hodnotě M'_{*bA} . Za odtokovou hranou vznikne klidová oblast s konstantním statickým tlakem p_b , který je tlakem na dno. Mezi body 1 a C je proudnice, podél které je statický tlak a celkový tlak konstantní. Na této proudnici je konstantní rychlost. Na přetlakové straně podél oblé odtokové hraně je stejný mechanismu expanse, který začíná v bodě 2. Mezi bodem 2 a C je proudnice, která je analogická proudnici mezi body 1 a C. Klidová oblast je ohraničená spojnicemi bodů 1-C a 2-C. Tlak p_b je stejný pro obě strany a je parametrem, který ovlivňuje na Prandtlovo-Mayerovo expansi po obě strany profilu na oblé odtokové hraně, literatura [1].

V bodě C vznikají dvě šikmé rázové vlny. Před rázovými vlnami má proud různé úhly ϑ_{bA} a ϑ_{bB} , ale po překročení rázových vln se proudy otočí v okolí tangenciální nespojitosti tak, že jejich úhly budou shodné. Pomocí níže uvedených rovnic lze určit poměr parametrů proudu před a za šikmou rázovou vlnou, literatura [1].

Vztah (2.7) určuje poměr statického tlaku před a za šikmou rázovou vlnou

$$\frac{p'}{p} = \frac{2\kappa}{\kappa + 1} \frac{2M_*^2}{\kappa + 1 - (\kappa - 1)M_*^2} - \frac{(\kappa - 1)}{(\kappa + 1)}, \quad (2.7)$$

Vztahy (2.8), (2.9) a (2.10) určují poměr hustot, teplot a celkových tlaků před a za šikmou rázovou vlnou

$$\frac{\rho'}{\rho} = \frac{(\kappa + 1)M_*^2 \sin^2 \beta}{(\kappa + 1) - (\kappa - 1)M_*^2 \cos^2 \beta} \quad (2.8)$$

$$\frac{T'}{T} = \left[\frac{2\kappa}{\kappa + 1} \frac{2M_*^2 \sin^2 \beta}{\kappa + 1 - (\kappa - 1)M_*^2} - \frac{(\kappa - 1)}{(\kappa + 1)} \right] \frac{\kappa + 1 - (\kappa - 1)M_*^2 \cos^2 \beta}{(\kappa + 1)M_*^2 \sin^2 \beta} \quad (2.9)$$

$$\frac{p_0'}{p_0} = \left[\frac{(\kappa + 1)M_*^2 \sin^2 \beta}{(\kappa + 1) - (\kappa - 1)M_*^2 \cos^2 \beta} \right]^{\kappa} \left[\frac{2\kappa}{\kappa + 1} \frac{2M_*^2 \sin^2 \beta}{\kappa + 1 - (\kappa - 1)M_*^2} - \frac{(\kappa - 1)}{(\kappa + 1)} \right]^{\frac{-1}{\kappa - 1}} \quad (2.10)$$

kde M_* je bezrozměrová rychlost před rázovou vlnou, β je úhel šikmou rázovou vlnou a rychlostí před šikmou rázovou vlnou.

Rovnice (2.11) definuje úhel odklonu proudu při překročení šikmé rázové vlny, *literatura [1]*

$$\delta = \arctg \left[\frac{2M_*^2 \sin^2 \beta + (\kappa - 1)M_*^2 - \kappa - 1}{\kappa + 1 + 2M_*^2 \cos^2 \beta} \frac{1}{\operatorname{tg} \beta} \right] \quad (2.11)$$

Vztah (2.12) definuje bezrozměrovou rychlost po překročení šikmé rázové vlny, *literatura [1]*

$$M_*' = \sqrt{M_*^2 \cos^2 \beta + \frac{[\kappa + 1 - (\kappa - 1)M_*^2 \cos^2 \beta]^2}{(\kappa + 1)M_*^2 \sin^2 \beta}} \quad (2.12)$$

3. CFD simulace v turbínové mříži

Geometrické parametry profilu TR-U-9 a jeho uspořádání do profilové mříže je uvedeno v tabulce *Tab. 1*. Jsou shodné pro CFD výpočty i pro měření ve vysokorychlostním aerodynamickém vzduchovém tunelu. Protože proudícím médiem v měřené profilové mříži byl suchý vzduch, je suchý vzduch, pojímaný jako ideální plyn, rovněž použit jako pracovní látka v CFD výpočtech. Úhel nastavení je měřen od osového směru, jeho hodnota v matematické orientaci od obvodového směru je uvedena v závorce.

Tab 1: Hlavní geometrické parametry profilu a profilové mříže TR-U-9

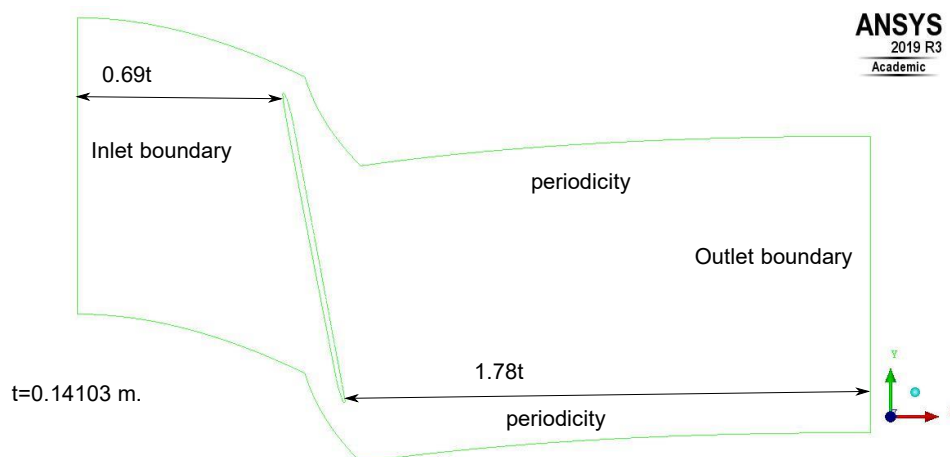
profil		
tětiva	c [mm]	150
osová tětiva	b [mm]	29,0

profilová mříž		
rozteč	s [mm]	141,0
poměrná rozteč	s/c	0,940
úhel nastavení	γ [°]	78,8 (-11,2)
hrdlo	o [mm]	23,9

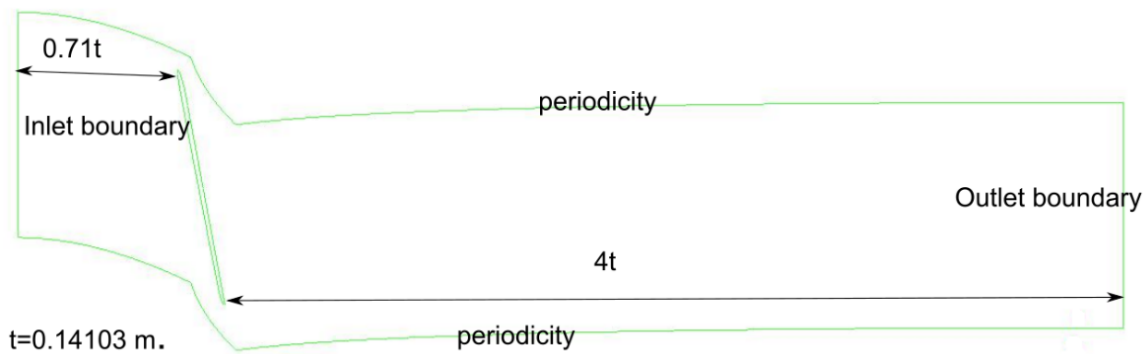
Poznámka: Ve firmě Doosan Škoda Power byl navržen profil TR-U-9 pro špičku oběžné lopatky posledního stupně turbíny s délkou pracovního listu 1375 mm, obrázek *Obr. 1*. Pro CFD výpočty a tunelová měření byly rozměry profilu měřítkovány na tětivu 150 mm při zachování stejné hodnoty poměrné rozteče profilové mříže.

3.1. Výpočetní oblast a výpočetní síť

CFD simulacemi byla zkoumána profilová mříž na špičce velmi dlouhé oběžné lopatky označená TR-U-9. Výpočetní síť a výpočetní oblast byla vytvořena pomocí programu GMSH ve dvou variantách lišícími se délkou výstupní oblasti. Na obrázku *Obr. 14* je varianta kratší výstupní oblasti s délkou 1,78 násobku rozteče a na obrázku *Obr. 15* delší výstupní oblast s délkou 4 rozteče.



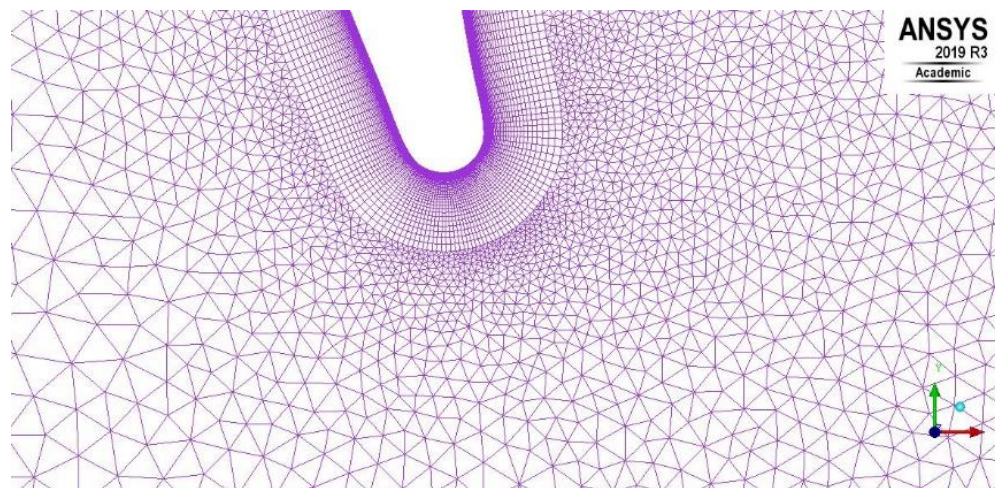
Obr. 14: Výpočetní oblast s kratším výstupem



Obr. 15: Výpočetní oblast s dlouhým výstupem

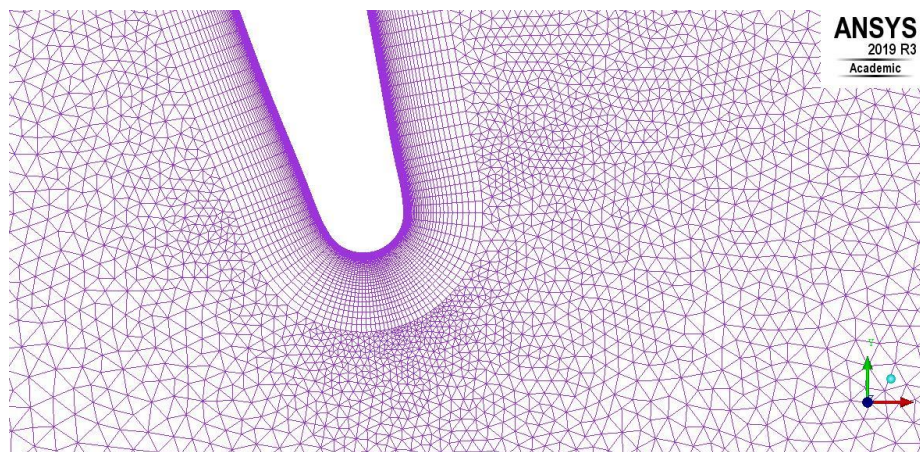
V dalších kapitolách této práce bude uveden vliv délky výstupní oblasti na výsledky simulace proudění.

Obrázek Obr. 16 ukazuje detail výpočetní sítě u odtokové hrany profilu s krátkou variantou délky výpočetní oblasti. Vidíme, že větší část nestructurované sítě a je tvořena přibližně 167 000 trojúhelníkovými buňkami. Pro modelování mezních vrstev u povrchu profilu byla vytvořena strukturovaná síť s asi 54 500 obdélníkových buněk. Mezní vrstva má tloušťku 10^{-3} m a skládá se z několika dílčích vrstev, ze kterých ta nejtenčí 10^{-6} m je na povrchu profilu lopatky.



Obr. 16: Detail výpočtové sítě s krátkou výstupní délkou výpočtové oblasti

Podobně jako výpočtová síť s kratší délkou výstupní výpočtové oblasti byla vytvořena výpočtová síť s delší výstupní výpočtovou oblastí, obrázek Obr. 17. Její větší část je nestructurovaná se zhruba 379 000 trojúhelníkovými buňkami a menší část je strukturovaná asi se 63 000 obdélníkovými buňkami vytvořenými pro modelování mezní vrstvy u povrchu profilu. Mezní vrstva u použité sítě má opět tloušťku 10^{-3} m a skládá se z dílčích vrstev, ze kterých nejtenčí 10^{-6} m je na profilu lopatky. U obou variant výpočtové sítě jsou všechny výpočtové buňky ve směru souřadnice z vysoké 1 mm, výpočtová síť je v tomto směru tvořena jen jednou buňkou. Střední hodnoty y^+ na profilu pro různé varianty výpočtové sítě, pracovní režimy a modely turbulence jsou v rozsahu od 0,32 do 0,41.



Obr. 17: Detail výpočetní sítě s dlouhou výstupní délkou výpočtové oblasti

3.2. Modely turbulence

Pro numerickou CFD simulaci byl použitý plně turbulentní a přechodový model turbulence, který modeluje přechod laminární mezní vrstvy do mezní vrstvy turbulentní.

SST (Stress Shear Transport) je kombinací dvou modelů turbulence označovaných jako $k-\epsilon$ a $k-\omega$, literatura [7]. SST model zavádí přepínací funkci F_1 , která svojí hodnotou 1 aktivuje u stěny $k-\omega$ a nulovou hodnotou aktivuje model turbulence $k-\epsilon$ ve volném proudu. Použitý model turbulence respektuje efekt transportu turbulentních smykových napětí $\tau = -\rho \overline{u'v'}$ tím, že uvažuje totální derivaci napětí v čase popsanou rovnicí (3.1), literatura [8]:

$$\frac{D\tau}{Dt} = \frac{\partial \tau}{\partial t} + u_k \frac{\partial \tau}{\partial x_k} \quad (3.1)$$

SST model turbulence je popsán dvěma rovnicemi, a to transportní rovnicí pro kinetickou turbulentní energii, rovnice (3.2) a transportní rovnicí pro parametr ω , který charakterizuje disipaci turbulentní kinetické energie rovnice (3.3), literatura [9]:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{U}_j k)}{\partial x_j} = P_k - D_k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{U}_j \omega)}{\partial x_j} = & P_k \frac{\alpha}{\nu_t} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \\ & + (1 - F_1) 2\rho \sigma_{\omega^2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (3.3)$$

kde hodnoty P_k a D_k mají význam produkce disipace turbulentní kinetické energie.

Výpočty CFD simulací zahrnují také modelování turbulence pomocí přechodového modelu. Proto byl k SST modelu turbulence byl zapojen přechodový model $\gamma\text{-Re}_\theta$, který zahrnuje dvě transportní rovnice a to pro přírůsty koeficientu intermitence a hodnoty lokálního Reynoldsovo čísla vztáženého na hybnostní tloušťku mezní vrstvy.

Transportní rovnice koeficientu intermitence je uvedena rovnicí (3.4), literatura [9]:

$$\frac{\partial(\rho \gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{U}_j \gamma)}{\partial x_j} = P_\gamma - E_\gamma + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\gamma} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right] \quad (3.4)$$

kde P_γ a E_γ reprezentují produkci a disipace koeficientu intermitence.

Rovnice (3.5) je transportní rovnicí pro místní Reynoldsovo číslo vztaženého na hybnostní tloušťku mezní vrstvy, *literatura* [9]:

$$\frac{\partial(\rho \overline{Re_{\theta t}})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \overline{U_j Re_{\theta t}})}{\partial x_j} = P_{\theta t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\sigma_{\theta t} (\mu + \mu_t) \frac{\partial \overline{Re_{\theta t}}}{\partial x_j} \right] \quad (3.5)$$

ve které je $P_{\theta t}$ zdrojový člen.

Při použití přechodového modelu je nutné korigovat transportní rovnice (3.2) a (3.3). V těchto transportních rovnicích je korigován produkční a disipační člen pro kinetickou turbulentní energii a to násobením pro různé koeficienty intermitence definovanými v rovnicích (3.6) a (3.7), *literatura* [9]:

$$\tilde{P}_k = \gamma_{eff} P_k \quad (3.6)$$

$$\tilde{D}_k = \min[\max(\gamma_{eff}, 0.1), 1] D_k \quad (3.7)$$

ve kterých je γ_{eff} efektivní koeficient intermitence definovaný podle rovnice (3.8), *literatura* [9]:

$$\gamma_{eff} = \max(\gamma, \gamma_{sep}) \quad (3.8)$$

kde γ_{sep} je koeficient intermitence v odtržení proudu, více v *literaře* [9].

3.3. Režimy a výsledky simulace

3.3.1 Okrajové podmínky

CFD výpočty byly provedeny pro dva pracovní režimy turbínové mříže. Jsou označeny jako PR1 a PR2. Okrajové podmínky pro pracovní režimy jsou uvedeny v tabulkách *Tab. 2* a *Tab. 3*, ve kterých je μ_t/μ poměr turbulentní a molekulární vazkosti. Jak je zřejmé, liší se hodnotou statického tlaku p_2 na výstupu z výpočetní oblasti. Vstupní úhel proudu β_1 je měřený od osy turbíny.

Poslední turbínový stupeň, ve kterém pracuje oběžná lopatka s profilovou mříží TR-U-9 na její špičce byla navržena pro dva provozní režimy. Buď pro parní turbínu s výkonem 1200 MW jaderné elektrárny Temelín, tomu odpovídá nižší protitlak p_2 u pracovního režimu PR2, nebo pro parní turbínu pracující v Indii s vyšším protitlakem daným teplejší chladicí vodou v kondenzátoru v režimu PR1.

Tab 2: Okrajové podmínky výpočty CFD pro pracovní režim PR1 – Indie

Vstup do výpočetní oblasti		Výstup z výpočetní oblasti	
p_{tot} [Pa]	101325	p_2 [Pa]	23453
β_1 [deg]	-79,717		
Tu_1 [%]	10		
μ_t/μ	250		

Tab 3: Okrajové podmínky výpočty CFD pro pracovní PR2 – Temelín

Vstup do výpočetní oblasti		Výstup z výpočetní oblasti	
p_{tot} [Pa]	101325	p_2 [Pa]	17634
β_1 [deg]	-79,717		
Tu_1 [%]	10		
μ_t/μ	250		

3.3.2 Výsledky simulace

Jak bylo uvedeno v kapitole 3. 1 této práce, výpočetní CFD simulace byla provedena se dvěma výpočtovými sítěmi, které se lišily délkou výstupní oblasti. Níže v tabulkách *Tab. 4* až *Tab. 11* jsou uvedeny některé výsledky.

Tab 4: Výsledky výpočtů pro pracovní režim PR1 – Indie s SST bezpřechodovým modelem turbulence a kratší délkou výstupní oblasti

Vstup do výpočetní oblasti		Vstup do mříž		Výstup z mříže traverzovací rovina	
M_1	0,799	$M_{1mř}$	0,799	M_{2is}	1,601
		Tu [%]	1,6	β_{2ref} [deg]	-76,8

Tab 5: Výsledky výpočtů pro pracovní režim PR1 – Indie s SST γ - Re_θ modelem turbulence a kratší délkou výstupní oblasti

Vstup do výpočetní oblasti		Vstup do mříže		Výstup z mříže traverzovací rovina	
M_1	0,801	$M_{1mř}$	0,801	M_{2is}	1,600
		Tu [%]	1,6	β_{2ref} [deg]	-76,8

Tab 6: Výsledky výpočtů pro pracovní režim PR2 – Temelín s SST bezpřechodovým modelem turbulence a kratší délkou výstupní oblasti

Vstup do výpočetní oblasti		Vstup do mříže		Výstup z mříže traverzovací rovina	
M_1	0,799	$M_{1mř}$	0,799	M_{2is}	1,784
		Tu [%]	1,6	β_{2ref} [deg]	-74,5

Tab 7: Výsledky výpočtů pro pracovní režim PR2 – Temelín s SST γ - Re_θ modelem turbulence a kratší délkou výstupní oblasti

Vstup do výpočetní oblasti		Vstup do mříže		Výstup z mříže traverzovací rovina	
M_1	0,801	$M_{1mř}$	0,801	M_{2is}	1,783
		Tu [%]	1,6	β_{2ref} [deg]	-74,6

Tab 8: Výsledky výpočtů pro pracovní režim PR1 – Indie s SST s bezpřechodovým modelem turbulence a delší délkou výstupní oblasti

Vstup do výpočetní oblasti		Vstup do mříž		Výstup z mříže traverzovací rovina	
M_1	0,799	$M_{1mř}$	0,799	M_{2is}	1,608
		Tu [%]	1,6	β_{2ref} [deg]	-76,7

Tab 9: Výsledky výpočtů pro pracovní režim PR1 – Indie s SST γ - Re_θ modelem turbulence a kratší délkou výstupní oblasti

Vstup do výpočetní oblasti		Vstup do mříž		Výstup z mříže traverzovací rovina	
M_1	0,801	$M_{1mř}$	0,801	M_{2is}	1,608
		Tu [%]	1,6	β_{2ref} [deg]	-76,7

Tab 10: Výsledky výpočtů pro pracovní režim PR2 – Temelín s SST bezpřechodovým modelem turbulence a delší délkou výstupní oblasti

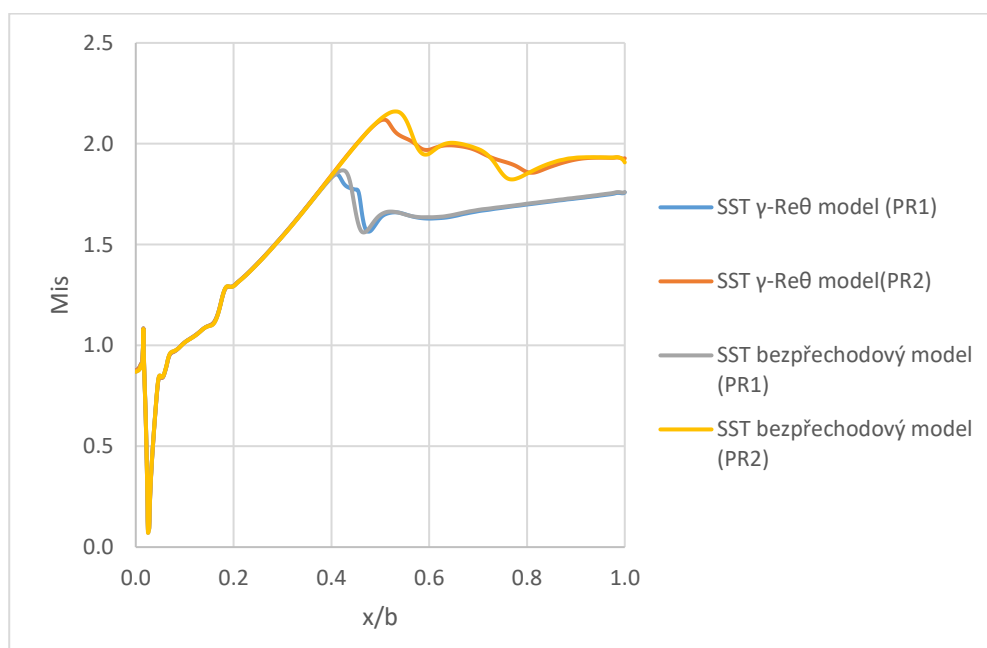
Vstup do výpočetní oblasti		Vstup do mříže		Výstup z mříže traverzovací rovina	
M_1	0,799	$M_{1mř}$	0,799	M_{2is}	1,796
		Tu [%]	1,6	β_{2ref} [deg]	-74,3

Tab 11: Výsledky výpočtů pro pracovní režim PR2 – Temelín s SST γ - Re_θ modelem turbulence a kratší délkou výstupní oblasti

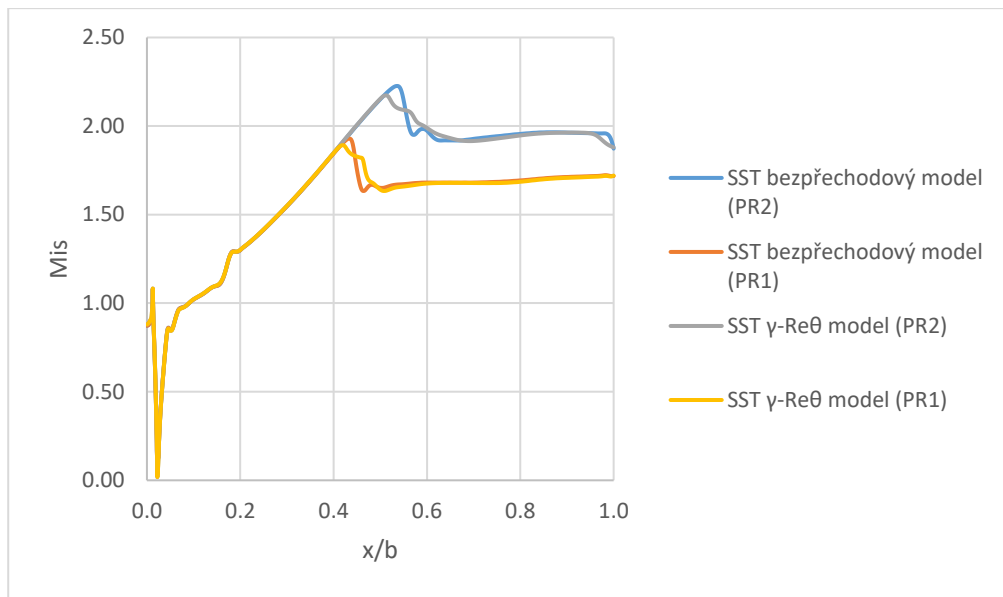
Vstup do výpočetní oblasti		Vstup do mříže		Výstup z mříže traverzovací rovina	
M_1	0,801	$M_{1mř}$	0,801	M_{2is}	1,796
		Tu [%]	1,6	β_{2ref} [deg]	-74,3

3.3.2.1 Rozložení izentropického Machovo čísla na podtlakové straně profilu

Na obrázku *Obr. 18* je uveden výsledek rozložení izentropického Machovo čísla na podtlakové straně profilu, pro CFD výpočet s kratší a delší výstupní oblastí. Na rozložení u podtlakové strany profilu vidíme místo interakce dopadající vnitřní větve výstupní rázové vlny s mezní vrstvou na podtlakové straně lopatky. Je zřejmé, že se zvětšením hodnot výstupního izentropického čísla M_{2is} , se místo interakce vnitřní větve vystupující rázové vlny posunuje dál od roviny náběžné hrany profilu. Vzdálenost místa interakce od roviny náběžné hrany pro pracovního režimu PR1 je v intervalu od 40% do 45% šířky mříže a u režimu PR2 je v intervalu od 50% do 60% šířky mříže. Pokud porovnáme pro shodný pracovní režim výsledky CFD výpočtů s různými modely turbulence SST γ - Re_θ přechodovým a SST plně turbulentní bezpřechodovým je zřejmé, že změna použití modelu turbulence neovlivňuje polohu interakce rázové vlny s mezní vrstvou na podtlakové straně profilu. Podobně, pokud porovnáme výsledky CFD výpočtu s různými délkami výstupní oblasti, lze udělat závěr, že vliv délky výpočetní oblasti je zanedbatelný na určení polohy interakce rázové vlny s mezní vrstvou.



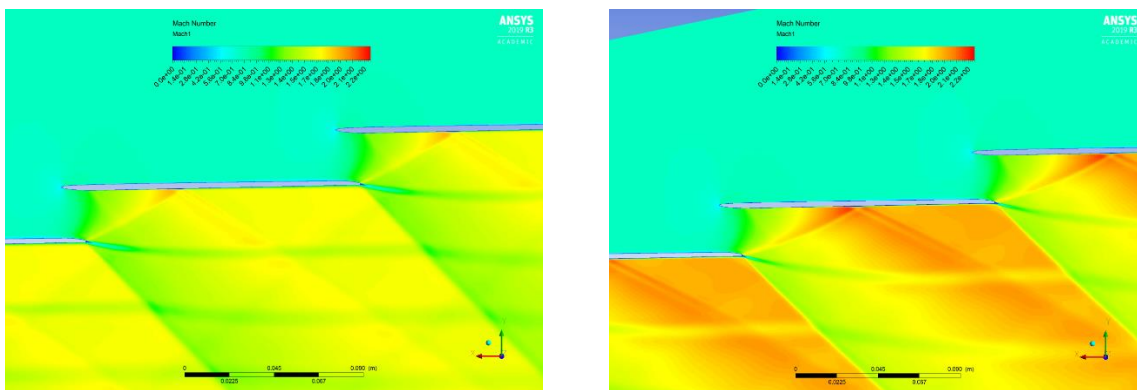
a)



b)

Obr. 18: Rozložení izentropického Machovo čísla na podtlakové straně profilu: a) s kratší resp. b) s delší výpočtovou oblastí

Je zřejmé, že rychlost proudu před vnitřní větví výstupní rázové vlny je pro pracovní režim PR2 je větší v porovnání s pracovním režimem PR1. Podobně úhel sklonu vnitřní větve výstupní rázové vlny je větší pro pracovní režim PR1 než při režimu PR2. Důsledkem je, že vzdálenost místo interakce vnitřní rázové vlny s mezní vrstvou pro režim PR2 je dále od roviny náběžných hran, jak ukazuje obrázek Obr. 19.



a)

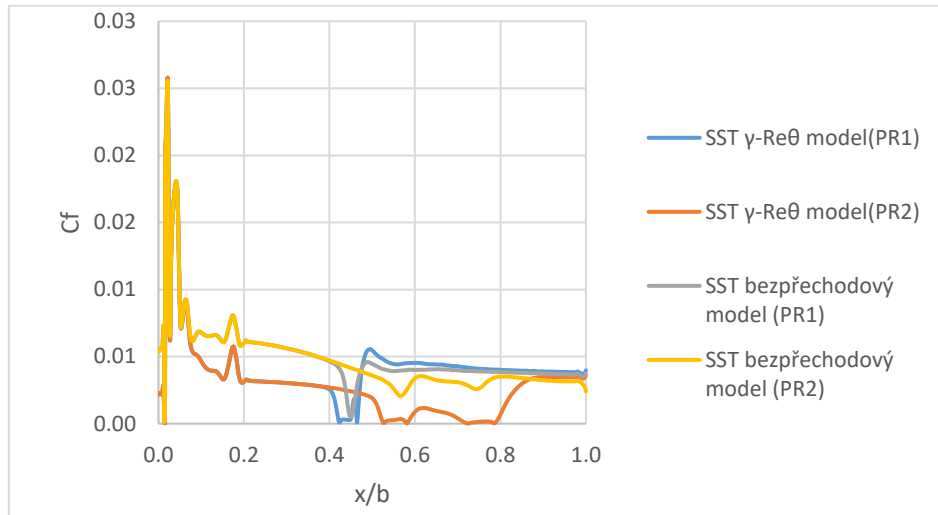
b)

Obr. 19: Rozložení izentropického Machovo čísla pro model turbulence SST γ -Re θ a dlouhou výstupní oblast: a) pracovní režimu PR1 – Indie, b) pracovním režimu PR2-Temelín

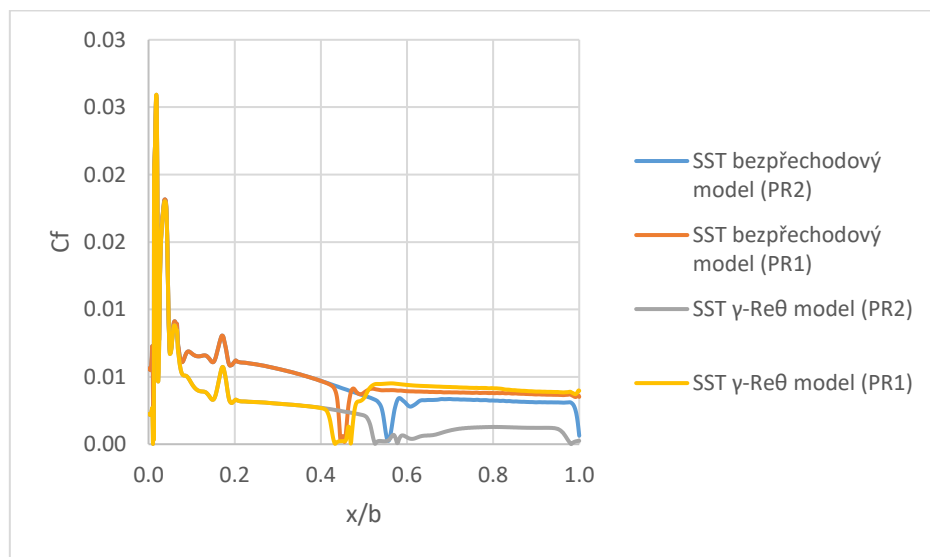
3.3.2.2 Rozložení součinitele tření na podtlakové straně profilu

Na obrázku Obr. 20 můžeme vidět průběh součinitele tření na podtlakové straně profilu pro pracovní režimy PR1 a PR2, s modely turbulence SST bez přechodový a SST γ -Re θ , a kratší a delší výstupní výpočtovou oblast. Součinitel tření je definovaný jako poměr tečného napětí k dynamickému tlaku na vstupu do výpočetní oblasti. Platí, že v místě přechodu z laminárního do turbulentního režimu jsou hodnoty tečného napětí a součinitele tření záporné a tak upozorňují na odtržení proudu u povrchu profilu. Součinitel tření pro SST γ -Re θ turbulentní model klesá do hodnot blízkých nule. Pro pracovní režim PR1 je místo poklesu součinitele tření zhruba 45% šířky mříže a pro režim PR2 zhruba 55% šířky mříže. Předpokládá se, že právě

v místě, kde se hodnota součinitele tření blíží k nule, je přechod z laminárního proudění do proudění turbulentního. Výpočtový systém ANSYS CFX je upraven tak, aby součinitel tření měl vždy kladnou hodnotu, přesto že v místě odtržení by měl indikovat jeho zápornou hodnotu. Úprava je taková, že v místě odtržení je hodnota součinitele tření násobená -1. Proto jsou hodnoty součinitele tření vždy kladné. Obrázek *Obr.20* ukazuje, že místo přechodu a místo interakce rázové vlny s mezní vrstvou je podobné pro pracovní režimy a délky výstupních výpočetních oblastí s výpočtem s přechodovým modelem turbulence.



a)

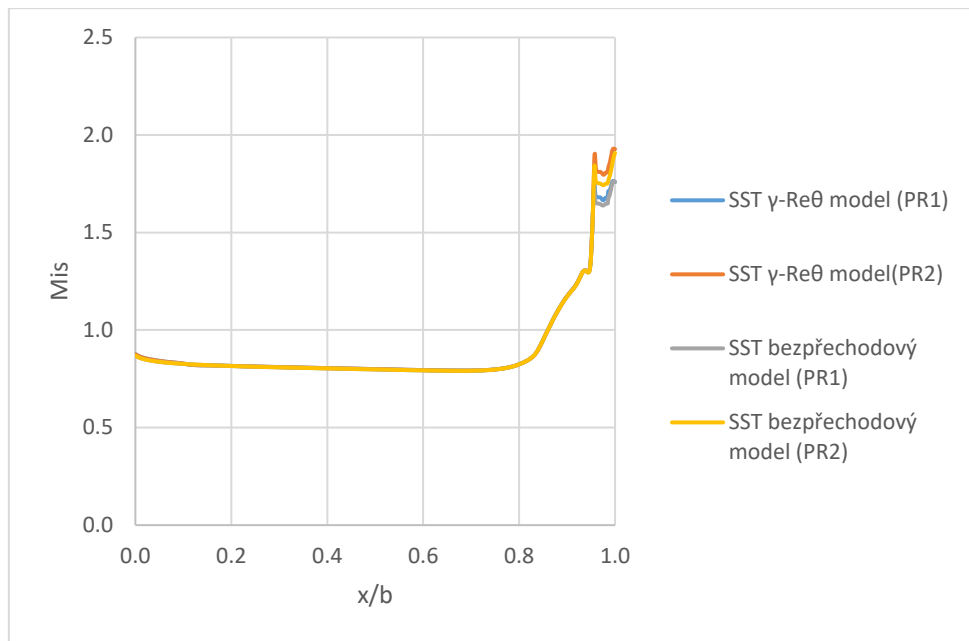


b)

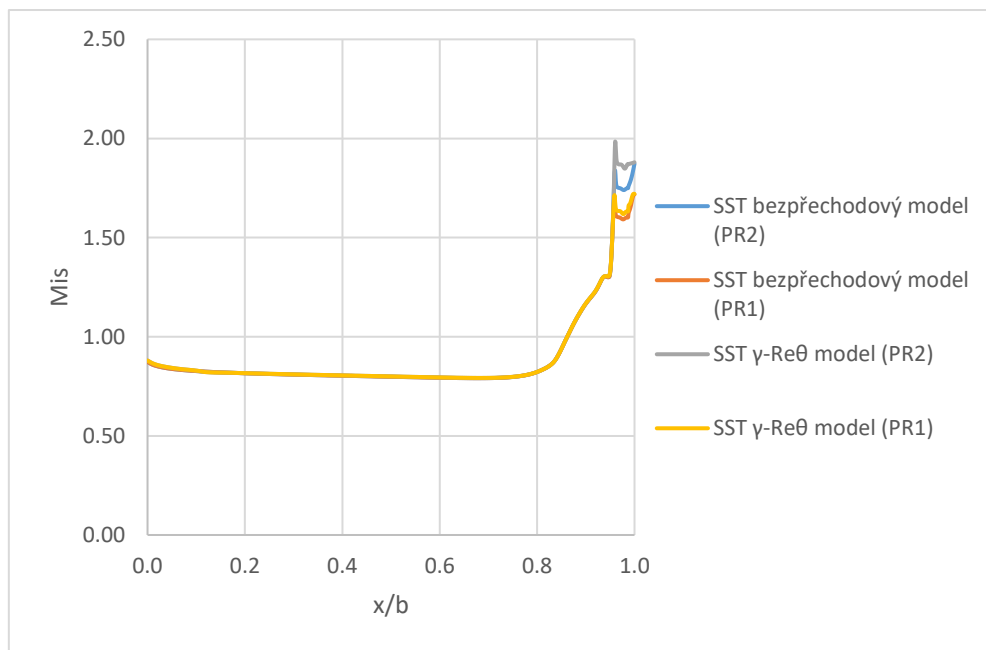
Obr. 20: Rozložení součinitele tření na podtlakové straně profilu: a) kratší resp. b) delší výstupní výpočtová oblast

3.3.2.3 Rozložení izentropického Machova čísla a součinitele tření na přetlakové straně profilu

Na obrázcích *Obr. 21* a *Obr. 22* můžeme porovnat rozložení izentropického Machova čísla a součinitele tření na přetlakové straně lopatky pro pracovní režimy PR1 a PR2 s modely turbulence SST bezpřechodovým a SST s γ - Re_{θ} .



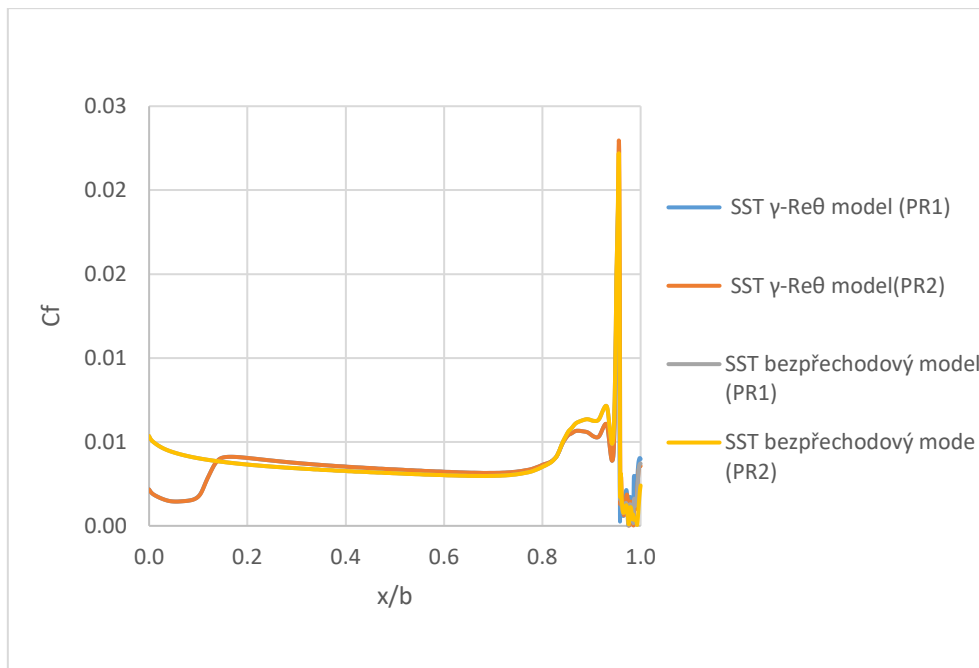
a)



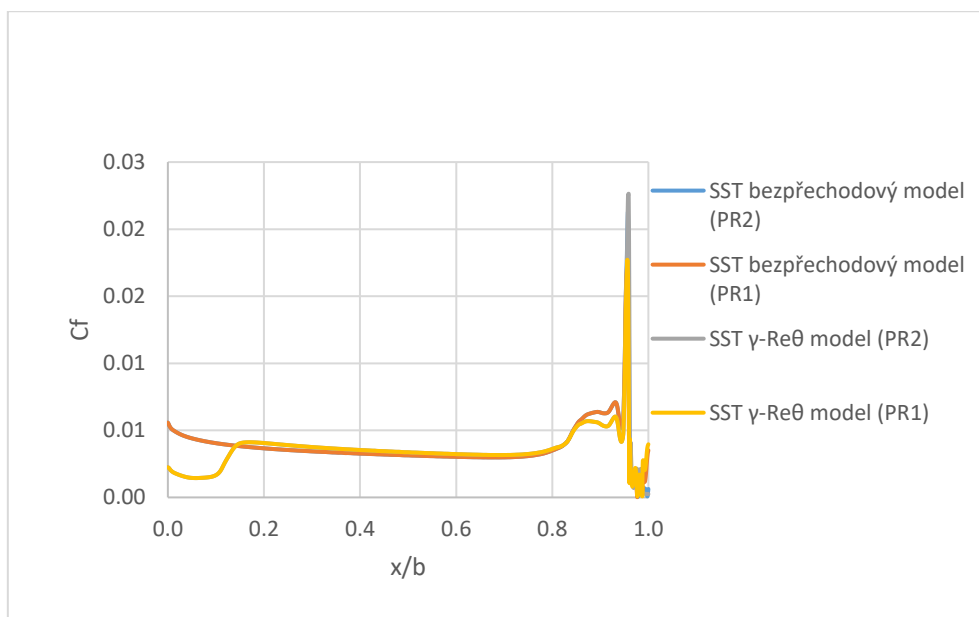
b)

Obr. 21: Rozložení izentropického Machovo čísla na přetlakové straně profilu: a) kratší resp. b) delší výstupní výpočtová oblast

Na obrázku Obr. 22 je znázorněno rozložení součinitele tření na přetlakové straně profilu. Vidíme, že změna pracovního režimu a délky výstupní oblasti netvoří principiální změnou v průběhu součinitele tření. Porovnáme-li průběhy součinitele tření pro modely turbulence SST bezpřechodový a SST γ - Re_{θ} , pozorujeme základní rozdíl od 0% do 15% šířky profilu. Důvodem rozdílu jsou různé typy mezní vrstvy. V případě modelu turbulence SST bezpřechodového již od začátku profilu pozorujeme turbulentní mezní vrstvu. V případě modelu turbulence SST γ - Re_{θ} pozorujeme laminární mezní vrstvu v oblasti od 0% do 15% šířky profilu, pak vidíme skok hodnot součinitele tření, který ukazuje na přechod do turbulentní mezní vrstvy.



a)

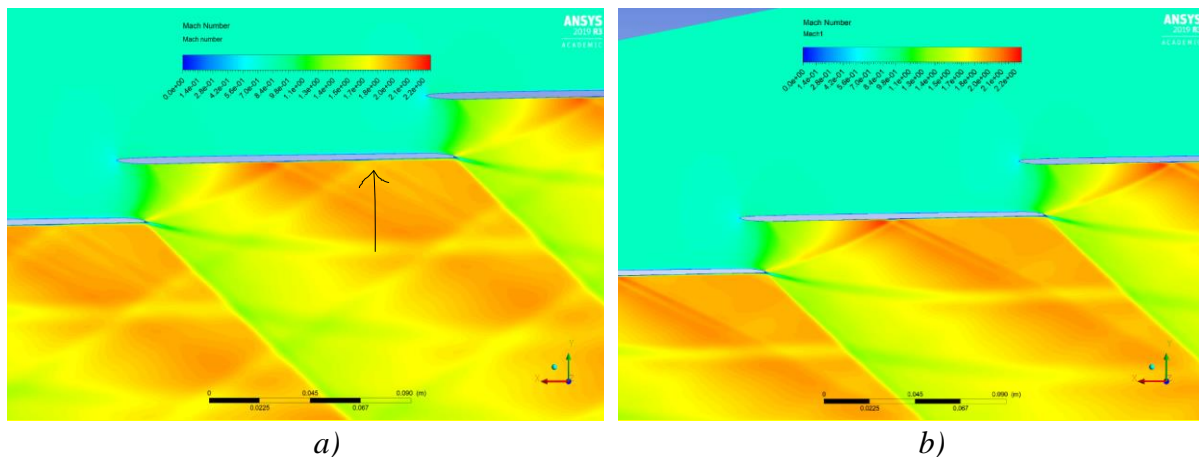


b)

Obr. 22: Rozložení součinitele tření na přetlakové straně profilu: a) kratší resp. b) delší výstupní výpočtová oblast

Můžeme konstatovat, že průběh izentropického Machovo čísla na přetlakové stěně pro různé režimy, modely turbulence a různé délky výstupních oblastí mají podobný charakter. Pouze místně, a to na konci profilu u odtokové hrany lopatky, jsou hodnoty izentropického Machovo čísla vyšší pro režim PR2 v porovnání s pracovním režimem PR1 (obrázek Obr. 22).

3.3.2.4 Výběr CFD simulační oblasti

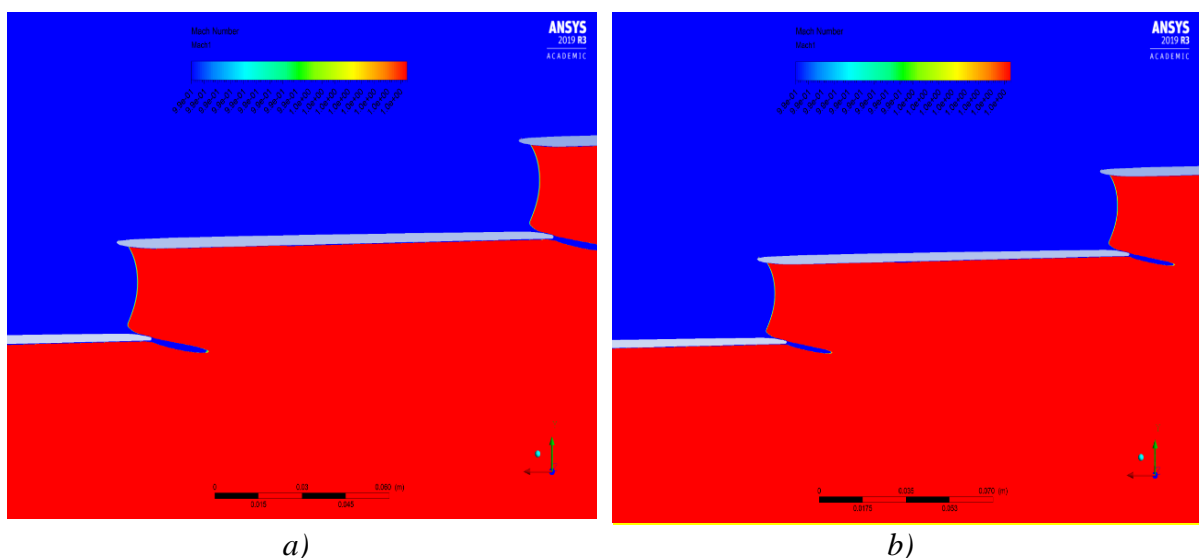


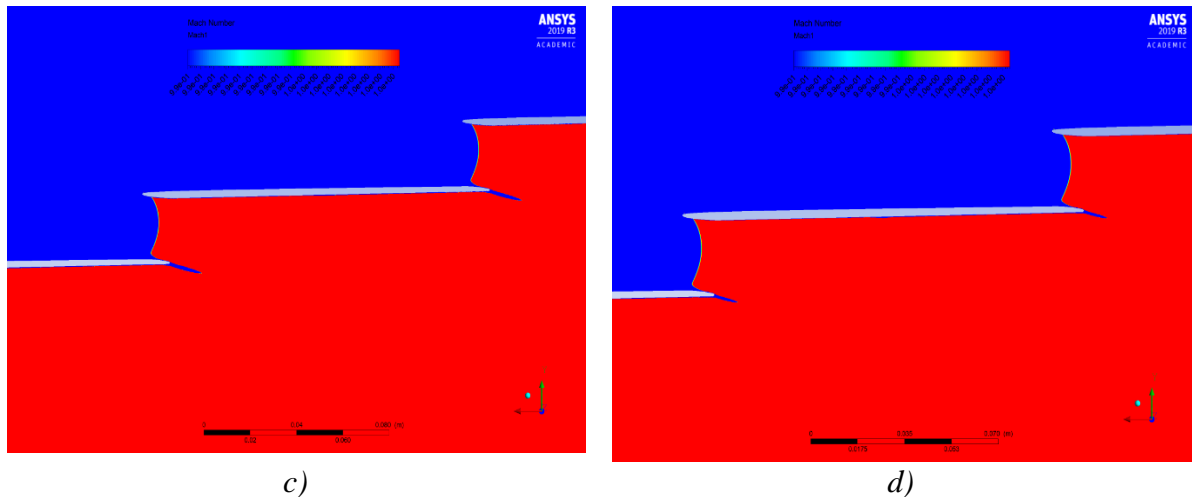
Obr. 23: Rozložení izentropického Machova čísla při pracovním režimu PR2 – Temelín s modelem turbulence SST γ - Re_{θ} : a) kratší resp. b) delší výstupní výpočtová oblast

Na obrázku Obr. 23a pozorujeme parazitní rázovou vlnu, která vzniká odrazem od výstupní hranice, na obrázku je označena černou šipkou. Je dobře vidět její interakce s mezní vrstvou na podtlakových stranách profilů. Bylo nutno prodloužit výstupní oblast tak, aby tato vlna byla již velmi slabá a neovlivňovala zkoumané proudové pole v mříži. Výsledky výpočtu s touto delší výstupní výpočtovou oblastí ukazují, že interakční vliv této rázové vlny je zanedbatelný – viz obrázek Obr. 23b. Použití delší výstupní oblasti ve výpočtu tedy odstraňuje nežádoucí poruchy proudu, proto v příštích kapitolách budeme srovnávat měření s výsledky CFD simulace s delší výstupní oblastí.

3.3.2.5 Poloha a tvar zvukové čáry

Pokud na vstupu máme subsonické proudění, které ukazuje modrá oblast na obrázku Obr. 24, a na výstupu je supersonické proudění (červená oblast), pozorujeme v mezilopatkovém kanále pěkně tvar zvukové čáry, která se nalézá v oblasti aerodynamického ucpání tohoto kanálu. Lze konstatovat, že poloha a tvar zvukové čáry je stejný pro různé pracovní režimy a v CFD výpočtech použité modely turbulence. Je to právě důsledek aerodynamického ucpání, které obvykle bývá velmi stabilní strukturou.





Obr. 24: Zvuková čára: a) pracovní režim PR1-Indie s SST bezpřechodovým modelem, b) pracovní režim PR1-Indie s SST γ - Re_{θ} modelem turbulence, c) pracovní režim PR2-Temelín s SST bezpřechodovým modelem turbulence, d) pracovní režim PR2-Temelín s SST γ - Re_{θ} modelem turbulence

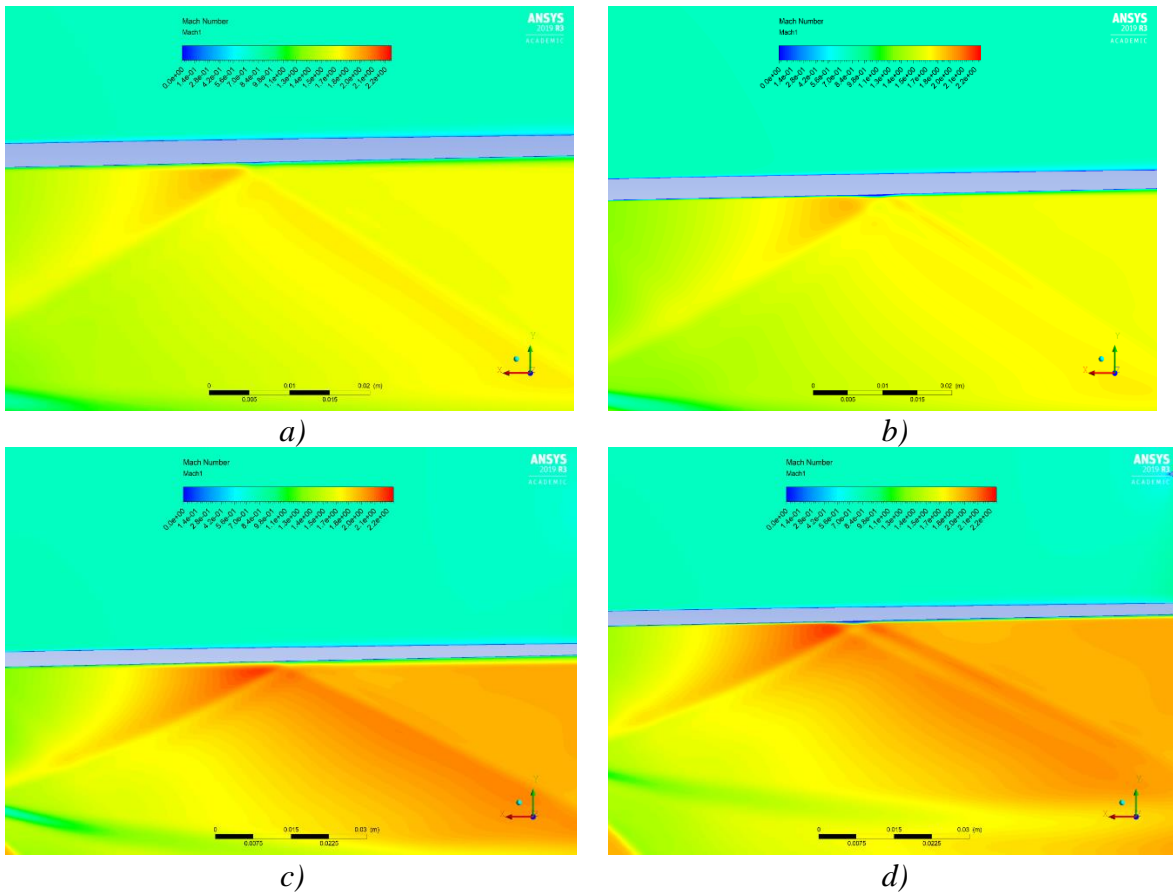
Zjišťujeme z výsledků CFD, že za zvukovou čarou vzniká u podtlakového povrchu oblast, ve které z důvodu zakřivení podtlakové strany profilu klesá intenzita expanze. Mechanismus vzniku rekompresní oblasti je popsán v kapitole 2.2. Supersonické proudění za zvukovou čarou pro konvexní povrch (bez přímkové části) je uveden v dalším textu (viz Obr. 41 a související text).

3.3.2.6 Interakce vnitřní větví rázové vlny s mezní vrstvou na podtlakové straně sousedního profilu

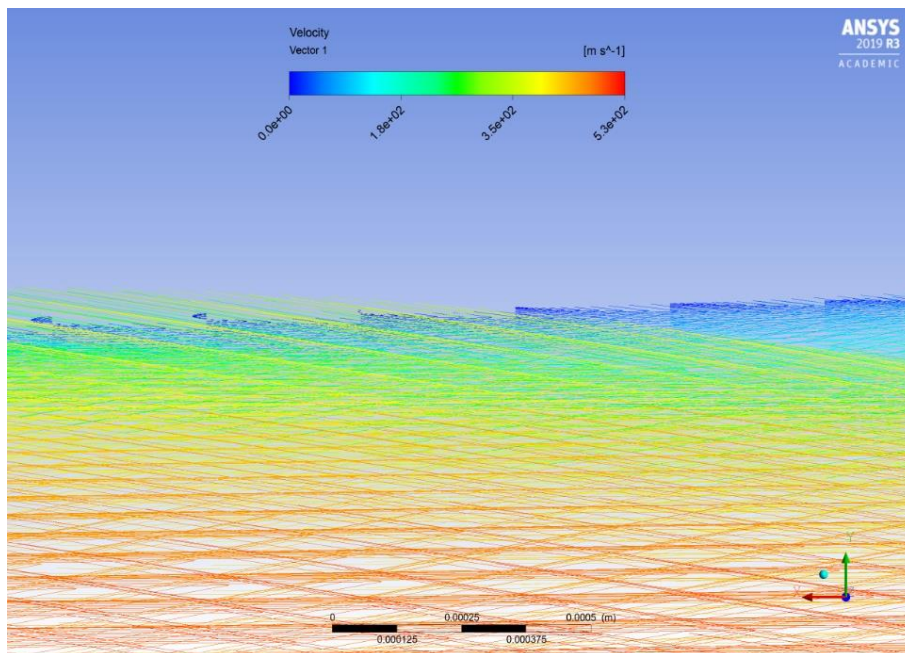
Na obrázku Obr. 25 jsou podrobně znázorněny oblasti interakce šikmé rázové vlny s mezní vrstvou na podtlakové straně profilu pro všechny pracovní režimy a pro oba modely turbulence.

Varianty a) a c) ukazují výsledky výpočtu s SST bezpřechodovým modelem pro pracovní režim PR1-Indie a pracovní režim PR2-Temelín. Bepřechodový model turbulence znamená, že mezní vrstva je vždy pouze turbulentní, proto šikmá rázová vlna interaguje s turbulentní mezní vrstvou. Jak můžeme vidět, tato interakce probíhá bez odtržení proudu a s nárůstem turbulentní mezní vrstvy. Podobný mechanismus interakce je znázorněn na obrázku Obr. 11a v kapitole 2.3.

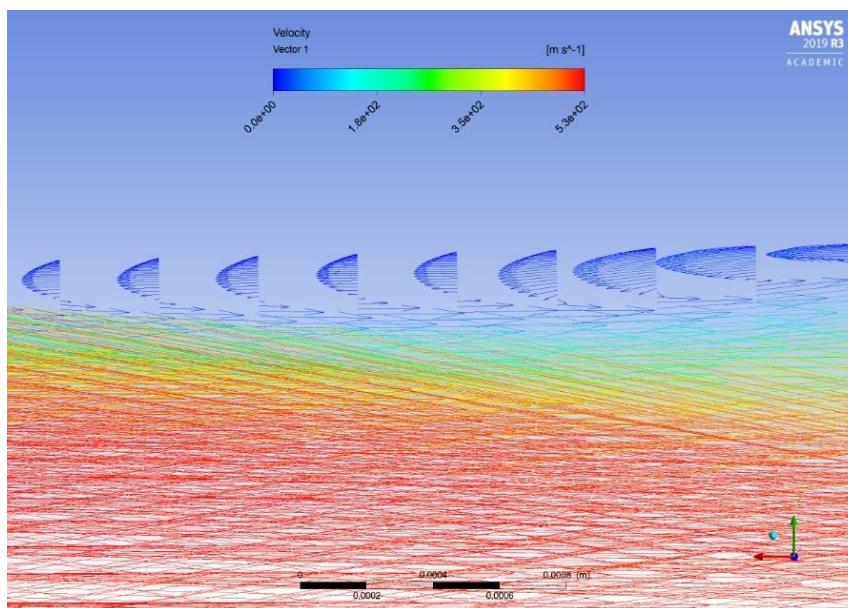
Varianty b) a d) ukazují výsledky výpočtu s SST γ - Re_{θ} modelem turbulence pro pracovní režimy PR1-Indie a PR2-Temelín respektive. Vidíme, že šikmá rázová vlna interaguje s laminární mezní vrstvou, co znamená, že v místě interakce dochází odtržení mezní vrstvy od povrchu profilu. Odtržení mezní vrstvy v místě interakce ukazuje náhlý pokles součinitele tření (viz obrázek Obr. 20b). Jak bylo ukázáno v kapitole 2.3, po odtržení se proud opět přimkne k povrchu profilu a vytvoří turbulentní mezní vrstvu. Místo interakce šikmé rázové vlny s mezní vrstvou je tedy místem přechodu od laminární mezní vrstvy do turbulentní mezní vrstvy. Tato interakce (viz obrázky Obr. 25b) a Obr. 25d), je podobná interakci s řádným odrazem (viz obrázek Obr. 10c v kapitole 2.3).



Obr. 25: Rozložení izentropického Machovo čísla: a) pracovní režim PR1-Indie s SST bezpřechodovým modelem, b) pracovní režim PR1-Indie s SST γ - Re_{θ} modelem turbulence, c) pracovní režim PR2-Temelín s SST bezpřechodovým modelem turbulence, d) pracovní režim PR2-Temelín s SST γ - Re_{θ} modelem turbulence



a)



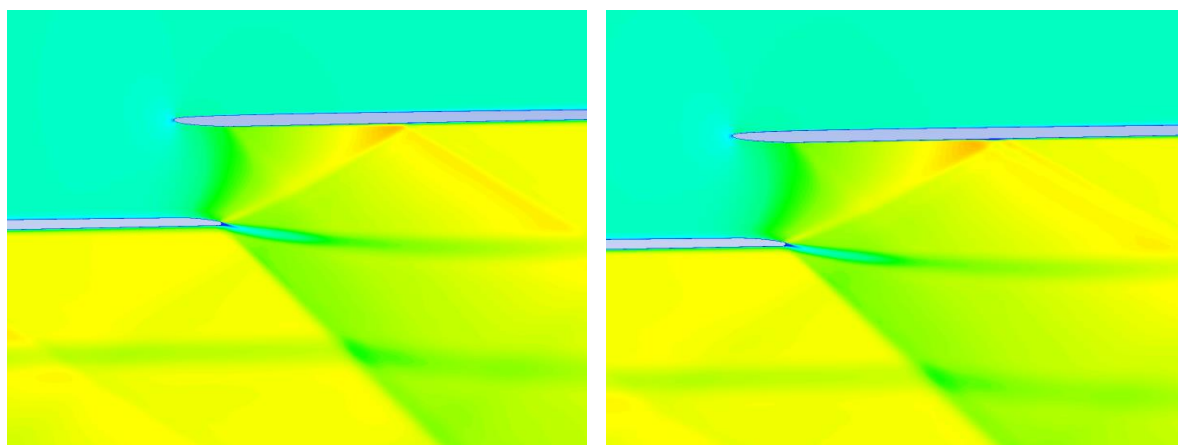
b)

Obr. 26: Vektory rychlosti v místě interakce šikmé rázové vlny s mezní vrstvou: a) model turbulence SST bezpřechodový, b) model turbulence SST γ - $Re\theta$

Na obrázku můžeme vidět vektory rychlosti v místě interakce šikmé rázové vlny s mezní vrstvy pro pracovní režim PR1-Indie. V případě modelu turbulence SST bezpřechodového rychlost nemění směr, což ukazuje, že interakce probíhá bez odtržení proudu (viz obrázek Obr. 26a). Na obrázku Obr. 26b můžeme vidět, že v místě interakce šikmé rázové vlny s mezní vrstvou, rychlost mění směr, co potvrzuje odtržení proudu a přechod od laminární do turbulentní mezní vrstvy.

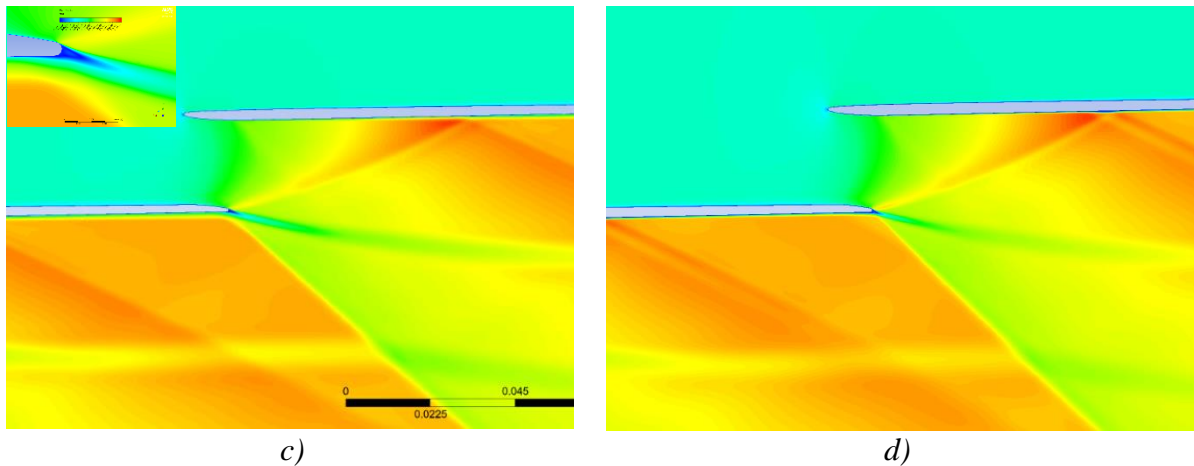
3.3.2.7 Transsonické proudění v okolí odtokové hrany profilu

Na obrázku Obr. 27 můžeme vidět transsonické proudění v okolí odtokové hrany.



a)

b)



Obr. 27: Supersonické proudění v okolí odtokové hrany: a) pracovní režim PR1-Indie s SST bezpřechodovým modelem, b) pracovní režim PR1-Indie s SST γ -Re θ modelem turbulence, c) pracovní režim PR2-Temelín s s SST bezpřechodovým modelem turbulence, d) pracovní režim PR2-Temelín s SST γ -Re θ modelem turbulence

Na obrázku *Obr. 27* hned za odtokovou hranou je modrá oblast, se statickým tlakem na dno, jehož hodnota ovlivňuje poměry supersonické expanze na odtokové hraně, utváření oblasti blízkého úplavu a vlastnosti úplavu za profilem. V obrázku *Obr. 27c* vidíme vlevo nahoře detail oblasti blízkého úplavu, který je oblastí konstantního tlaku (tlaku na dno). Při poklesu protitlaku se šikmé rázové vlny více sešikmují a úhly mezi vlnami a úplavem se zmenšuje.

Pozorujeme při klesajícím protitlaku i výraznější supersonický odklon proudu směrem k podtlakové straně profilu.

4. Měření turbínové mříže TR-U-9

Profily pro lopatky parních turbín se vzájemně polohují tak, aby jejich sestavením vznikla profilová mříž definovaná roztečí a úhlem nastavení profilů. Tak vzniká jedinečný geometrický vztah mezi profilem a jeho profilovou mříží. Proto označení profilu TR-U-9 je shodné s označení mříže s tímto profilem. Pro měření na vysokorychlostním aerodynamickém vzduchovém tunelu se profil z praktických důvodů měřítkuje, zde na kratší tětivu při zachování poměrné rozteče mříže, tabulka *Tab. 8*. Při zachování Machových čísel proudu při tunelových experimentech ovlivňuje rozměr tětivy jako charakteristického rozměru a hodnota protitlaku Reynoldsovo číslo proudu, tedy měřítko experimentu. Dosažené hodnoty Reynoldsovo čísla proudu mříže TR-U-9 ve vysokorychlostním aerodynamickém vzduchovém tunelu v Novém Kníně se ale přesto řádově shodují s jeho hodnotami ve skutečné turbíně při proudění páry. V současné době výsledky tunelových měření, kromě své jedinečnosti, slouží také k validaci výsledků CFD výpočtů.

4.1. Popis turbínové mříže

Turbínová mříž TR-U-9 reprezentuje profilovou mříž na špičce oběžné lopatky posledního stupně nízkotlakového dílu parní turbíny. Tato oběžná lopatka pro otáčky rotoru 50 Hz s délkou pracovního listu 1375 mm, byla vyvinuta v Doosan Škoda Power, *literatura [10]*. Tato profilová mříž je znázorněna na obrázku *Obr. 28*.



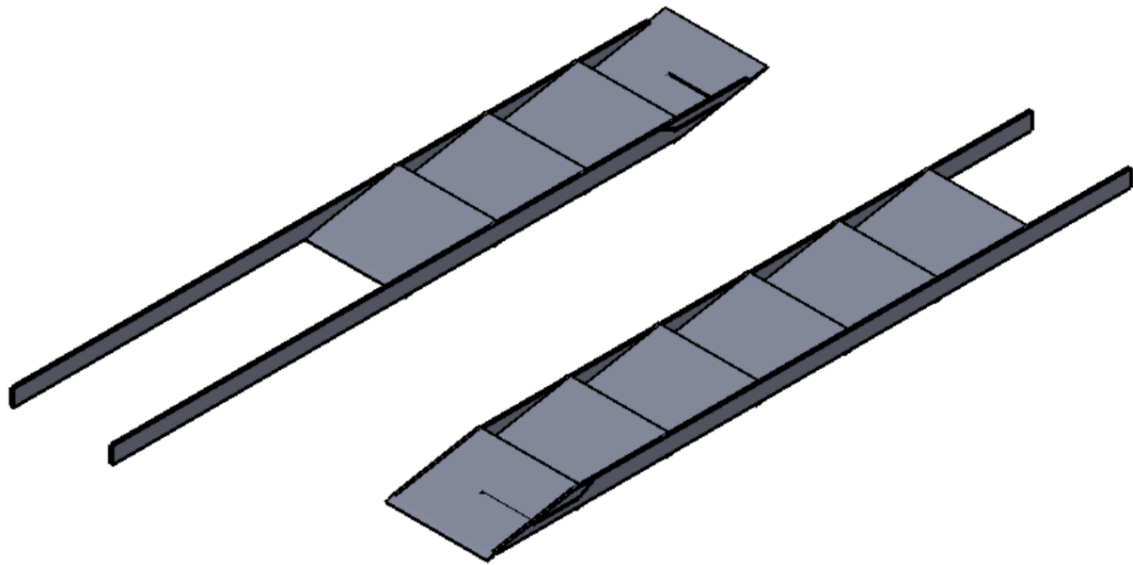
Obr. 28: Turbínová mříž TR-U-9, literatura [10]

V tabulce *Tab. 12* jsou uvedeny její hlavní geometrické parametry turbínové mříže, *literatura [10]*

Tab 12: Geometrické parametry turbínové mříže

s [mm]	c [mm]	b [mm]	s/c	γ [°]
284,0	314,0	60,2	0,940	78,8

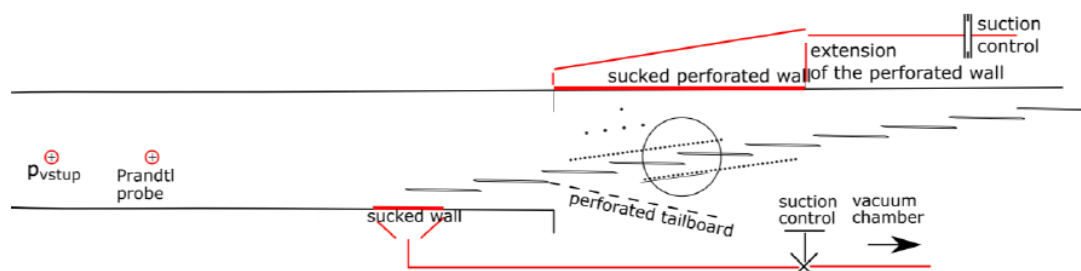
Hlavní geometrické charakteristiky profilu a profilové mříže pro tunelové měření a CFD výpočty jsou shodné a jsou uvedeny v tabulce Tab. 1. Pro měření ve vysokorychlostním aerodynamickém vzduchovém tunelu byla vytvořena dvoudílná kazeta s rovinnou lopatkovou mříží. Její horní část má 4 lopatky, dolní pak 6 lopatek, obrázek Obr. 29. Rozměr kazety daný počtem lopatek a jejich roztečí odpovídá velkému úhlu nastavení profilu (lopatky). Lopatky v kazetě jsou tvořeny jedním profilem a mají délku 160 mm. Poměrná délka vztažená k těživě profilu (lopatky) má hodnotu 1,07.



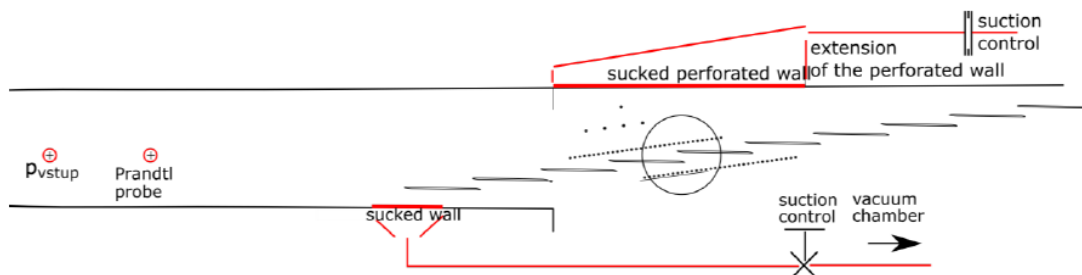
Obr. 29: Turbínová mříž TR-U-9 pro tunelová měření, literatura [10]

4.2. Popis měření turbínové mříže

Měření na modelu turbínové mříže TR-U-9 byla provedena ve vysokorychlostním aerodynamickém vzduchovém tunelu Ústavu termomechaniky Akademie věd České republiky v Novém Kníně. Uspořádání tunelu pro měření bylo dvojí: se šikmou perforovanou stěnou na výstupu z měřené mříže, obrázek Obr. 30 nebo bez šikmé perforované stěny, obrázek Obr. 31. V horní stěně vstupního kanálu tunelu je perforovaná stěna, která má dvě části: odsávací a ventilovanou. V dolní stěně vstupního kanálu je pouze odsávací perforovaná stěna.



Obr. 30: Schéma měření se šikmou stavitelnou perforovanou stěnou na výstupu, literatura [10]



Obr. 31: Schéma měření bez šikmé stavitelné perforované stěny na výstupu, literatura [10]

Horní perforovaná stěna odsáváním zamezí odrazu tlakových vln do vstupu měřeného proudového pole. Odsávání mezní vrstvy na horní stěně umožňuje odstranit poruchy, které zhoršují periodicitu. Množství odsávaného vzduchu je regulováno pomocí ejektoru nebo distančních plechů různých tloušťek (1,2 a 3 mm.), které jsou mezi přírubami v uklidňovací komoře. Proces odsávání je zajištěn pomocí podtlaku v uklidňovací komoře. Na dolní stěně vzniká mezní vrstva s velkou tloušťkou, která může také vést ke vzniku odrazů rázových vln ve vstupním kanálu před lopatkovou mříží. Pro snížení negativního vlivu parazitních rázových vln na spodní stěně pod první lopatkou bylo zajištěno odsávání pomocí perforované stěny. Regulačním ventilem je možné regulovat průtok odsávaného vzduchu. Šikmá stavitelná perforované stěny, která je instalována za odtokovou hranou lopatky číslo 2 (viz obrázek Obr. 30), zajišťuje periodicitu měření ve výstupním proudovém poli.

Na obrázku Obr. 32a je celkový pohled na vysokorychlostní vzduchový aerodynamický tunel, na kterém byla měřena profilová mříž TR-U-9. Bílá podkova na tomto obrázku je Mach-Zehnderův interferometr, který je umístěn u měřícího prostoru tunelu při optických měřeních. Na obrázku Obr. 32b je pohled na vstupní tvarově deformovatelnou dýzu tunelu, která umožňuje nastavit vstupní nadzvukovou rychlost proudu. Tunel umožňuje proměřit profilové mříže v širokém rozmezí Machovo čísel; mezní hodnota výstupního i vstupního izentropického Machovo čísla je cca 2,0.



a) Celkový pohled na tunel s upořádáním pro optická měření ve vysokorychlostní laboratoři v Novém Kníně



b) Deformovatelná vstupní dýza tunelu

Obr. 32: Aerodynamický tunel v Novém Kníně

Vlastní měření sestává z traverzování měřící aerodynamickou pětiočtovou sondou za odtokovými hranami lopatek, na obrázcích Obr. 30 a Obr. 31 je traverzovací rovina tečkovaná, a z optických měření, která jsou fotograficky dokumentována. Výsledky optických měření jsou interferometrické a šlírové obrazy proudových polí, které umožňují místně určit poruchy proudu protékajícího lopatkovou mříží. Interferometrická optická metoda je založena tom, že při změně hustoty a indexu lomu ve vrstvě proudícího plynu (vzduchu) dochází k fázovému

posunutí procházejících paprsků světla, kterému odpovídá dráhové posunutí. Zjištěním dráhových posunů v místech nehomogenní vrstvy lze určit místní hodnoty hustoty proudícího plynu. Hlavními výsledky aerodynamických měření jsou kromě závislosti ztrát kinetické energie na výstupním Machově čísle proudu, také fotografické obrazy transsonických a supersonických polí proudu s interakcemi rázových vln s mezními vrstvami na povrchu profilu, tloušťky mezních vrstev a místa jejich odtržení nebo rozměry úplavu. Protože je model lopatky „drenovaný“ pro vyvedení statického tlaku z jeho povrchu, lze s využitím interferogramu získat rozložení tlaku nebo rychlosti podél profilu.

Pro analýzu vlivu šikmé perforované stěny na výstupu z mříže byly vybrány 4 režimy uvedené v tabulce *Tab. 13*.

Tab 13: Režimy tunelového měření

	Režim 1	Režim 2	Režim 3	Režim 4
Odsávání perforovanou stěnou	ne	ne	ano	ano
M_1	0,804	0,817	0,795	0,786
M_{2is}	1,596	1,805	1,792	1,611

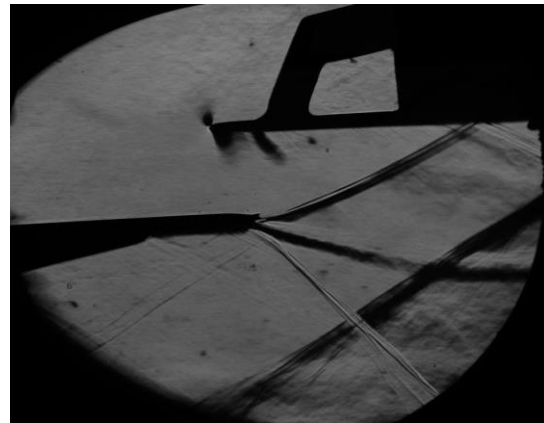
Měření Režim 1 a Režim 4 mají na výstupu podobnou hodnotu izentropického Machova čísla M_{2is} , ale Režim 1 byl změřen bez šikmé perforované stěny a Režim 4 se šikmou perforovanou stěnou. Výše uvedené odpovídá také Režimu 2 a Režimu. Proto můžeme zjistit vliv šikmé perforované stěny na výstupní proudové pole.

4.2. Výsledky validačního měření

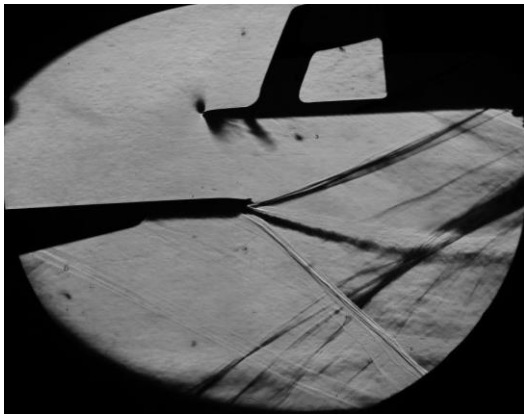
Výsledky optických měření jsou uvedeny na *obrázcích Obr. 33 a Obr. 34*.



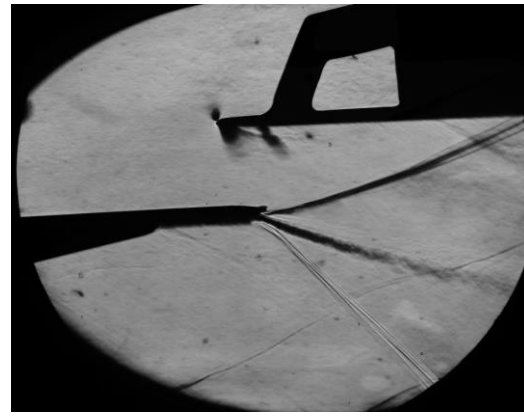
a) Režim 1: $M_1=0,804$, $M_{2is}=1,596$
bez šikmé perforované stěny



b) Režim 2: $M_1=0,786$, $M_{2is}=1,611$
se šikmou perforovanou stěnou

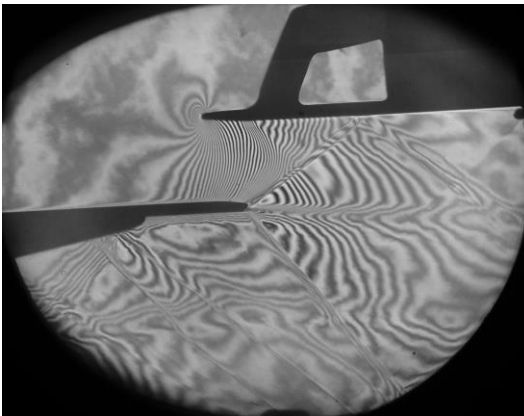


c) Režim 4: $M_1=0,817$, $M_{2is}=1,805$
bez šikmé perforované stěny

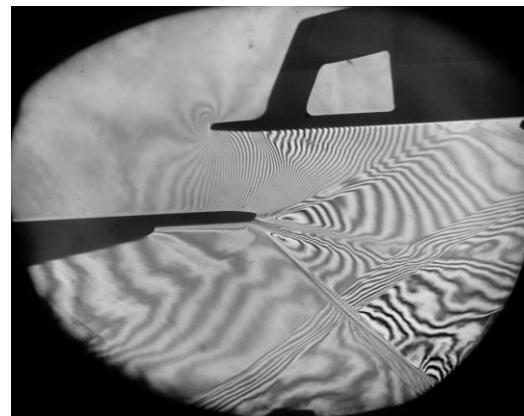


d) Režim 3: $M_1=0,795$, $M_{2is}=1,792$
se šikmou perforovanou stěnou

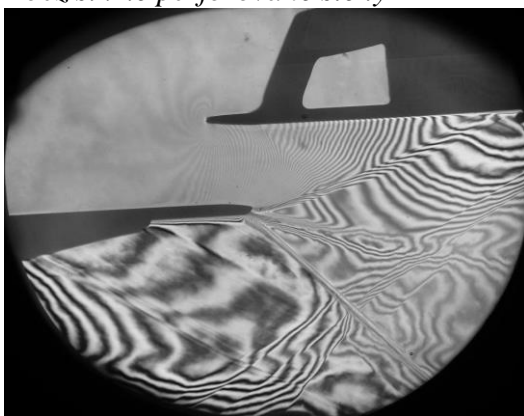
Obr. 33: Šlíry proudového pole, literatura [10]



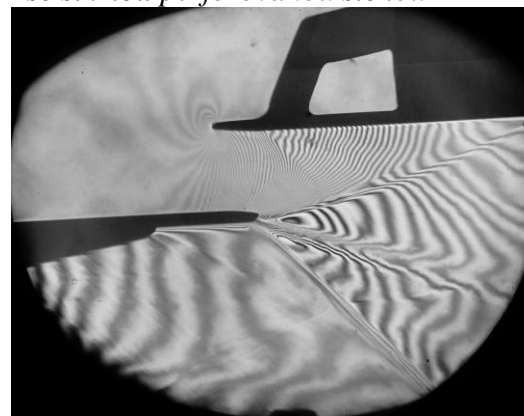
a) Režim 1: $M_1=0,804$, $M_{2is}=1,596$
bez šikmé perforované stěny



b) Režim 2: $M_1=0,786$, $M_{2is}=1,611$
se šikmou perforovanou stěnou



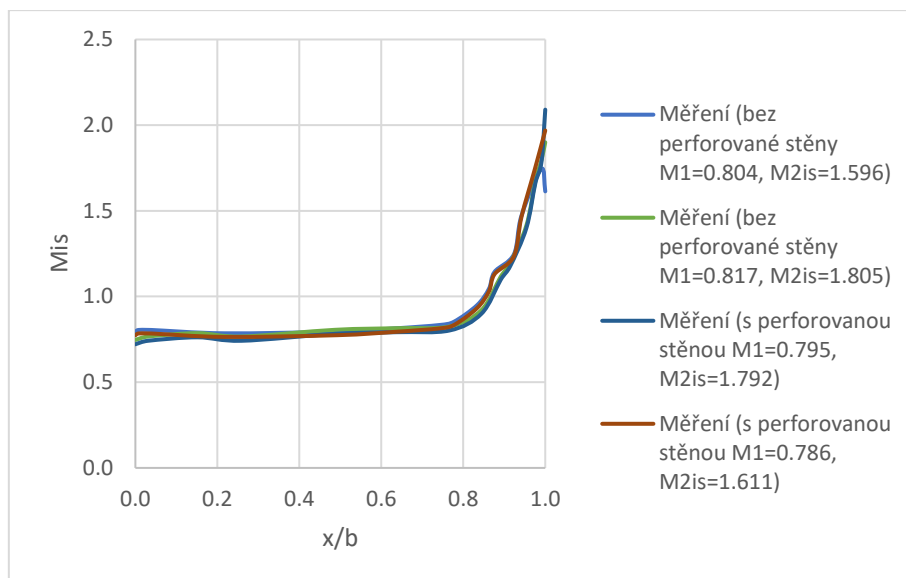
c) Režim 4: $M_1=0,817$, $M_{2is}=1,805$
bez šikmé perforované stěny



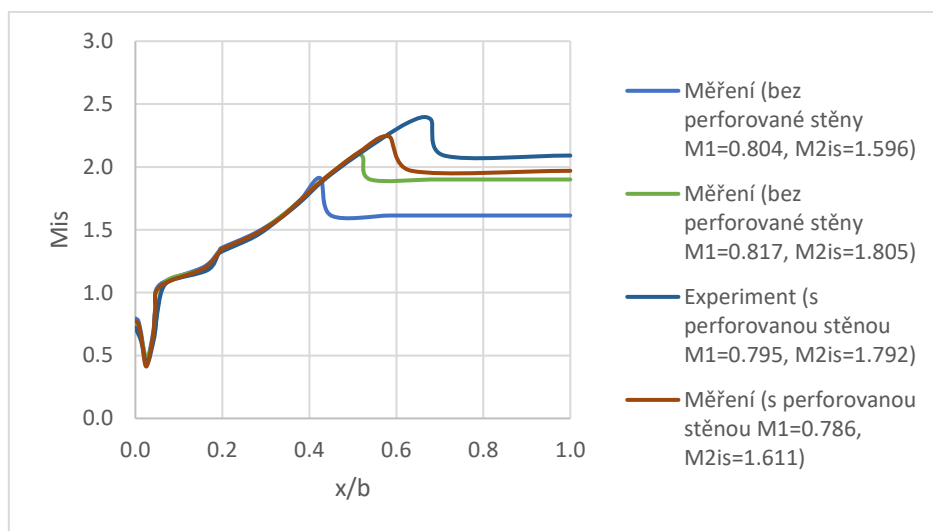
d) Režim 3: $M_1=0,795$, $M_{2is}=1,792$
se šikmou perforovanou stěnou

Obr. 34: Interferogramy proudového pole, literatura [10]

Na obrázcích Obr. 35 a Obr. 36 je průběh izentropického Machového čísla M_{2is} po šířce, osové těživě, přtlakové a podtlakové strany profilu.



Obr. 35: Rozložení izentropického Machovo čísla na přetlakové straně lopatky



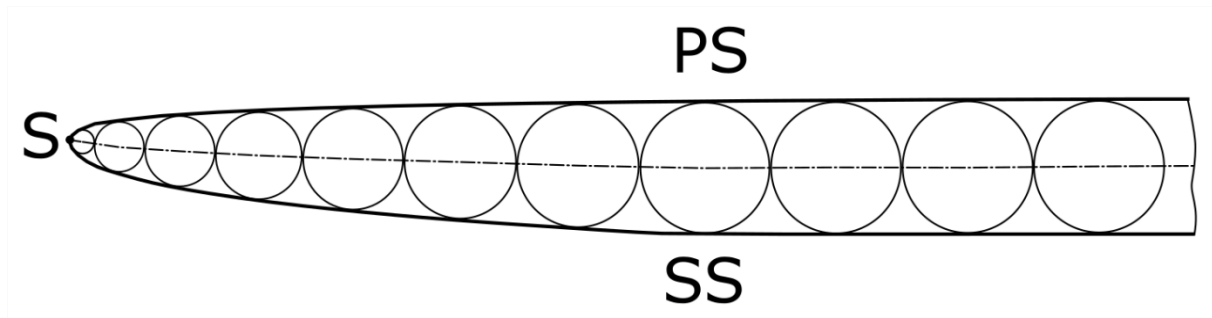
Obr. 36: Rozložení izentropického Machovo čísla na podtlakové straně lopatky

Vliv šikmé perforované stěny na proudové pole je takový, že zajišťuje větší čistotu výstupního proudového pole bez parazitních rázových vln, obrázky Obr. 33 a Obr. 36. Její negativní vliv je, že mění průběh expanze na výstupu z mříže, obrázek Obr. 36.

Vstupní Machovo číslo bylo $M_1=0,8$, výstupní izentropické Machovo číslo mělo hodnoty $M_{2is}= 1,6$ a $M_{2is}= 1,8$.

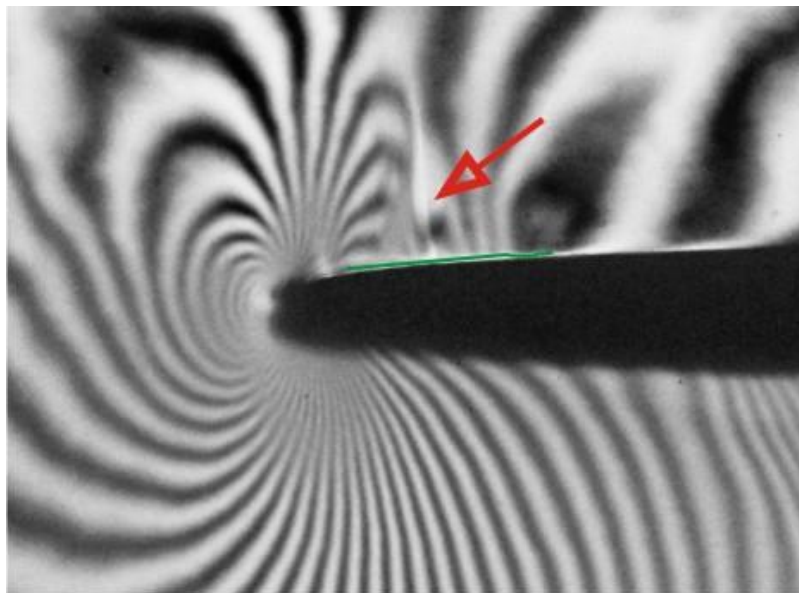
4.3. Popis proudového pole validačního měření

Stagnační bod profilu je vlivem zakřivení střednice náběžné části profilu mírně posunut z osy deskového profilu směrem nahoru. Přetlaková rovinná část sousedního profilu ale ovlivňuje směr proudění tak, že bod zbrzdění proudu je ve skutečnosti mírně posunut pod geometrický stagnační bod S směrem k podtlakové straně profilu (obrázek Obr. 37).



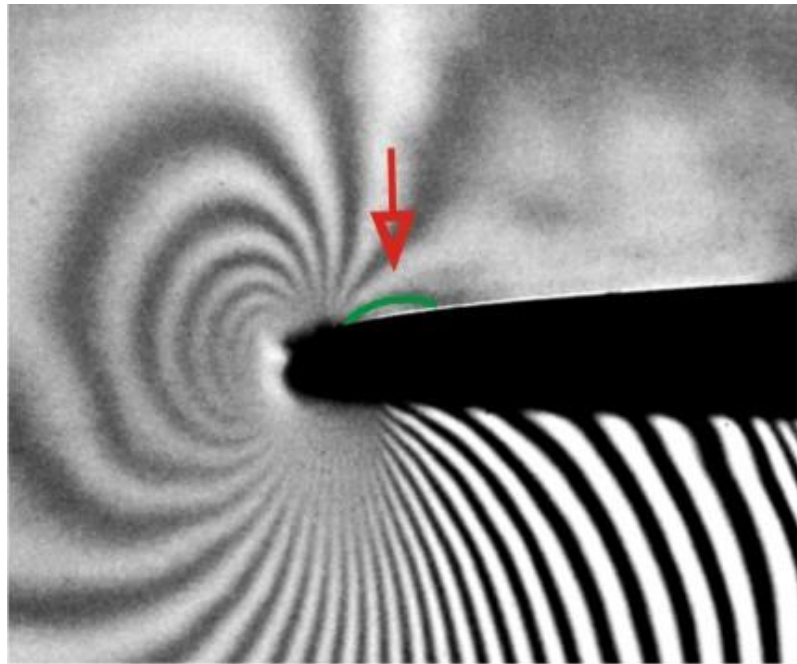
Obr. 37: Náběžná část profilu, kde označení PS – je přetlaková strana, SS – podtlaková strana, S – je geometrický náběžný bod

Důsledkem této situace je vznik oblasti s výrazně nízkým tlakem špičky na přetlakové straně profilu v oblasti náběžné hrany. V této oblasti se při vyšších vstupních rychlostech proudu velmi rychle překročí místní rychlost zvuku a dojde k supersonické kompresi, která je zakončena kolmou rázovou vlnou. Za touto rázovou vlnou dojde k dodatečné subsonické kompresi. Na obrázku Obr. 38 je tato komprese vyznačena u povrchu profilu zelenou čarou, polohu kolmé rázové vlny označuje červená šipka. Tento mechanismus je podrobně popsán v literatuře [10].



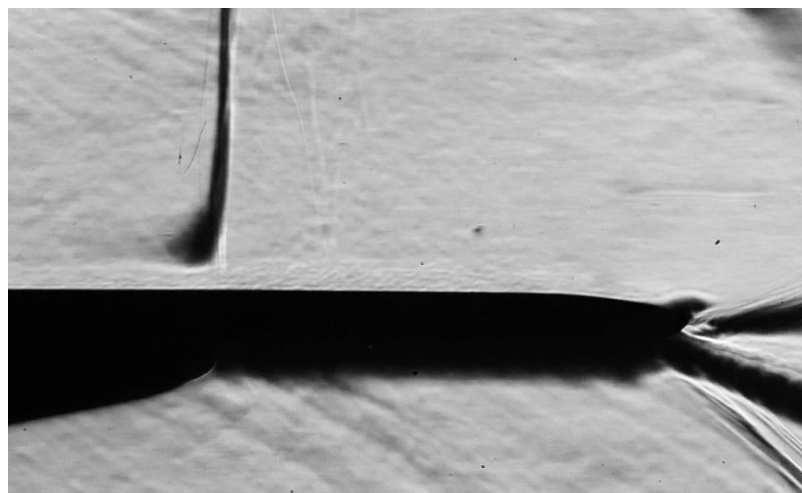
Obr. 38: Komprese na přetlakové straně za náběžnou hranou pro $M_1=1,0$, literatura [10]

V případě s menší rychlostí nabíhajícího proudu pozorujeme pouze náznak malé kompresní oblasti za náběžnou hranou, který ukazuje interferogram obrázku Obr. 39 kde je vyznačena zeleně, která zasahuje pouze asi do 10% tělvy profilu od jeho náběžné hrany. Podrobné výsledky CFD numerické simulace, které jsou uvedené v literatuře [11] ukazují u této profilové mříže na přítomnost separační bubliny. Její vznik souvisí především s tvarováním náběžné části profilu, nikoliv se změnou úhlu náběhu proudu. Bezprostředně za separační bublinou následuje oblast přechodu mezní vrstvy. Existenci turbulentní mezní vrstvy podél přetlakové strany profilu potvrzují nejen numerické simulace, ale i měření na aerodynamickém tunelu, provedené při mírně vyšších vstupních Machovo číslech. Příkladem je obraz interakce odlehle čelní rázové vlny s turbulentní mezní vrstvou na přetlakové straně v místě cca $x/c \sim 75\%$ od náběžné hrany profilu, který je uveden na obrázku Obr. 40.



Obr. 39: Kompresi na přetlakové straně za náběžnou hranou pro $M_1=0,8$, literatura [10]

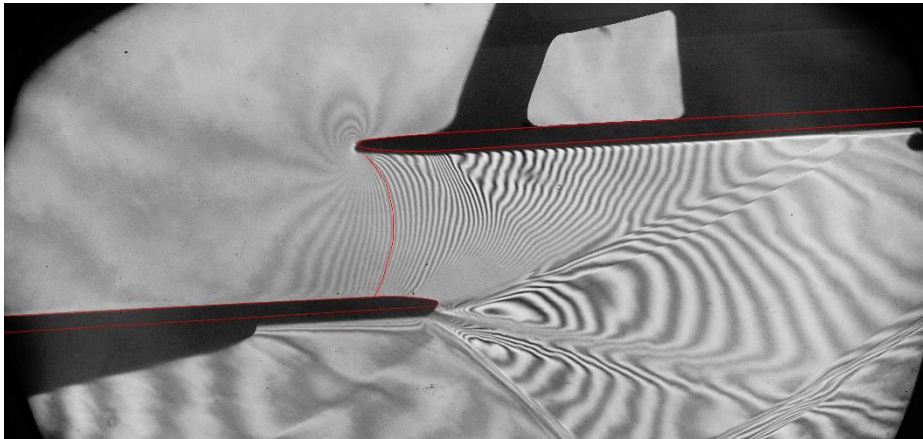
V navazující oblasti za náběžnou hranou profilu, která je ohraničená rozsahem poměrné hodnoty $10\% < x/c < 75\%$ se na přetlakové straně profilu udržuje prakticky konstantní tlak. V následující oblasti směrem k odtokové hraně se postupně urychlující expanze, která v místě poměrné hodnoty $x/c \sim 90\%$ překračuje v místě aerodynamického hrdla místní rychlost zvuku.



Obr. 40: Šlírový obraz interakce odlehlé čelní rázové vlny mezní vrstvou na přetlakové straně profilu, TR-U-9, literatura [10]

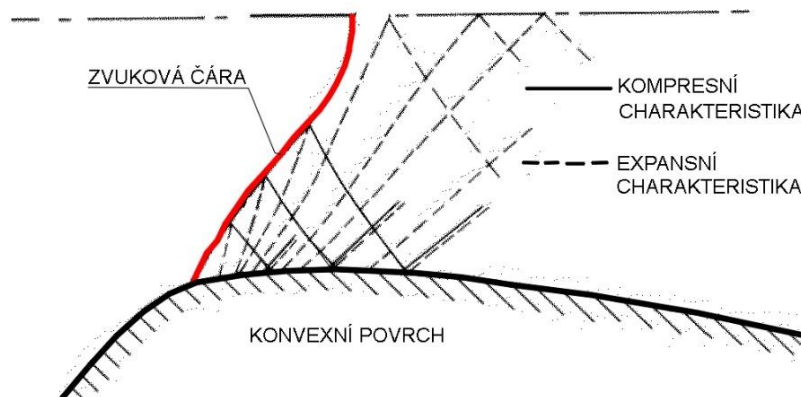
Na obrázku Obr. 41 vidíme proudové pole zachycené interferometrickou metodou se zvýrazněným interferenčním proužkem, který odpovídá izentropickému Machovo číslu $M_{is} = 1$. Jde o režim ve výpočtech označený jako pracovní režim PR1 s výstupním izentropickým Machovo čísle $M_{2is} = 1,6$. Zhruba v první desetíně tělivity profilu pozorujeme velmi prudkou podzvukovou expanzi. Tato akcelerace proudu po překročení zvukové rychlosti zvolňuje vlivem poměrů v supersonickém proudovém poli v blízkosti zvukové čáry. I přes nedokonalosti pořizovacího interferenčního obrazu, které jsou způsobeny nedokonalostmi zobrazení tvaru profilu v proudovém poli (vliv lomu světla v místě velikých gradientů hustoty

), můžeme na základě zkušeností a na základě teoretických úvah zjistit příčinu tohoto zpomalení expanze na konvexním povrchu v supersonickém proudovém poli, literatura [1].



Obr. 41: Proudové pole pro $M1=0.786$ a $M2is = 1,611$ (měřeno se šikmou perforovanou stěnou na výstupu), literatura [10]

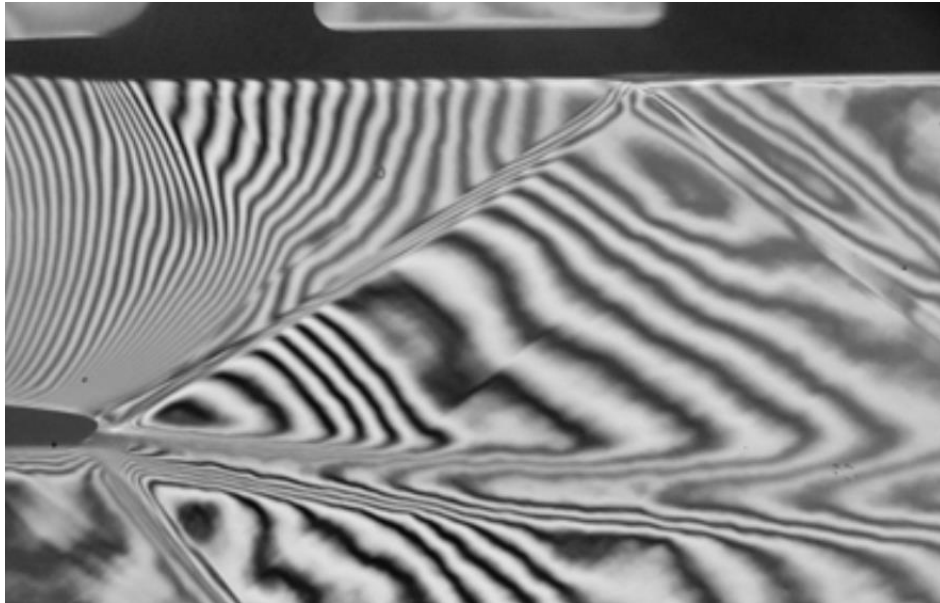
Podle výsledků tunelového měření je na podtlakové straně profilu vlivem tvaru zvukové čáry dosaženo zvukového bodu daleko před geometrickým hrdlem. Také expanzní vlny vznikají před hrdlem. Tyto expanzní vlny se odrážejí od zakřivené zvukové čáry jako vlny kompresní (na zvukové čáře je splněna podmínka konstantního tlaku) zpět k podtlakovému povrchu a od tohoto povrchu se odráží opět jako kompresní vlny. Současně ale na podtlakovém povrchu profilu v místě interakce kompresní vlny vzniká expanzní vlna šířící se stejným směrem a dochází k potlačení supersonické komprese (viz schéma na obrázku Obr. 42). To je příčinou poklesu urychlení proudového pole, který pozorujeme. Proces, vlastní supersonickým proudovým polím, uskutečňující se v této tzv. rekompresní oblasti je nazýván „supersonickou kompresí při transsonické expanzi“.



Obr. 42: Supersonické proudové pole v blízkosti zvukové čáry, literatura [1]

Konvexní náběžná část podtlakové strany při cca $x/c = 0.18$ přechází poměrně náhle do přímkového povrchu. Zde pozorujeme poměrně prudkou supersonickou expanzi vycházející z podtlakové strany. Další, již mírnější nárůst Machova čísla směrem k odtokové hraně je zapříčiněn výlučně expanzními charakteristikami, které vycházejí z konvexního povrchu před odtokovou částí přetlakové strany sousedního profilu. Dopadají na přímkovou část sousední podtlakové strany profilu a odrážejí se zpět do proudu jako vlny kompresní. Na přímkovém povrchu podtlakové strany ale nemohou vznikat další expanzní vlny a proto dochází k postupnému utlumování rychlosti expanze v proudovém poli. Tato spojitá expanzní oblast je ukončena dopadající vnitřní větví výstupní rázové vlny. Dle charakteru interakce vnitřní větve

výstupní rázové vlny s mezní vrstvou lze opět předpokládat, že je zde mezní vrstva již plně turbulentní. V místě interakce pozorujeme miniaturní trojúhelníkovitou oblast odtržení mezní vrstvy, která se později za vlnou opět přimkne k povrchu při současném vzniku kompresních vln. Zhruba druhou polovinu hloubky profilu lze na podtlakové straně považovat za oblast konstantního tlaku. Dochází zde k výraznému nárůstu tloušťky mezní vrstvy a tím i k výrazným změnám efektivního tvaru profilu. Toto se projevuje plně na značně nesymetrickém obtékání tlusté odtokové hrany. Celá struktura takto formovaného blízkého úplavu je příčinou zvýšení disipace energie v této oblasti (viz obrázek *Obr. 43*).

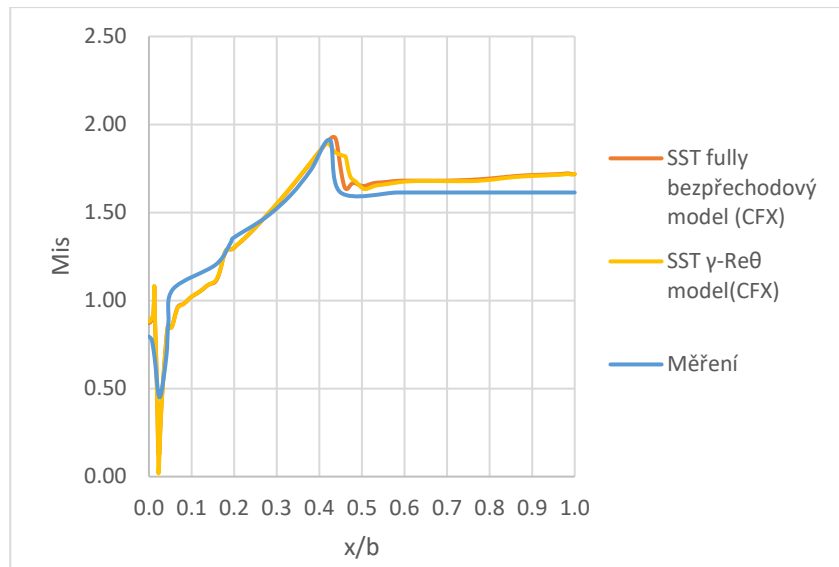


Obr. 43: Interakce vnitřní větve výstupní rázové vlny s mezní vrstvou na podtlakové straně sousedního profilu a nesymetrické obtékání odtokové hrany, literatura [10]

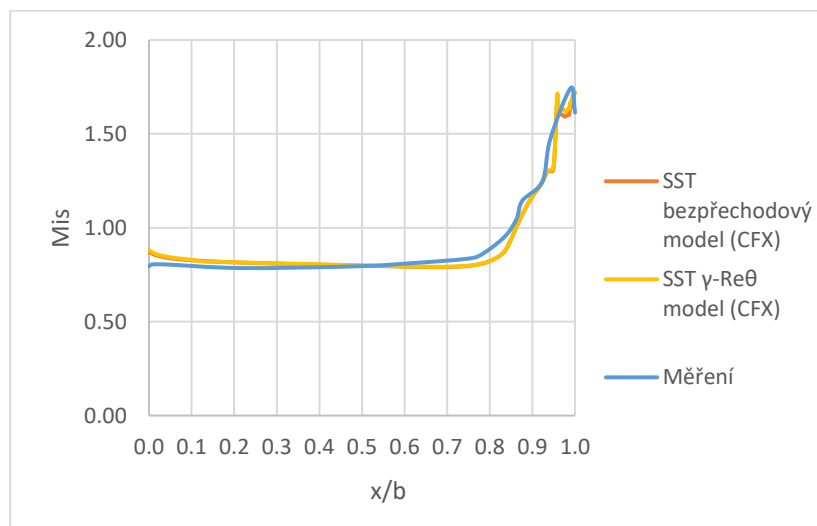
5. Diskuze

V této kapitole je uvedeno porovnání výsledků CFD simulace a validačního měření v aerodynamickém vzduchovém tunelu. Jsou porovnány výsledky CFD simulace pracovního režimu PR1-Indie se dvěma modely turbulence, SST bezpřechodového a SST γ - Re_{θ} a tunelového měření při Režimu 1 (viz Tab. 13).

Na obrázcích *Obr. 44* a *Obr. 45* je ukázán průběh izentropického Machovo čísla na podtlakové a přetlakové stranách profilu.



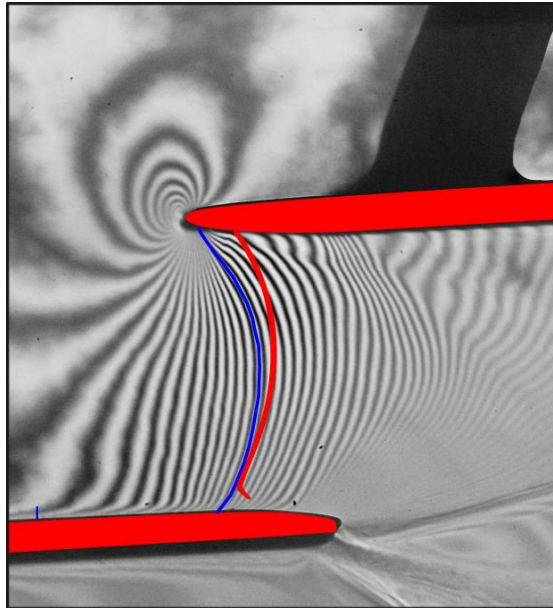
Obr. 44: Rozložení izentropického Machovo čísla u podtlakové strany profilu



Obr. 45: Rozložení izentropického Machovo čísla u přetlakové strany profilu

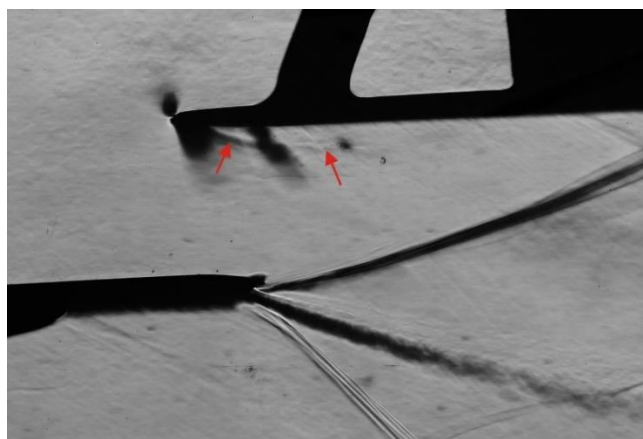
Lze konstatovat, že oba modely turbulence modely, použité v CFD simulaci mají dobrou shodu v průběhu izentropického Machovo čísla na podtlakové a přetlakové straně. Podobně se tento průběh shoduje v porovnání výsledků z CFD simulace a měření, s tím rozdílem, že pouze na podtlakové straně v oblasti podtlakové strany profilu od $x/b = 15\%$ až $x/b = 30\%$ je patrný rozdíl. Srovnáme-li polohu a tvar zvukové čáry z měření a CFD simulace, obrázek *Obr. 46*, vidíme, že se v případě experimentu zvuková čára směrem k podtlakové straně profilu postupně posouvá více proti proudu. Toto zjištění koresponduje s rozdílným průběhem

izentropického Machova čísla na diagramu v obrázku *Obr. 44*. Podrobným rozbořem bylo zjištěno, že příčinou tohoto rozdílu není nedodržení vzájemné polohy obou lopatek při montáži v měřicím prostoru, či jiný podobný problém související s deformacemi a tuhostí modelu při jeho obtékání. Spíše se jedná o projev trojrozměrnosti proudového pole.



Obr. 46: Poloha a tvar zvukové čáry: měření Režimu 1 (modře), CFD simulace režim PR1 (červeně)

Obraz proudového pole získaný při měření Toeplerovou šlírovou metodou ukazuje na podtlakové straně profilu strukturu proudu, která je označena na obrázku *Obr. 47* červenými šipkami. Vzniká již u náběžné hrany a šíří se po proudu podél podtlakové strany a postupně její obraz slábne. Ze zkušenosti měření na podobných typech profilových mříží můžeme říct, že se s největší pravděpodobností nejedná o koutový vír, ale spíše o zachycený gradient indexu lomu na hranici změny tloušťky mezní vrstvy na bočních stěnách měřicího prostoru. Tato změna je pravděpodobně důsledkem obzvláště prudké expanze ve vstupní části mezilopatkového kanálu u podtlakové strany jednoho z ohraničujících profilů. To ukazuje na změnu efektivního tvaru aerodynamického hrdla a jeho posunutí směrem proti proudu, obrázek *Obr. 46*. Pozorovaný rozdíl v rozložení izentropického Machova čísla na obrázku *Obr. 44* je vlivem dvojrozměrnosti experimentu, která je u interferometrie vždy předpokládána. Výsledky z CFD simulací jsou pravděpodobně blíže skutečnosti 2D proudového pole.



Obr. 47: Šlírový obraz proudového pole pro Režim 1, literatura [10]

6. Závěr

Předložená práce se zabývá prouděním v oblasti špičkového řezu oběžného kola posledního stupně nízkotlakového dílu parní turbíny velikého výkonu.

Profily, které jsou užity na špičce lopatky, jsou nově tvarovány jako profily deskového typu. Veliké hodnoty úhlu nastavení spolu s velikou poměrnou roztečí vedou k minimalizaci oblasti mezilopátkového kanálu a ke značnému zvětšení vstupní a výstupní části mříže. Poměry rychlostí na špičkovém řezu oběžného kola ukazují na transsonické a supersonické proudové pole. Vstupní Machovo číslo je v nominálním stavu ještě subsonické, ale vzhledem k nízkým hodnotám protitlaku se proudové pole velmi rychle stává supersonickým. Tyto podmínky spolu s deskovým charakterem použitých profilů v mříži vyvolávají řadu otázek nejen v oboru transsonických proudových polí, ale i v oblasti mezních vrstev, jejich utváření a vývoje.

Proto se tato práce zaměřila na numerické modelování proudových polí s využitím rozličných modelů turbulence. Získané výsledky byly porovnávány s aerodynamickým experimentem.

V práci jsou popsány nejen použité metody numerického modelování a modely turbulence a přechodu, ale i experimentální postupy a teoretická řešení, neboť pouze použití nezávislých metod může vést ke komplexnímu a objektivnímu pohledu na tuto složitou úlohu aerodynamiky transsonických lopátkových mříží.

Výpočty byly provedeny pro kvasi 2D úlohu v programu ANSYS CFX s dvěma modely turbulence (SST bezpřechodový a SST- γ Re $_{\theta}$), pro dva nominální režimy (které se lišily jen protitlakem). Byla provedena dále studie vlivu délky výstupní oblasti na výstupní supersonické proudové pole.

V rozbořech se práce zaměřuje na srovnání vypočtených proudových polí s validačními experimenty, které byly provedeny v Aerodynamické laboratoři ÚT AVČR v.v.i. v Novém Kníně. Provedené rozbořování ukazuje na dobrou shodu mezi simulacemi CFD a experimentem. Především nutno vyzdvihnout to, že se podařilo vhodnou volbou modelu přechodu ve výpočtu dosáhnout shodných struktur s experimentem při interakci vnitřní větve výstupní rázové vlny s mezní vrstvou na podtlakové straně sousedícího profilu. Tato interakce vykazuje totiž znaky, které jsou typické pro interakci s laminární mezní vrstvou.

V práci je zkoumán také tvar a poloha zvukové čáry v mezilopátkovém kanálu, která je důležitou hranicí při hyperbolickém popisu supersonického proudového pole. Jsou objasněny příčiny částečného rozdílu jejího tvaru a polohy v experimentu a výpočtu.

Rozbořování provedené v této práci ukazuje na nutnost dalších podrobných numerických simulací, rovněž i na nutnost dalších detailních experimentů. Tyto snahy by mělo již spojovat úsilí třeba nejen o popis třírozměrných proudových polí, ale i o stanovení vlivu jednotlivých jevů v transsonickém proudovém poli v tomto typu mříží na nárůst entropie.

Citovaná literatura

- [1] M. Luxa, „Důsledky konstrukčního řešení oběžného kola posledního stupně nízkotlakového dílu parní turbíny velikého výknu s velmi dlouhými lopatkami na transsonické proudové pole,“ ČVUT, Praha, 2017.
- [2] J. Synáč, B. Rudas, M. Luxa a J. Fürst, „TURBOSTROJE 2019 současné trendy při návrhu, výpočtu a zkoušení turbostrojů,“ v *Nominal and Off-Design Regimes of Supersonic Profile Cascade*, Praha, 2019.
- [3] O. Novak, M. Bobcik, M. Luxa, J. Fort, B. Rudas, J. Synac, D. Simurda, J. Furst, J. Halama, V. Hric, J. Prihoda a Z. Simka, „Turbine Cascades of Last Stage Blades for Wide Range of Operating Conditions,“ *International Journal of Turbomachinery and Power*, sv. IV, č. 4, 24 September 2019.
- [4] A. H. Shapiro, *The Dynamics and Thermodynamics of COMPRESSIBLE FLUID FLOW*, New York: The Ronald Press Company, 1953.
- [5] M. Luxa, M. BOBČÍK, O. NOVÁK, T. RADNIC, J. SYNÁČ a D. ŠIMURDA, „Power System Engineering Thermodynamics and Fluid Flow-ES 2016,“ v *K PROBLEMATICE NESTABILITY SUPERSONICKÉHO VSTUPNÍHO PROUDOVÉHO POLE V OBĚŽNÝCH TURBÍNOVÝCH MŘÍŽÍCH*, Plzeň, 2016.
- [6] D. Šimurda, „Špičkové lopatkové mříže,“ Praha, 2006.
- [7] F. Menter, J. Ferreira, T. Eash a B. Konno, „The SST turbulence model with improved wall treatment for heat transfer predictions in gas turbines,“ *Proceedings of the International Gas Turbine Congress*, pp. 2-7, 2003.
- [8] F. Menter, „Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications,“ *AIAA Journal*, sv. 32, č. 8, pp. 1598-1605, 1994.
- [9] J. Musil, J. Příhoda a J. Fürst, „Topical Problems od Fluid Mechanics,“ v *Simulation of supersonicFlow trough the tip-section turbine dlade cascade with a flat profile*, Prague, 2019.
- [10] M. Luxa, D. Šimurada a J. Hála, *Measurements on TR-U-9 Cascade*, INSTITUTE OF THERMOMECHANICS CZECH ACADEMY OF SCIENCE, V.V.I., 2020.
- [11] J. Musil, J. Příhoda, J. Fürst, M. Luxa a D. Šimurda, „Topical Problems of Fluid Mechanics 2021,“ v *Comparisation of transonic flows through two tip section turbine blade cascades with different flat profiles*, Prague, 2021.