

České vysoké učení technické v Praze

Fakulta strojní

Habilitační práce

**Důsledky konstrukčního řešení oběžného kola  
posledního stupně nízkotlakového dílu parní  
turbíny velikého výkonu s velmi dlouhými  
lopatkami na transsonické proudové pole**

**Ing. Martin Luxa, Ph.D.**

Obor:  
Konstrukční a procesní inženýrství

2017

Praha



## OBSAH

	Str.
1 Úvod	7
2 Poslední stupeň parní turbíny velkého výkonu	9
3 Transsonické proudové pole v oběžném kole posledního stupně nízkotlakového dílu parní turbíny velkého výkonu	13
3.1 Zvuková čára	14
3.2 Supersonické proudové pole	23
3.2.1 Metoda charakteristik	23
3.2.2 Supersonické proudové pole v mezilopátkovém kanále a výstupní části profilové mříže	25
3.2.3 Limitní zatížení profilových mříží	32
3.2.4 Supersonická odtoková hrana	35
3.2.5 Supersonické vstupní proudové pole	39
3.2.6 Konečná mříž s deskovými profily nulové tloušťky v supersonickém proudovém poli	40
3.2.7 Nekonečná mříž s deskovými profily nulové tloušťky v supersonickém proudovém poli	41
3.2.8 Mříž s vyklenutými profily a ostrou náběžnou hranou v supersonickém proudovém poli	45
3.2.9 Mříž reálných profilů se silnou náběžnou hranou v supersonickém proudovém poli	50
3.2.10 Sekundární a terminální rázová vlna	55
3.2.11 Rozeběhnutý a nerozeběhnutý supersonický režim	56
3.2.12 Interakce rázové vlny s mezní vrstvou	64
3.3 Vírové řady za odtokovými hranami	74
3.4 Održení proudu v lopátkových mřížích oběžného kola posledního stupně	80
4 Aerodynamické tlakové síly působící na vybrané řezy dlouhých oběžných lopatek	90
5 Některé aspekty experimentálního výzkumu transsonických profilových mříží	96
5.1 Periodicita výstupního supersonického proudového pole	96
5.2 Periodicita vstupního supersonického proudového pole	102
6 Závěr	105
7 Prameny	107
7.1 Citované práce autorovy	107
7.2 Ostatní citované práce	108



## SEZNAM POUŽITÝCH SYMBOLŮ

### Latinská abeceda

A	$m^2$	průřez, plocha
b	m	průmět profilu do osy stroje, šířka mříže
c	$ms^{-1}$	absolutní rychlost
c	m	hloubka profilu
$C_f$	-	součinitel tření
d	m	průměr válcové odtokové hrany
D	m	průměr
e	$Jkg^{-1}$	měrná energie
f	Hz	frekvence
h	$Jkg^{-1}K^{-1}$	měrná entalpie
i	-, °	počet proudů turbíny, úhel náběhu
l	m	délka lopatky
kh	-	bezrozměrová rychlost pohybu bodu odtržení
L	m	amplituda
M	-	Machovo číslo
$M^*$	-	bezrozměrová rychlost
$\dot{m}$	$kgs^{-1}$	tok hmotnosti
n	$s^{-1}$	otáčky rotoru
o	m	aerodynamické hrdlo
p	Pa	tlak
r	m	poloměr
Re	-	Reynoldsovo číslo
s	$Jkg^{-1}K^{-1}$	měrná entropie
s	m	rozteč profilů
Sh	-	Strouhalovo číslo
t	m	tloušťka deskového profilu
Tu	%	stupeň turbulence
u	$ms^{-1}$	obvodová rychlost
V	$ms^{-1}$	rychlost
v	$m^3s^{-1}$	měrný objem
w	$ms^{-1}$	relativní rychlost
x	m	poloha, souřadnice
y	m	souřadnice

### Řecká abeceda

$\alpha$	°	úhel proudu měřený od kolmice na rovinu náběžných hran
$\beta$	°	úhel sklonu rázové vlny, úhel proudu měřený od roviny náběžných hran
$\gamma$	°	úhel ustavení profilů v mříži
$\delta$	°	úhel odklonu proudu v rázové vlně
$\Delta$	-	diference
$\zeta$	-	součinitel ztráty kinetické energie
$\omega$	°	Prandtlův - Meyerův úhel
$\Omega$	$m^3$	plocha výstupního průřezu za posledním stupněm NT dílu
$\Theta$	-, °	rozvějíření lopatkového kola, úhel sklonu rázové vlny v kanále
$\iota$	°	úhel náběhu
$\vartheta$	°	úhel v kartézském souřadném systému (x-y)

$\mu,$	$^{\circ}, \text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$	Machův úhel, vazkost
$\tau$	s, Pa	čas, tečné napětí

### Indexy

ax	-	vztaženo k osovému směru stroje
b	-	vztaženo k tlaku na dno
f	-	vztaženo k obrázku
h	-	vztaženo k patě lopatky
is	-	Isoentropický stav
LIM	-	limitní hodnota
n	-	nominální hodnota
vr	-	vztaženo k výstupní rychlosti
min	-	minimální
podtl	-	vztaženo k podtlakové straně
přetl	-	vztaženo k přetlakové straně
ref	-	vztaženo k referenční rovině či referenčnímu bodu proud. pole
t	-	vztaženo ke špičce lopatky
tr	-	vztaženo k rovině odtokových hran mříže
v	-	vztaženo k náběžné hraně profilu
w	-	na stěně
0	-	cekový stav
1	-	vstupní veličina
2	-	výstupní veličina
*	-	parametr vztažený k aerodynamickému hrdlu
'	-	stav za rázovou vlnou

## 1 ÚVOD

Vycházíme-li z obecné definice filosofie Aristotelovy, lze najít čtyři příčiny jsoucna: *causa materialis* (příčina materiální), *causa formalis* (příčina formální), *causa efficiens* (příčina působící neboli účinná) a *causa finalis* (příčina účelová) [1]. Při bližším zkoumání konkrétního jsoucna, kterým je moderní oběžná lopatka posledního stupně nízkotlaké části parní turbíny velikého výkonu, můžeme si pomocí výše uvedeného dělení blíže ozřejmit problematiku, o které bude v tomto spisu pojednáváno. Aristotelovo dělení říká, že je-li jsoucnem například dlouhá oběžná turbínová lopatka, tak lze za příčinu materiální považovat druh použitého materiálu; za příčinu formální vlastní formu lopatky (čím tedy lopatka vlastně je - z toho samozřejmě plyne i její tvar a konstrukční uspořádání); za účinnou příčinu považujeme její tvůrce a konečně příčinu účelovou lze vymezit především účelem, pro který oběžnou lopatku navrhujeme, vyrábíme a zdokonalujeme. Tímto účelem je beze sporu především co nejvíce spolehlivá a efektivní přeměna tepelné a tlakové energie proudící páry na mechanickou energii otáčející rotorem turbíny. Určitě lze konstatovat, že tato finální příčina je zároveň příčinou prvotní. Celistvost pohledu na zkoumané jsoucno nutně dovádí naše myšlenky i k nutnosti sledovat vzájemné a vzájemně užitečné vazby mezi jednotlivými příčinami jeho existence. Bylo by především obtížné popírat určitou nadřazenost účelové příčiny příčinám ostatním. Jde zajisté o tzv. příčinu prvotní. Podobně nutno uvažovat o vzájemném vztahu mezi materiální a formální příčinou, které jsou spolu úzce svázány: v případě našeho předmětu zájmu jsou hranice možností silového namáhání, životnosti a dynamických vlastností úzce propojeny nejen s vhodným materiálem, ale i s tvarem lopatky. Otázka patřičného tvaru lopatky souvisí ale opět úzce s příčinou účelovou: jak dobře bude daný tvar oběžné lopatky přeměňovat tlakovou a tepelnou energii expandujícího plynu na mechanickou energii. Podobně by bylo možno najít řadu dalších vzájemných komplexních vazeb.

Poněkud v jiném postavení je poslední zbývající příčina, příčina účinná. Ta v sobě zahrnuje především odborníky, kteří se na vzniku reálného díla podílejí. A i zde se naplno projevuje složitost vytvářeného jsoucna. Pro vytvoření moderní dlouhé oběžné lopatky posledního stupně nízkotlakové části parní turbíny velikého výkonu je nutná součinnost zkušených odborníků věnujících se stavbě lopatkových strojů s kolegy z řady jiných oborů - materiálových věd, věd o pevnosti a životnosti, termodynamiky a mechaniky tekutin, výpočetních metod v mechanice tekutin a dalších. Nezbytný pro vznik takového díla je i kvalifikovaný technický, technicko-ekonomický a výrobní personál. Neoddělitelnou a velmi důležitou součástí účinné příčiny je i kvalitní zázemí ve vědecké a vědecko-výzkumné oblasti, neboť vývoj nových a dokonalejších strojů a zařízení se neobejde nejen bez hlubokých teoretických znalostí problematiky, ale ani bez širokého zázemí v oboru experimentálních věd.

Žijeme v době pokračujícího prudkého, snad až omračujícího rozvoje výpočetní techniky; možnosti jejího poměrně snadného a levného využití v procesu tvorby nových tvarů strojních součástí včetně turbínových lopatek jsou snadné, levné a velmi lákavé. Zdá se být užitečné si trvale uvědomovat, že nejde o tzv. samospasitelnou záležitost. Nejen bez hlubokých znalostí stavby využívaných numerických algoritmů, ale i bez hlubinných znalostí fyzikální podstaty modelované skutečnosti lze jen stěží těmito prostředky dosáhnout uspokojivého výsledku. Tato skutečnost, vycházející ze zkušenosti, se projevuje naplno v oblasti proudění

stlačitelné vazké tekutiny, tj. právě při řešení komplexních proudových polí [2] mezi lopatkami v posledním stupni nízkotlakové části parní turbíny velkého výkonu. Pokud ale dojde ke skutečné a plodné součinnosti odborníků zabývajících se teoretickou a experimentální aerodynamikou a odborníků oboru numerického modelování v mechanice tekutin s vývojovými pracovníky v oboru stavby turbín, lze dosáhnout vysoce kvalitních návrhů, jejichž důsledkem bude stroj s vysokou účinností, spolehlivostí a životností při dodržení kladných ekonomických parametrů.

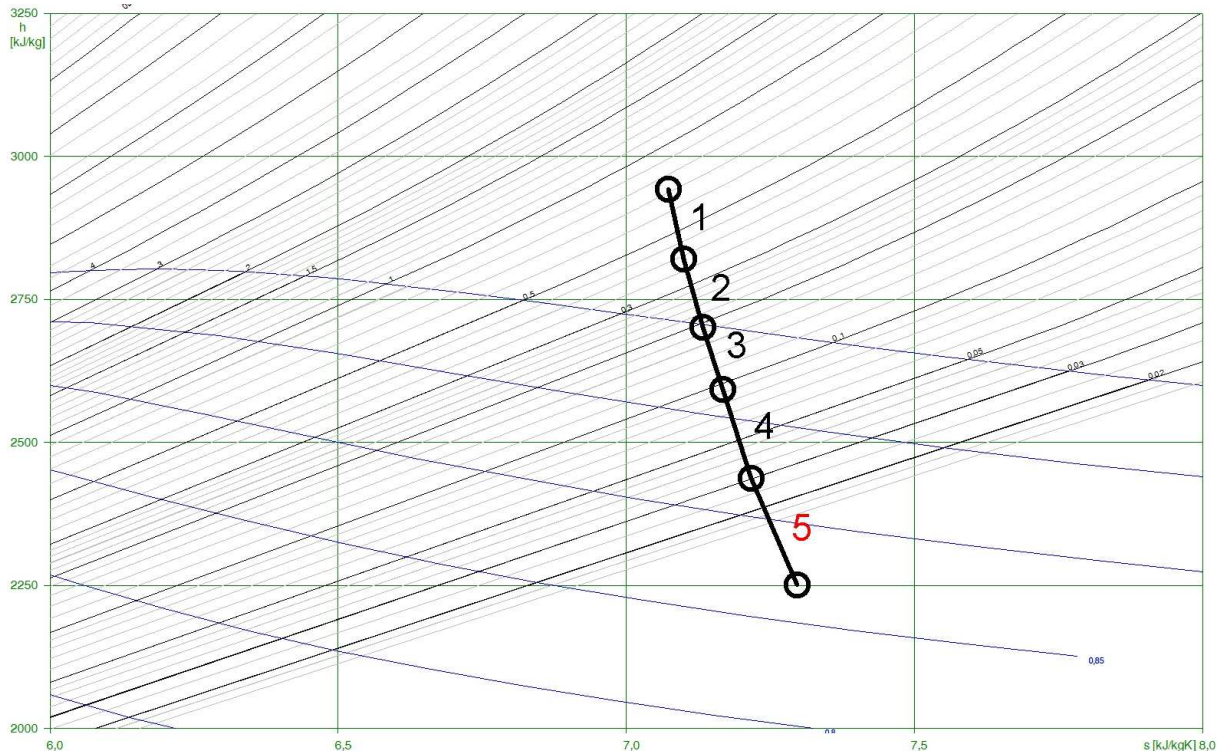
Cíle této práce lze shrnout především do následujících několika bodů:

- na základě teoretického a experimentálního přístupu systematicky popsat transsonické proudové pole v oběžném kole posledního stupně nízkotlakového dílu parní turbíny velkého výkonu s ohledem na jeho různá konstrukční uspořádání,
- provést komplexní rozbor problematiky supersonického vstupního proudového pole (se zřetelem na srovnání případů s nekonečným a konečným počtem lopatek),
- systematicky popsat (a na výsledcích provedených experimentů dokumentovat) možné případy interakce rázové vlny s mezní vrstvou a její důsledky na proudové pole v oběžném kole posledního stupně nízkotlakového dílu parní turbíny velkého výkonu,
- na podkladě experimentu popsat vývoj silových účinků od tlakových sil na vybrané řezy dlouhé oběžné lopatky,
- poukázat na vybrané problémy a jejich možné řešení při experimentálním modelování transsonického proudění v modelech s konečným počtem profilů,
- napomoci ku pochopení důležitosti znalosti vybraných aspektů teoretické a experimentální aerodynamiky pro vytváření nových tvarů dlouhých oběžných lopatek.



## 2 POSLEDNÍ STUPEŇ PARNÍ TURBÍNY VELIKÉHO VÝKONU

Přeměna tepelné energie přehřáté páry na energii mechanickou probíhá dnes obvykle v parní turbíně [A1]. U axiální turbíny protéká pracovní pára souběžně s hlavní osou rotoru jednotlivými řadami rozváděcích a oběžných lopatkových kol. Pára je vhodně nasměrována rozváděcími lopatkami do lopatek oběžných kol, které roztáčí. Při průtoku lopatkami pára koná práci - expanduje, tj. klesá její tlak a teplota a narůstá její objem. Ne každý stupeň turbíny, tvořený vždy jedním rozváděcím a oběžným kolem, se podílí stejnou měrou na přeměně tepelné energie proudící páry na mechanickou energii. Z hlediska podílu na celkové přeměně energie jsou zvláště



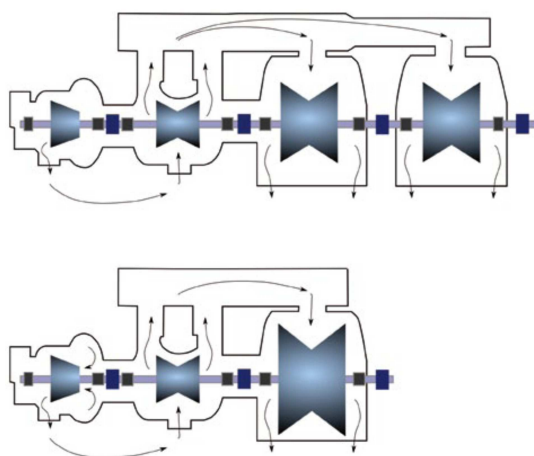
**Obrázek 1:** Znárodnění rozdění spádu entalpie (v  $h$ - $s$  diagramu vodní páry) mezi jednotlivé stupně v nízkotlakovém díle parní turbíny Škoda 1080MW v Jaderné elektrárně Temelín.

významné její poslední stupně, které proto mají podstatný vliv na účinnost celé turbíny. To dokumentuje znárodnění rozdění spádu entalpie mezi jednotlivé stupně v nízkotlakovém díle turbíny Škoda výkonu 1080 MW (Obr.1 - poslední stupeň je v diagramu označen červenou číslicí 5), která je provozována v Jaderné elektrárně Temelín. Jedna z významných ztrát energie v parní turbíně velikého výkonu závisí na velikosti výstupní kinetické energie za jejím posledním stupněm. Ščeglajev [3] tuto ztrátu (tzv. ztráta výstupní rychlosti) definuje následovně:

$$\Delta e_{vr}^{\min} = \frac{1}{2} \left( \frac{\dot{m} v_k}{i \Omega} \right)^2 \quad (2.1)$$

Aby parní turbína měla co největší účinnost, je nutné docílit toho, aby výstupní průřez jejího posledního stupně  $\Omega$  byl co největší a výstupní rychlost z něj co nejmenší. Jednoduchá termodynamická analýza objemového toku  $\dot{m} v_k$  ve vztahu 2.1 ukazuje, že optimální hodnota výstupní kinetické energie je dosažena v případě, kdy se výstupní rychlost páry pohybuje v rozsahu od cca  $150 \text{ ms}^{-1}$  do cca  $250 \text{ ms}^{-1}$  [A2].

Naopak je ale vhodné, aby turbíny byly navrhovány s co nejmenším počtem proudů  $i$  - s ohledem na kompaktnost celého stroje a dobré ekonomické parametry při jeho výrobě. Oba výše zmíněné požadavky směřují k nutnosti zvětšování plochy



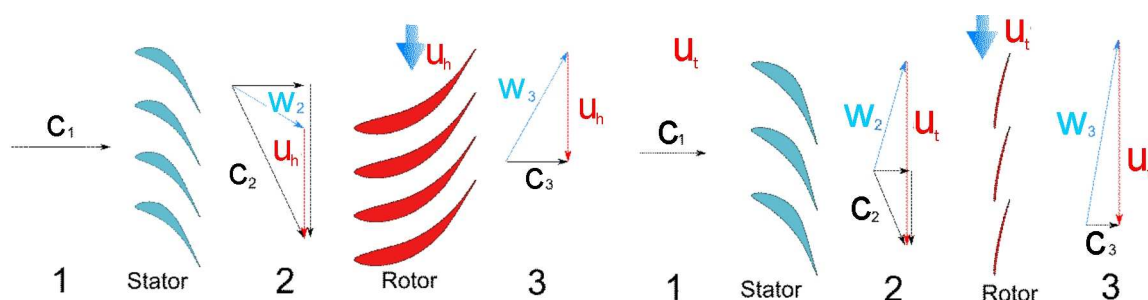
**Obrázek 2:** Parní turbína Škoda 800MW. Původní sestava (nahore) a modernizovaný stroj (dole).

výstupního mezikruží za posledním stupněm, jehož logickým důsledkem je zvětšování délky lopatek posledních stupňů. Důležitou v otázce ztráty výstupní rychlostí je též volba koncepce celého soustrojí, především volba nominálních otáček stroje. Ty jsou ale ve všech uvažovaných případech bez výjimky konstantní<sup>(1)</sup>:  $n = 50 \text{ s}^{-1}$ . Na Obrázku 2 je schématicky znázorněn příklad původní a modernizované verze parní turbíny Škoda o výkonu 800MW. Původní verze nízkotlakového dílu této turbíny pracovala v uspořádání se čtyřmi proudy turbíny, délka oběžných lopatek posledního stupně byla 840mm. Modernizovaná verze turbíny je provozována v uspořádání nízkotlakového dílu jen se dvěma proudy, poslední stupeň je ale osazen

lopatkami 1375mm dlouhými [A3]. Dochází tudíž k návrhům dlouhých neprismatických oběžných lopatek. Vnější průměr oběžného kola posledního stupně velké parní turbíny je značný, obvykle přes 4 metry.

$l$	$D_h$	$D_t$	$\Omega$	$u_h$	$u_t$
[m]	[m]	[m]	[m <sup>2</sup> ]	[ms <sup>-1</sup> ]	[ms <sup>-1</sup> ]
0,860	1,600	3,320	6,646	251,3	521,5
1,085	1,760	3,930	10,120	276,5	617,3
1,220	1,880	4,320	11,880	295,3	678,6
1,375	1,950	4,700	14,363	306,3	738,3
1,525	2,050	5,100	17,128	322,0	801,1

**Tabulka 1:** Vybrané geometrické a rychlostní parametry oběžných lopatek a výstupního mezikruží u turbín Škoda s otáčkami  $n = 50 \text{ s}^{-1}$ .

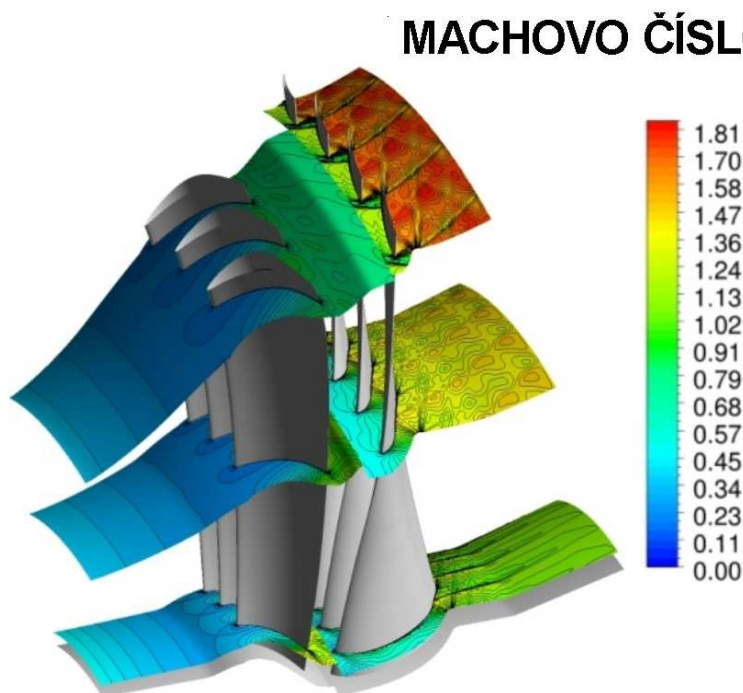


a) patní řez

b) špičkový řez

**Obrázek 3:** Příklad rychlostních trojúhelníků na patě a špičce u posledního stupně nízkotlakového dílu.

V Tabulce 1 je uveden přehled vybraných parametrů oběžných lopatek a výstupního mezikruží nízkotlakových dílů parních turbín Škoda. Patní průměry oběžných kol se příliš s délkou lopatek nemění. Prodlužování lopatek se projevuje tudíž zvětšováním



špičkového průměru kola, obvodové rychlosti jsou značné a na lopatce u špičky překračují vysoce rychlost zvuku. Vektorovým složením této obvodové složky rychlosti lopatky a rychlosti expandující pracovní páry dochází tudíž k průtoku lopatkovými kanály posledního stupně nejen vysokými podzvukovými, ale i nadzvukovými rychlostmi. Dochází ke značným změnám rychlostních trojúhelníků podél výšky lopatky (viz Obr. 3), oběžné lopatky nejsou prizmatické a nemají obvykle ani přímkovou těžnici - důsledkem je jejich rozkrucování při otáčení rotoru. Tohoto jevu se často využívá při tvorbě dynamických tlumících

*Obrázek 4: Výsledky numerické simulace v posledním stupni nízkotlakové části parní turbíny Škoda, délka listu oběžné lopatky byla 1375 mm – pole Machova čísla.*

vazeb.

Moderní poslední stupně jsou navíc obvykle provozovány již v oblasti komplikovaných termodynamických parametrů vodní páry, kde dochází k erozivní degradaci lopatek.

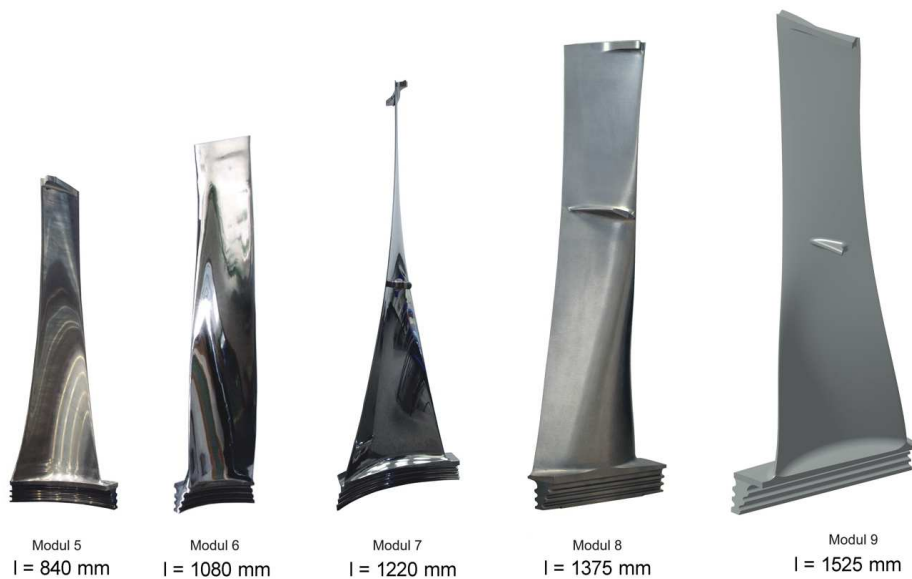
---

(1) Při volbě jmenovitých otáček jde vždy o posouzení účinnosti, výkonu, velikosti a ceny turbíny. Např. firma Doosan Škoda Power, s.r.o. v Plzni nemůže vyrábět turbíny velkého výkonu na 25Hz, tj. na poloviční otáčky. Důvodem jsou rozměry stávající dílny. Přitom pro jaderné elektrárny 1000 - 1200 MW by 25Hz přineslo zvýšení účinnosti nízkotlakových dílů, zřejmě i spolehlivosti a snížení eroze. Z důvodů ceny se vysokotlakové díly díl turbín menších výkonů navrhují na zvýšené otáčky (třeba  $n = 91,66s^{-1}$ ) s předovkou a nízkotlakový díl na  $n = 50s^{-1}$  s dvojpólovým generátorem 50Hz. Čtyřpólové generátory jsou levnější (lze je výrobně lépe zvládnout, větší konkurence) než dvojpólové. O čtyřpólovém generátoru se uvažuje, když je turbína navržena na vyšší otáčky (a je nutná v každém případě převodovka). Ale například uspořádání turbíny s otáčkami  $n = 50s^{-1}$  s převodovkou a čtyřpólovým generátorem není přínosné.

---

Tyto skutečnosti spolu s velikými změnami rychlostních poměrů podél lopatek a s velkým poklesem entalpie páry způsobují, že hovoříme o extrémně zatížených turbínových lopatkách. Proudové pole v posledním stupni nízkotlakového dílu je proudovým polem stlačitelné vazké tekutiny a považujeme jej téměř bez výjimky za proudové pole komplexní, tak jak bylo definováno Bradshawem [2].

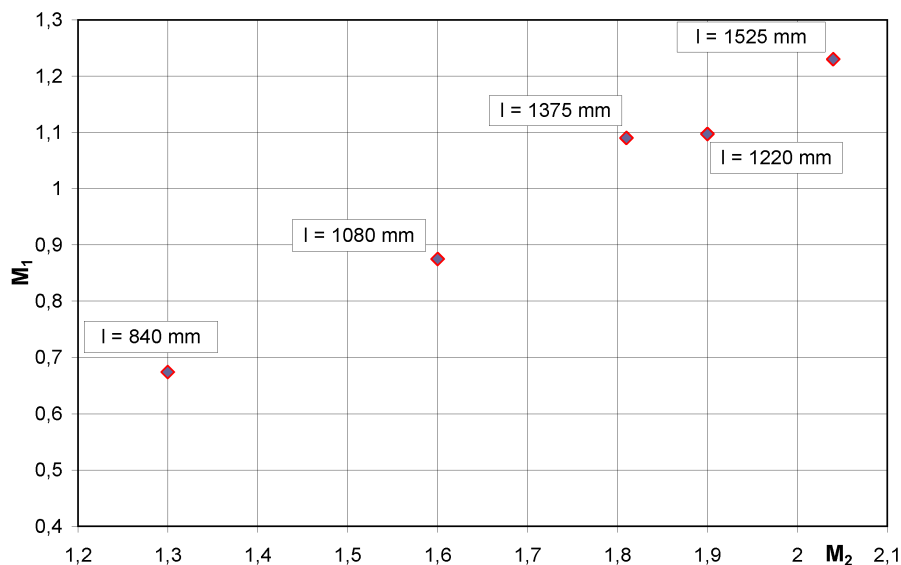
Vysoká aerodynamická zatížení vyžadují pečlivý návrh profilů posledních



*Obrázek 5: Modulová řada oběžných lopatek Škoda, určených pro poslední stupeň nízkotlaké části parní turbíny velkého výkonu.*

oběžných lopatek. Protože se plně projevují vlivy stlačitelnosti a vazkosti pracovní páry, při obtékání lopatek vznikají soustavy rázových vln, které vedou k nárůstu ztrát. Odlišné je i celkové chování a vlastnosti proudícího média v podzvukových a nadzvukových rychlostech. Dlouhé oběžné lopatky obvykle pracují v režimu aerodynamického ucpání mezilopátkových kanálů. Na Obrázku 4 jsou zachyceny pro ozřejmění výsledky CFD simulace ve třech řezech posledního stupně moderní koncepce s dlouhou oběžnou lopatkou (jedná se o geometrii s listem lopatky 1375mm dlouhým). Rozváděcí i oběžná lopatka není prismatická, hlavová část u rozváděcího kola je kuželová a u oběžného kola naopak válcová. Oběžná lopatka je navržena s přímou nožkou se stromečkovým závěsem, toto řešení má velké technologické přednosti oproti obloukové nožce, ale je příčinou těžkostí při aerodynamickém návrhu lopátkového listu. (Oběžnou lopatku s listem dlouhým 1375mm, vybavenou tlumícími prvky jejího dynamického chování vidíme spolu s dalšími oběžnými lopatkami pro poslední stupeň nízkotlakových částí modulových řad Škoda na fotografii na Obrázku 5.) V mezeře mezi koly, za rozváděcí mříží, dosahuje Machovo číslo podél plochy odtokových hran v absolutním prostoru vesměs vysokých subsonických hodnot, částečně - ve spodní části mezilopátkového prostoru - je překročena i rychlost zvuku. V relativním vztažném prostoru oběžného kola je ve spodní části oblasti náběžných hran oběžných lopatek subsonická rychlost. Postupně, po výšce lopatky se relativní vstupní rychlost zvětšuje a v horní části lopátkového kola překračuje rychlost zvuku. Ve výstupní rovině (v relativním prostoru za oběžným koly pozorujeme bez výjimky supersonické proudové pole. Výstupní supersonické Machovo číslo opět roste směrem ke špičkovému řezu oběžného kola.

Se zvětšováním délky lopatek logicky dochází k rozšiřování oblasti supersonického proudového pole na úkor pole subsonického. Tento trend dobře dokumentuje diagram na Obrázku 6, kde je vynesena závislost nominálních hodnot vstupního a výstupního Machova čísla pro špičkové řezy pěti generací oběžných dlouhých lopatek Škoda. Z diagramu je zřejmé, že u tří nejdelších lopatek modulové



**Obrázek 6:** Vývoj nominálních hodnot vstupního a výstupního Machova čísla na špičce oběžné lopatky (v závislosti na délce lopatky).

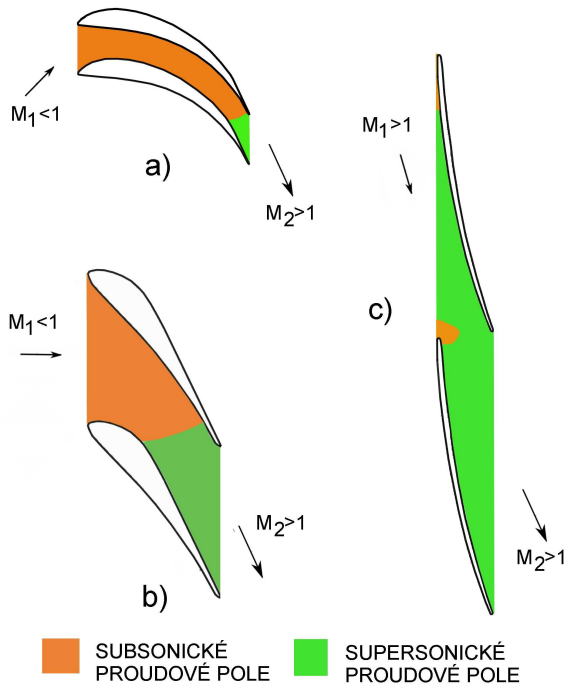
řady Škoda je i na vstupu překročena zvuková rychlost. Hodnoty vstupních a výstupních Machových čísel podél oběžné lopatky lze do určité míry ovlivnit volbou profilů a celkovou geometrií lopatky, lopatkového kola atd. Nicméně, sumární trend směřuje směrem ku růstu rychlostí v horní části lopatky v závislosti na zvětšování délky lopatek a rozměrů celého oběžného kola. Nelze se pak vyhnout v určité výšce lopatky intermitentnímu chování odlehle čelní rázové vlny, které může mít výrazně negativní vliv na dynamické chování celé lopatky [A4].

Vzhledem ke stavbě moderních turbostrojů, které mají rovněž umožňovat plnění stále vzrůstajících požadavků společnosti na možnosti snadnější regulace jejich výkonu, se stává stále důležitějším spolehlivé a energeticky únosné provozování strojů i mimo jejich návrhové stavy. To klade další požadavky na vývoj a výzkum v široké oblasti oborů.

V následujících kapitolách se zaměříme především na problematiku transsonických proudových polí v turbínových lopatkových mřížích a to s ohledem na jejich provozování v návrhových stavech. V závěru práce se budeme rovněž zabývat některými problémy při experimentálním modelování transsonických proudových polí v profilových mřížích.

### 3 TRANSSONICKÉ PROUDOVÉ POLE V OBĚŽNÉM KOLE POSLEDNÍHO STUPNĚ NÍZKOTLAKOVÉHO DÍLU PARNÍ TURBÍNY VELIKÉHO VÝKONU PŘI NOMINÁLNÍCH PODMÍNKÁCH

Rozsah a vývoj supersonické oblasti v mezilopatkovém kanále oběžného lopatkování posledního stupně nízkotlakového dílu, tvořeného dlouhými lopatkami směrem od patního řezu k řezu špičkovému závisí nejen na rychlostních poměrech příslušných danému poloměru lopatkového kola, ale především na tvaru mezilopatkového kanálu. Ten souvisí s tvarem profilu lopatky na zkoumaném poloměru otáčení, s počtem lopatek v kole a s rozvějířením  $\theta$  <sup>(2)</sup> celého kola. Výsledné tvarování mezilopatkového kanálu určuje na každém poloměru lopatkového kola polohu a rozměr aerodynamického hrdla, které směrem po proudou



**Obrázek 7:** Rozdělení proudového pole ve třech řezech oběžné lopatky 1375mm dlouhé na subsonickou a supersonickou část; a) patní řez, b) středový řez, c) špičkový řez.

zohledněny. Zaznamenaná situace odpovídá nominálním provozním podmínkám.

(2) Rozvěžnění  $\theta$  je obvykle definováno jako poměr průměru lopatkového kola na patě  $D_h$  ku délce lopatky  $l$ . Na velikosti parametru  $\theta$  mj. závisí, zda se použijí prismatické či neprismatické lopatky.

### 3.1 Zvuková čára

S ohledem na zkoumané transsonické a supersonické struktury jsou poloha a tvar zvukové čáry významnou informací. Zvuková čára bývá okrajovou podmínkou pro řešení supersonického proudového pole, je také hraniční čarou oblasti, kde předpokládáme řešení hyperbolické parciální diferenciální rovnice.

Průběh zvukové čáry, a tedy i celý vývoj supersonického proudění je výrazně závislý na geometrii mříže, zejména na poměrné rozteči, dále na úhlu otočení proudu aj.. V Prandtlově - Meyerově úloze (prostá supersonická expanze) je zvuková čára vždy kolmá na proudnici před expanzí. To znamená, že proudnice má ve zvukovém bodě vždy nulovou křivost. Často je využíváno tohoto předpokladu tak, že zvuková čára je ztotožňována s geometrickým hrdlem zkoumaného kanálu. Ve skutečnosti je tato podmínka splněna málo kdy. Řešením tvaru zvukové čáry v kanálu se zabýval Šafařík [4], [8], Shapiro [6] nebo Thompson [5]. Pěkný přehled různých možností analytických řešení tvaru zvukové čáry v osově symetrických i osově nesymetrických zakřivených kanálech poskytuje práce Dvořákova [11]. Tvar zvukové čáry v nejužším místě kanálu je řešen na základě znalosti zakřivení kanálu v místě geometrického hrdla pro stacionární proudění ideální nevazké tekutiny, které je popsáno linearizovanou potenciální rovnicí. Analytické řešení tvaru zvukové čáry pak často vychází z přibližného nahrazení tvaru sousedících povrchů, ohraničujících kanál v blízkosti aerodynamického hrdla, kružnicemi. V polárních souřadnicích, zavedených

je hranicí, kde začíná supersonická oblast proudového pole. Obvykle směrem ke špičce lopatky se aerodynamické hrdlo (ve shodě s tvarováním lopatky a polohou hrdla geometrického) posouvá směrem proti proudu blíže k ploše náběžných hran lopatkového kola. Jsou-li splněny patřičné termodynamické podmínky na vstupní ploše (obvykle v oblasti horní části lopatky pod špičkou), aerodynamické hrdlo je posunuto proti proudu mimo oblast pevných povrchů lopatky a supersonické proudové pole se nalází skoro v celém mezilopatkovém kanále, včetně podstatné plochy vstupní i výstupní části profilové mříže. Na Obrázku 7 vidíme experimentálně zjištěné rozdělení proudového pole oběžné lopatky Škoda dlouhé 1375mm na subsonickou a supersonickou část ve třech řezech, subsonické oblasti v mezních vrstvách zde nejsou

dle schématu na Obrázku 8 (se středem polárních souřadnic  $[r, \theta]$  totožným se středem ohraničující kružnice  $k_1$ ) lze odvodit následující vztah pro tvar zvukové čáry:

$$\theta \left[ \frac{1-\varepsilon}{(\kappa+1) \frac{y_h}{R_1}} \right]^{\frac{1}{2}} = -\frac{\varepsilon+2}{6} \frac{y_h}{R_1} + \bar{r} - \frac{1-\varepsilon}{2} \frac{R_1}{y_h} \bar{r}^2, \quad (3.1.1)$$

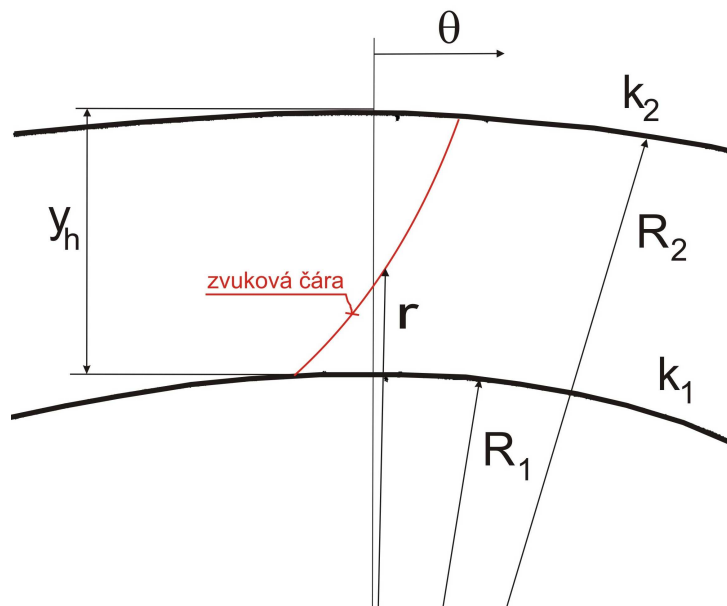
se substitucemi:

$$\varepsilon = \frac{y_h + R_1}{R_2} \quad (3.1.2)$$

a

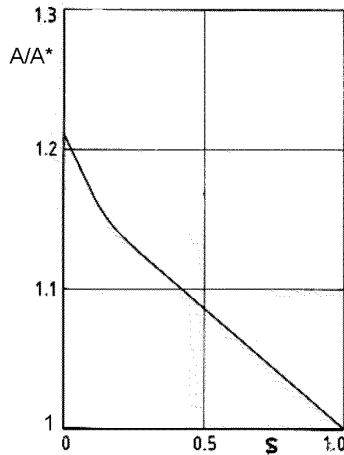
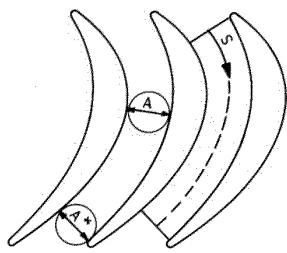
$$\bar{r} = \frac{r - R_1}{R_1}. \quad (3.1.3)$$

Často přijímáme údaje o tvaru a poloze zvukové čáry z numerických simulací a



**Obrázek 8:** Analytické stanovení tvaru zvukové čáry z metody charakteristik dle [4], schéma.

z experimentu. Experimentálně zjišťujeme tvar zvukové čáry především z měření interferometrickou metodou. S výhodou používáme tzv. metodu nekonečné šířky proužku (viz např. [6]), kdy proužky v interferenčním obrazci jsou přímo proužky konstantního indexu lomu. Protože v případě zkoumání proudění vzduchu lze nahradit nelineární zákon Lorenz - Lorentzův jednodušším, lineárním Gladstone - Daleovým zákonem o vzájemném vztahu hustoty a indexu lomu [7], můžeme každému interferenčnímu proužku snadno přiřadit hodnotu příslušné hustoty. Ze známých referenčních parametrů proudového pole, lze takto nalézt i zvukový proužek. Dopouštíme se ovšem určité nepřesnosti, protože proudové pole v mezilopátkovém kanále obvykle vyhodnocujeme jako isoentropické (tzn. za předpokladu konstantního celkového tlaku). Ve smykových vrstvách v blízkosti

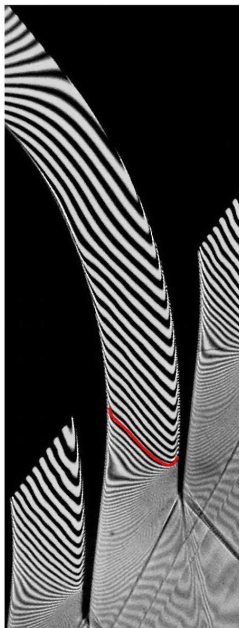


**Obrázek 9:** Příklad patního řezu navrženého ve VKI s vynesným průběhem kontrakce mezilopatkového kanálu [16].

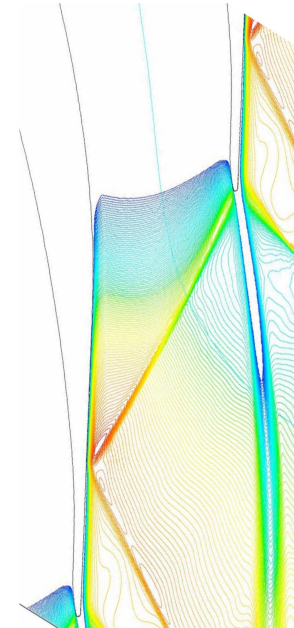
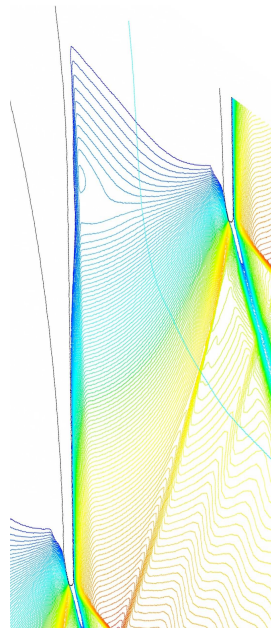
povrchů profilů ohraničujících mezilopatkový kanál je toto zkreslení ještě výraznější.

Při nominálních podmínkách proudění jsou moderní oběžné lopatky posledního stupně provozovány při splnění podmínky aerodynamického ucpání mezilopatkového kanálu, tzn. že se zvuková čára v jednotlivých řezech po výšce lopatkového kola uzavírá přes mezilopatkový kanál. Výjimkou mohou být špičkové řezy ultra dlouhých oběžných lopatek, které jsou

provozovány v supersonickém proudovém poli, a zvuková čára ohraničuje jen malou místní subsonickou oblast v okolí stagnačního bodu náběžné hrany.



a)  $s/c = 0,2603$       b)  $s/c = 0,2732$   
**Obrázek 10:** Vliv změny poměrné rozteče ( $s/c$ ) na tvar zvukové čáry v mezilopatkovém kanále – experiment, interferogram. Výstupní Machovo číslo  $M_{2is} \sim 1,8$ , úhel náběhu  $\iota = 14^\circ$  (nominální vstupní úhel) [A5], [A6].

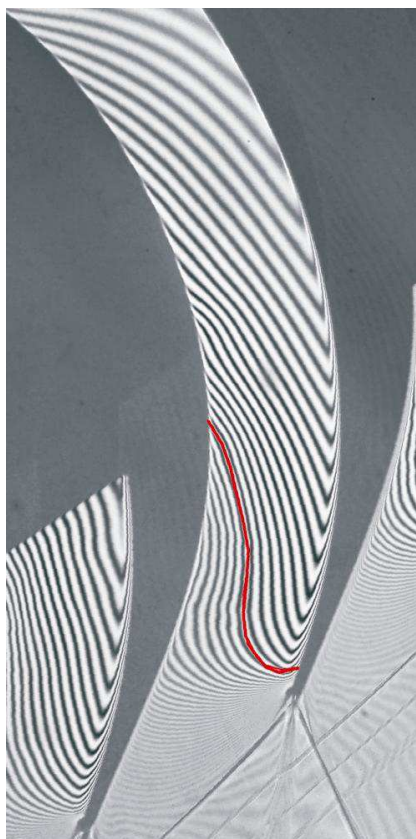


a)  $s/c = 0,2603$       b)  $s/c = 0,2732$   
**Obrázek 11:** Vliv změny poměrné rozteče ( $s/c$ ) na tvar zvukové čáry v mezilopatkovém kanále - numerická simulace. Výstupní Machovo číslo  $M_{2is} \sim 1,6$  (a) a  $M_{2is} \sim 1,1$  (b), úhel náběhu  $\iota = 14^\circ$  (nominální vstupní úhel) [A5], [A6].

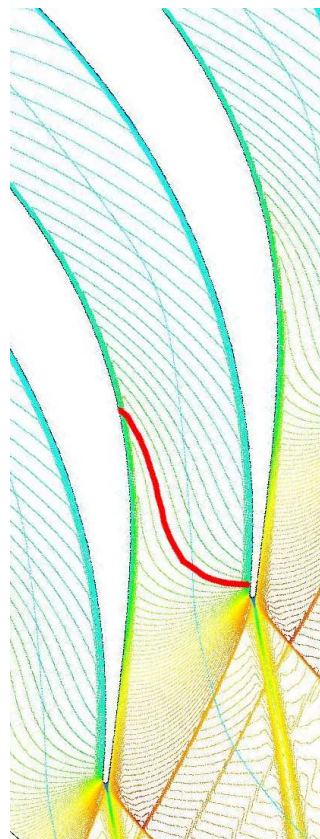
V patních řezech oběžného lopatkování se obvykle setkáváme s velikou citlivostí tvaru zvukové čáry na tvarování mezilopatkového kanálu. Vstupní Machova čísla se pohybují u návrhových režimů v poměrně nízkých hodnotách, obvykle pod  $M_1 = 0,4$ . Mezilopatkový kanál je obvykle tvarován v konvergentní části tak, že za vstupní částí kanálu následuje jeho poměrně velmi dlouhá část, která se po směru proudu jen velmi zvolna zužuje směrem k aerodynamickému hrdlu. Navazující divergentní část



mezilopatkového kanálu je velmi krátká a k pokračování supersonické expanse především dochází až ve výstupní části profilové mříže. Vzhledem k velmi malému poměru velikosti aerodynamického hrdla ku délce jen mírně konvergentně - divergentního mezilopatkového kanálu (často jen konvergentního - viz např. Obrázek 9) je zřejmé, že malé změny tvarování profilů v oblasti hrdla spolu s odlišným vývojem tloušťky mezních vrstev mají značný dopad na tvar zvukové čáry a na vývoj následující supersonické expanse.



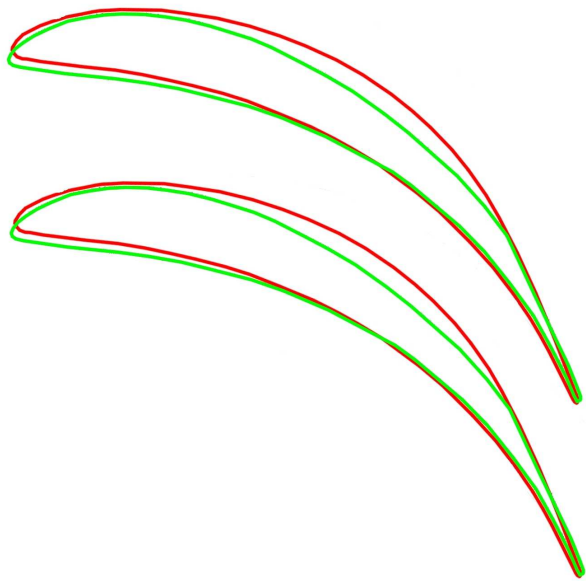
**Obrázek 12:** Tvar a poloha zvukového proužku pro vylepšenou geometrii patního řezu pro poměrnou rozteč  $s/c = 0,2732$ . Interferogram, výstupní Machovo číslo  $M_{2is} = 1,703$ , úhel náběhu  $\iota = 0^\circ$  [A7].



**Obrázek 13:** Zvukový proužek v obrazu proudového pole, získaného pomocí metody CFD pro vylepšenou geometrii patního řezu pro poměrnou rozteč  $s/c = 0,2732$ . výstupní Machovo číslo  $M_{2is} \sim 1,6$ , úhel náběhu  $\iota = 0^\circ$  [A7].

Příkladem jsou výsledky experimentálního modelování proudových polí ve dvou variantách patního řezu, které jsou doplněny numerickou simulací. Obě varianty jsou určeny pro stejný průměr oběžného kola, použité profily se tvarem vzájemně jen velmi málo liší. Rozdílná je pouze poměrná rozteč obou modelů. První varianta modeluje situaci pro 60 lopatek ( $s/c = 0,2603$ ) v oběžném kole, druhá pro 52 lopatky ( $s/c = 0,2732$ ). Na Obrázku 10 jsou srovnány interferogramy obou variant se zvýrazněnou zvukovou čarou. Celkem pěknou shodu pozorujeme i při srovnání varianty s menší poměrnou roztečí (a) s numerickými výpočty (viz Obr.11). V případě porovnání výsledků s větší poměrnou roztečí (b) ukazuje numerická simulace poněkud jiný sklon zvukové čáry. Příčinu rozdílů lze zřejmě hledat v použité metodice výpočtu, proudění zde bylo uvažováno cele turbulentní, bylo využito turbulentního modelu  $k\omega$ -SST s neodrazovou okrajovou podmínkou. Podrobné modelování

struktury mezní vrstvy na podtlakové straně a i použití jiných modelů než turbulentních (přechodové modely) by mohlo vést pravděpodobně k lepší shodě. Modelovaná situace totiž vychází z nominálních podmínek, pro které je profil lopatky určen. Vzhledem ke splnění řady požadavků při návrhu lopatky byl použitý patní profil

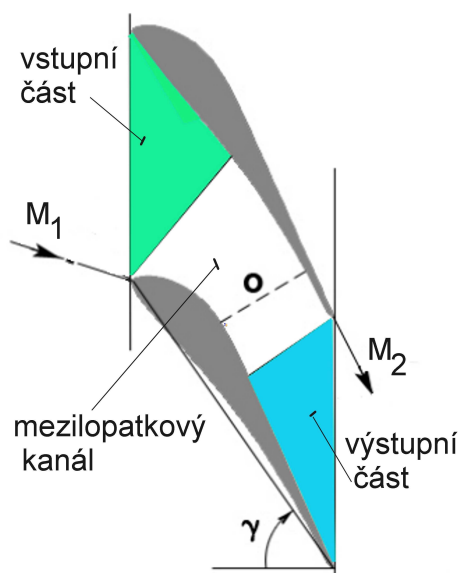


**Obrázek 14:** Srovnání profilů patního řezu se shodnou poměrnou roztečí  $s/c = 0,2723$ . Původní varianta (viz Obr. 10b a Obr. 11b) zeleně, nová varianta (viz Obr. 12 a Obr. 13) červeně. Zde vzájemně pootočeno.

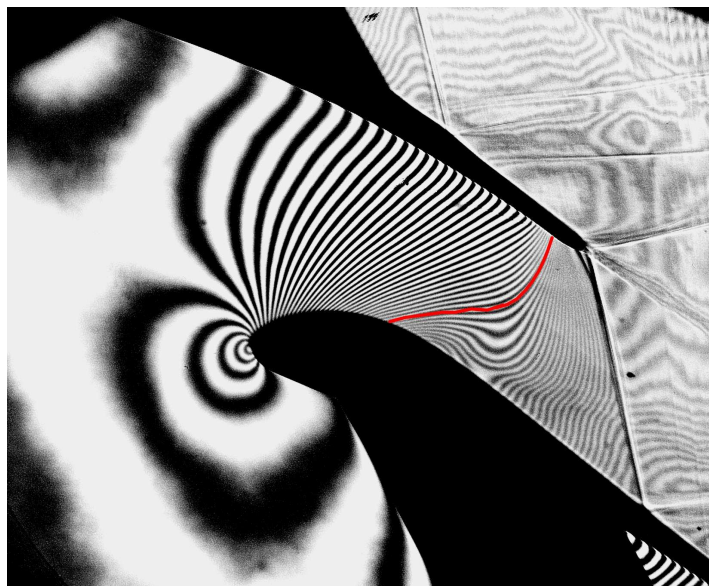
ustaven na nožce tak, že má kladný incidenční vstupní úhel ( $\iota = 14^\circ$ ). Tato skutečnost vede k mírnému nárůstu statického tlaku na podtlakové straně profilu v oblasti za náběžnou hranou s následující velmi rozsáhlou oblastí prakticky konstatního tlaku (tu můžeme dobře pozorovat i na interferogramech v Obrázku 10. Důsledkem této skutečnosti jsou komplikované procesy spojené s mezní vrstvou na podtlakové straně a jejím přechodem z laminární do turbulentní. Stejně tak i experiment může být zatížen nepřesnostmi (drobné deformace modelu během měření a pod.), které vedou u takovýchto typů mezilopatkových kanálů k poměrně závažným změnám v proudovém poli.

Další příklad ukazuje jinou variantu popisovaného patního řezu. Při stejné poměrné rozteči jako u

případu (b) (tzn. pro  $s/c = 0,2732$ , 52 lopatky v kole) opět na shodném průměru byl použit jiný, optimalizovaný profil paty lopatky při jiném úhlu ustavení. Tvar zvukové



**Obrázek 15:** Typický mezilopatkový kanál středního řezu dlouhého lopatkování - situace.

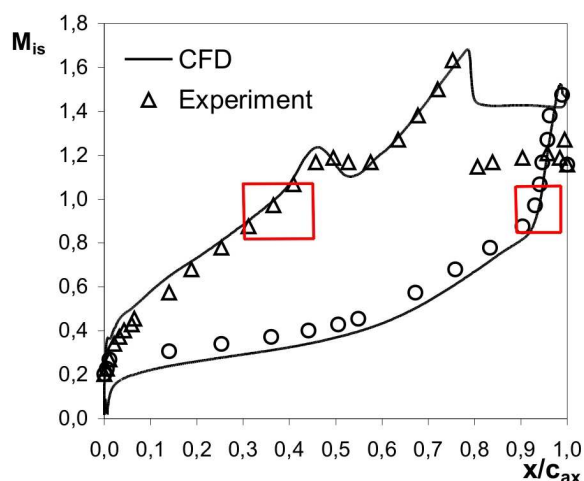


**Obrázek 16:** Zvuková čára v mezilopatkovém kanále středního řezu dlouhé lopatky, interferogram,  $M_{2is} \sim 1,35$ , úhel náběhu  $\iota = 0^\circ$  [A8]

čáry je zvýrazněn červeně na Obrázku 12, výsledky numerické simulace se zvýrazněným zvukovým proužkem jsou v Obrázku 13. Tato nová varianta patního řezu byla navržena oproti původním, výše popisovaným variantám s nulovým incidenčním úhlem vstupního proudu v provozním stavu.

Budeme-li srovnávat na podtlakové straně profilu polohu bodů, ve kterých bude překročena rychlost zvuku, pak v případě měření jde o hodnotu  $x/c_{ax} = 0,67$  a v případě numerické simulace  $x/c_{ax} = 0,73$ . Tato poměrně pěkná shoda mezi numerickou simulací komerčním výpočetním programem a experimentálními daty je zajisté zapříčiněna i příznivějším vývojem tlaku u podtlakového povrchu profilu v podzvukové oblasti (absence stagnační oblasti statického tlaku) spolu s nulovým incidenčním úhlem. Toto má vliv na předvídatelnější vývoj mezní vrstvy, než jak tomu bylo u původního geometrie). Srovnání geometrie mezilopatkových kanálů obu variant patních řezů (se shodnou poměrnou roztečí, ale s jiným profilem) je ve schématickém náčrtu na Obrázku 14. Toto, do jisté míry uměle vytvořené schéma, pomáhá především získat představu o míře změny tvaru profilu a dále též představu o změně charakteru mezilopatkového kanálu. Ve skutečnosti jsou obě varianty vzájemně pootočený, protože ku odstranění kladného incidenčního úhlu byla nová profilová mříž navržena nejen s jiným profilem, ale i s jiným úhlem ustavení.

Uvedené příklady dobře dokumentují výjimečnou citlivost formování zvukové čáry v typických patních, relativně úzkých a dlouhých, konvergentně divergentních kanálech na malé změny efektivního tvaru kanálu a podmínek proudění v něm.



**Obrázek 17:** Rozložení isoentropického Machova čísla u povrchu vzorového profilu středního řezu dlouhé lopatky - srovnání experimentálních a numerických výsledků,  $M_{2is} = 1,323$ ,  $\iota = 0^\circ$  [A2].

výstupní části profilové mříže a aerodynamické hrdlo se posouvá směrem proti proudu ke středu profilové mříže (viz Obrázek 15). Maximální křivost střednice profilů pro střední řezy lopatek se posouvá k náběžné hraně.

Směrem k větším poloměrům lopatkového kola narůstá postupně i vstupní Machovo číslo. Jeho hodnoty se nicméně stále pohybují poměrně hluboko pod rychlostí zvuku. Obvyklý tvar zvukové čáry ve středním řezu je zvýrazněn červeně na interferogramu na Obrázku 16. Opět zde platí, že proudnice má ve zvukovém bodě vždy nulovou křivost (Prandtlova - Meyerova úloha).

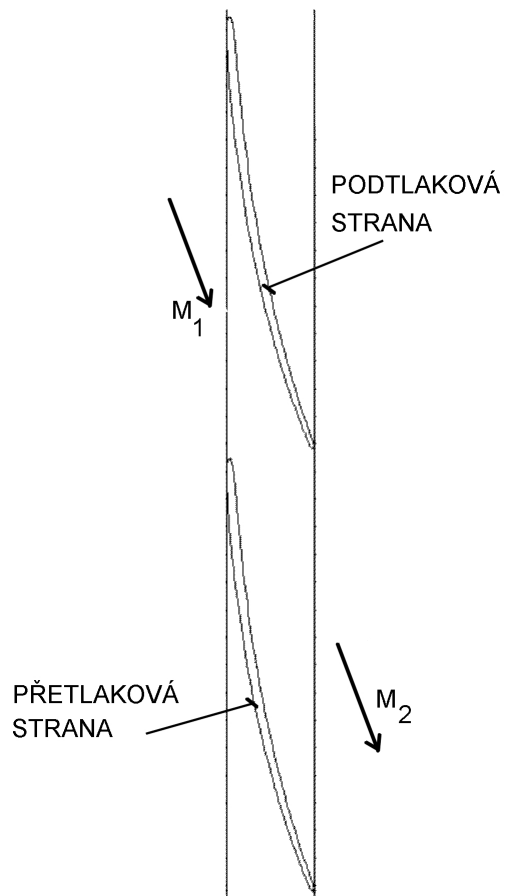
Numerické simulace v takto geometricky utvářených kanálech ukazují na nezbytnost využívat patřičné přechodové modely. Výpočty pojímající celou řešenou oblast jako turbulentní mohou vést k velmi nepřesným výsledkům nejen při určení tvaru a polohy zvukové čáry, ale samozřejmě i k odlišnému stanovení integrálu tlaku po povrchu profilu a pod..

Směrem ke špičce oběžného lopatkování se u dlouhých oběžných lopatek mírně zmenšuje hloubka profilu, rozvějíření spolu se změnou úhlů ustavení příslušných řezů lopatek (lopatky nejsou prismatické) na větších průměrech způsobuje zvětšování šířky mezilopatkového kanálu a podstatné zkracování jeho délky. Narůstá plocha vstupní a

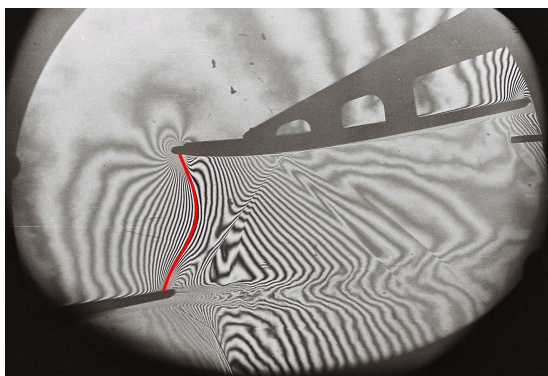
Rozložení isoentropického Machova čísla u profilu v mříži charakteristické pro střední řez je v diagramu na Obrázku 17. Ze srovnání experimentálních dat s daty numerické simulace vyplývá velmi dobrá shoda v případě stanovení polohy zvukového bodu u podtlakové přetlakové strany profilu mříže. Přitom numerická simulace byla provedena shodnými komerčními prostředky jako v případě modelování proudění patním řezem, shodný byl i použitý turbulentní Menterův model  $k\omega$ -SST.

Směrem ke špičce lopatky dochází k postupnému nárůstu vstupního Machova čísla, u velmi dlouhých lopatek překračuje jeho nominální hodnota v oblasti špičky lopatky již zvukovou hranici. Oblast mezilopatkového kanálu se postupně zmenšuje, při některých konfiguracích špičkových řezů již nejsou profily vůbec překryty ( $s/c > 1$ ), mezilopatkový kanál přestává existovat a jedná se pak o případ soustavy osamocených profilů. Geometrické a rychlostní poměry u špičkových řezů velmi dlouhých lopatek vedou také k tomu, že profily jsou často nezvykle tvarovány - jejich střednice je prohnuta na druhou stranu. Příklad takové mříže je na schématu v Obrázku 18.

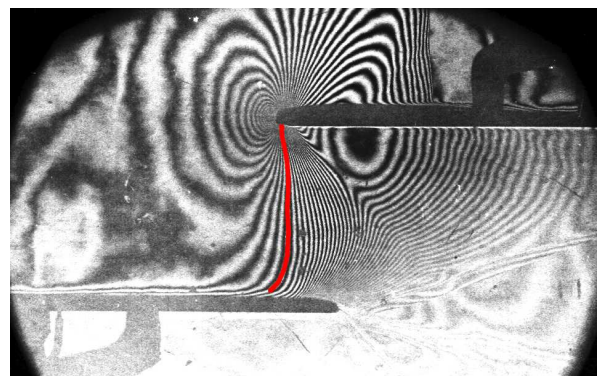
Zvuková čára se posouvá směrem ke vstupní rovině profilové mříže. Na Obrázcích 19 a 20 vidíme interferogramy s polohou zvukové čáry ve špičkových řezech



**Obrázek 18:** Možné uspořádání špičkového řezu lopatkování tvořeného velmi dlouhými oběžnými lopatkami,  $s/c = 1,02$ , opačně prohnutá střednice profilu.



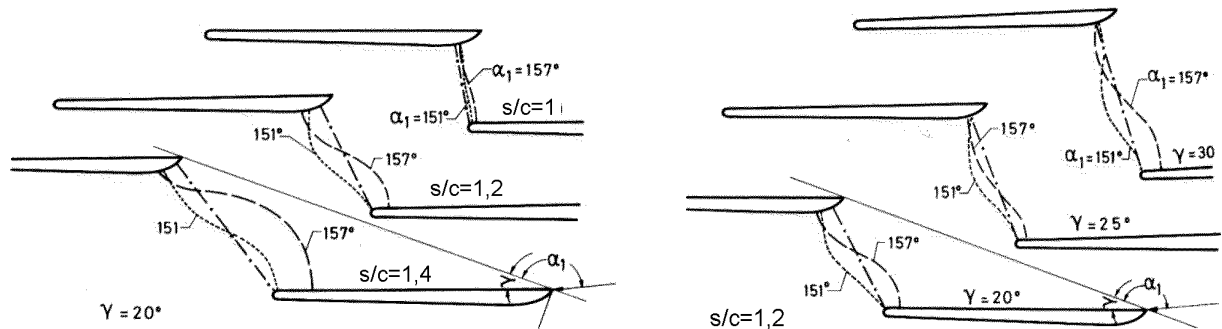
**Obrázek 19:** Proudění ve variantě špičkového řezu oběžného lopatkování Škoda 840mm,  $M_1 = 0,79$ ,  $M_{2is} = 1,28$  [9].



**Obrázek 20:** Proudění ve špičkovém řezu oběžného lopatkování Škoda 1080mm, který je použit na stroji,  $M_1 = 0,906$ ,  $M_{2is} = 1,83$ ,  $\iota = 0^\circ$  [10].

oběžného lopatkování, které mají ještě subsonickou vstupní rychlost. Na interferogramu v Obr. 19 je jedna z variant špičkového řezu oběžné lopatky Škoda s

listem 840mm dlouhým. Červeně je zvýrazněn zvukový proužek. Střednice profilu je zde ještě prohnuta obvyklým způsobem (podtlakovou stranou je v obrázku horní povrch profilu).



a) konstantní úhel ustavení  $\gamma$ , proměnná poměrná rozteč  $s/c$ , proměnný vstupní úhel  $\alpha_1$ .

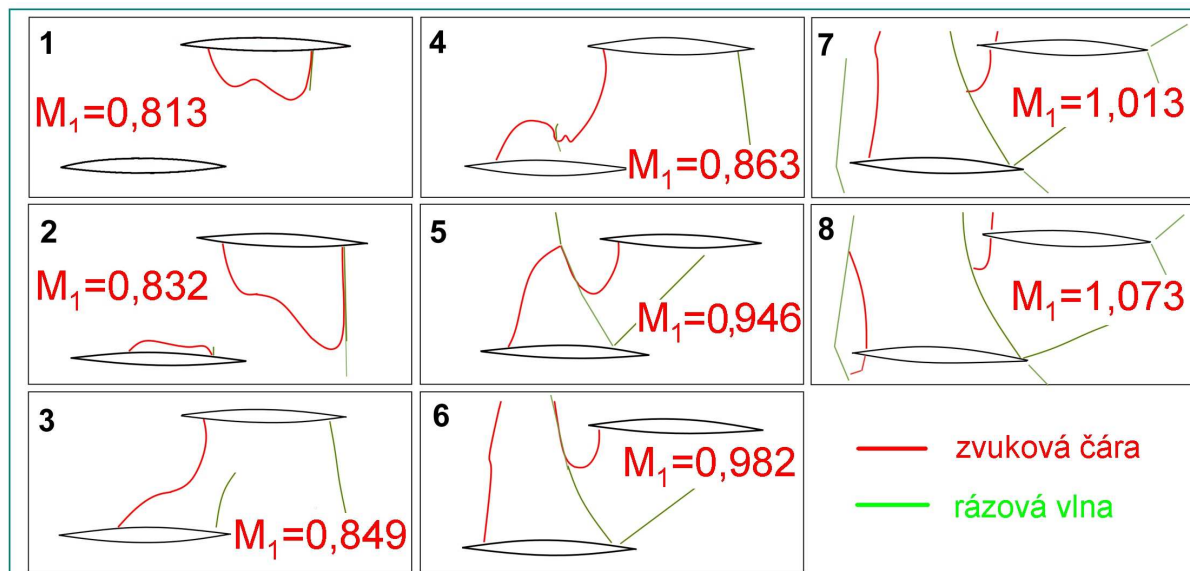
b) konstantní poměrná rozteč  $s/c$ , proměnný úhel ustavení  $\gamma$ , proměnný vstupní úhel  $\alpha_1$ .

**Obrázek 21:** Závislost tvaru zvukové čáry na vstupním úhlu proudu pro různé geometrické uspořádání špičkového řezu [16].

Další interferogram (Obr. 20) zachycuje proudové pole ve špičkovém řezu oběžné lopatky Škoda 1080mm, zvukový proužek je posunut velmi dopředu v poměrně krátkém mezilopátkovém kanálu. U tohoto špičkového řezu je ale již opačně prohnuta střednice profilu (i když jen velmi mírně) - podtlakovou stranou je ve fotografii spodní povrch zobrazených profilů. Zkoumané profily mají málo zakřivený tvar, lze přibližně hovořit o "deskovitém" charakteru profilu - tomu odpovídá i poměrně velmi málo prohnutá zvuková čára. Tvar zvukové čáry v závislosti na úhlu ustavení  $\gamma$ , poměrné rozteči  $s/c$  a vstupním úhlu proudu  $\alpha_1$  v profilové mříži špičkového řezu dle experimentů provedených ve VKI v Belgii (VKI) je na Obrázku 21.

Sestavy profilových mříží, které jsou určeny pro ještě delší lopatky, se obvykle již nevyhnou supersonickému charakteru vstupního proudového pole. Vývoj zvukové čáry při formování vstupního supersonického proudového pole v profilové mříži tvořené dvoukruhovými profily popsal Dvořák (např.[11]). Celý proces je schématicky znázorněn v narativním sledu v Obrázku 22. Z literatury i z experimentální praxe je známo, že po překročení kritického Machova čísla se na podtlakových stranách profilů mříže (v místě maximálního podtlaku) začne postupně vyvíjet uzavřená místní supersonická oblast (Obr. 22-1), která je zakončena rázovou vlnou. Supersonická oblast se postupně zvětšuje, až dosáhne k přetlakové straně sousedního profilu, který ohraničuje mezilopátkový kanál, a začne se i na přetlakové straně vyvíjet místní supersonická oblast (Obr. 22-2). Při dalším zvyšování rychlosti se obě oblasti k sobě přibližují a postupně se spojí v jednu. Začátek této supersonické oblasti tvoří zvuková čára, která již překlenuje celý mezilopátkový kanál (Obr. 22-3). Tato situace odpovídá výše dokumentovaným případům proudění (např. ve špičkových řezech lopatek Škoda 840 mm a Škoda 1080 mm. Je typické pro některé lopátkové mříže s určitými profily a jejich vzájemně vhodným postavením (tedy například pro některé profilové mříže představující špičkové řezy oběžných kol s dlouhými lopatkami), že při dalším zvyšování vstupního Machova čísla se zvuková čára začne deformovat a získává přibližně tildovitý, vlnovkovitý tvar (Obr. 22-4). S postupujícím rozvojem tohoto jevu se začne uvnitř supersonické oblasti (tedy uprostřed tildy) formovat rázová vlna, která

uzavírá první část supersonické oblasti (Obr. 22-5). Tvar této první oblasti a tudíž i poloha uzavírací vlny mají výrazně nestacionární charakter. S dalším rozvojem supersonické oblasti se tato malá uzavírací vlna mění na čelní rázovou vlnu před sousedním profilem. Vlna je nejprve odlehlá (Obr. 22-7) a s postupným zvyšováním vstupní rychlosti postupně přiléhá k náběžné hraně profilu (Obr. 22-8). Proudění



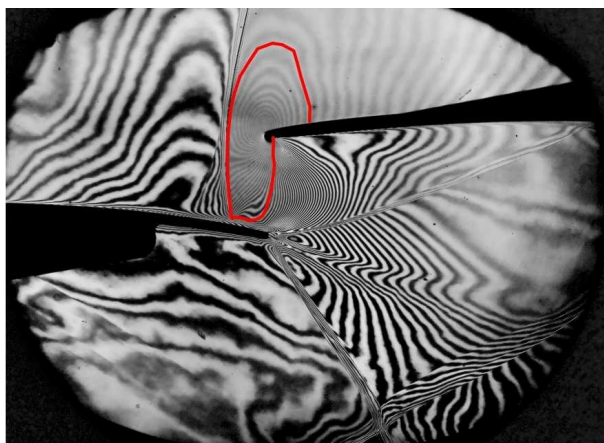
**Obrázek 22:** Schéma vývoje transsonického obtékání profilové mříže tvořené dvoukruhovými profilem při přechodu ze subsonické vstupní rychlosti na supersonickou vstupní rychlost [11].

přechází z nerozeběhnutého supersonického vstupního proudového do stavu pole rozeběhnutého (tzv. nastartovaného). Zvuková čára uzavírá místní subsonickou oblast u náběžných hran jednotlivých profilů mříže. Vychází z podtlakové strany profilu v jisté vzdálenosti za stagnačním bodem se stáčí proti proudu a ztotožňuje se s kolmou částí vstupní rázové vlny. Na přetlakové straně profilu se stáčí od čelní rázové vlny ve směru proudu a vrací se zpět k povrchu profilu a uzavírá tím místní subsonickou oblast. V reálné geometrii lopatkové mříže probíhá celý proces obdobně. Na interferogramech v Obrázcích 23 a 24 jsou zvýrazněny zvukové čáry pro případ nerozeběhnutého a rozeběhnutého vstupního supersonického proudového pole. Při nerozeběhnutém proudění se zvukový proužek ještě uzavírá přes mezilopatkový kanál - v mříži ještě existuje aerodynamické hrdlo. Po rozeběhnutí supersonického proudění je profilová mříž v supersonickém proudovém poli. Subsonická oblast je jen ve velmi malé oblasti okolo náběžné hrany, která je ohraničena zvukovým proužkem. S oběma těmito případy tvaru zvukové čáry u špičkových řezů se supersonickou vstupní rychlostí (nerozeběhnuté či rozeběhnuté supersonické proudění) se setkáváme v praxi stavby turbín jako s nominálními stavy proudového pole [A4].

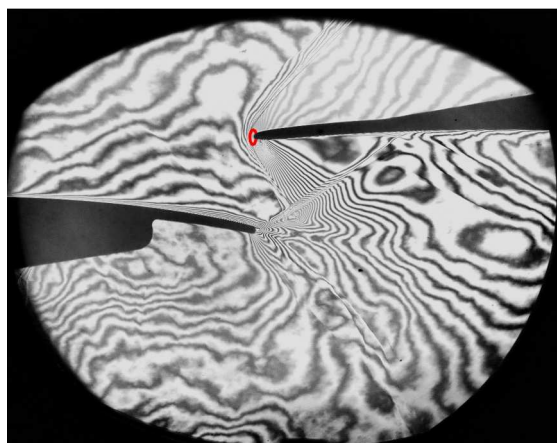
Podrobná znalost utváření zvukové čáry je velmi důležitá jednak pro přesné stanovení maximálního toku hmotnosti konvergentně divergentním mezilopatkovým kanálem, jednak je výchozí hranicí pro řešení proudění v supersonické oblasti. Zkušenosti experimentální praxe ukazují, že zejména v úzkých kanálech typických pro patní řezy oběžných lopatkových kol, je třeba při simulacích proudových polí prostředky výpočetní mechaniky tekutin dbát na volbu vhodných modelů pro modelování procesu přechodu laminární mezní vrstvy do turbulentní, vhodné struktury sítě a podobně. Údaje z experimentů jsou zde nezastupitelné.

### 3.2 Supersonické proudové pole

Supersonická proudová pole v mezilopátkových kanálech dlouhých oběžných lopatek jsou při nominálních podmínkách provozu poli ohraničenými v oblasti hrdla zvukovou čarou. Ta se uzavírá mezi sousedícími profily. Ve výstupní rovině lopátkové mříže je téměř bez výjimky supersonické výstupní proudové pole.



*Obrázek 23: Zvuková čára v modelu špičkového řezu oběžného kola tvořeného lopatkami 1525mm, nerozeběhnutý supersonický režim,  $M_1 = 1,089$ ,  $M_{2is} = 1,815$  [A9].*



*Obrázek 24: Zvuková čára v modelu špičkového řezu oběžného kola tvořeného lopatkami 1525mm, rozeběhnutý supersonický režim,  $M_1 = 1,665$ ,  $M_{2is} = 1,800$  [A10].*

Tato situace se nemění ani i v široké oblasti nenávrhových stavů, které přicházejí v úvahu při provozování turbíny. Může dojít ale i k situaci, kdy při dostatečně vysokých protitlacích je supersonická oblast ukončena kolmou rázovou vlnou a výstupní proudové pole je transsonické či subsonické. Marginální režimy s jednou či dvěma místními uzavřenými supersonickými oblastmi nebudeme uvažovat. Jsou sice zajímavé, nicméně příliš vzdáleny provozním (i regulačním) stavům parních turbín.

U špičkových řezů se supersonickým vstupem je supersonické proudové pole ohraničeno vstupní a výstupní rovinou. V tomto poli se nalézá (za čelní rázovou vlnou v oblasti okolo stagnačního bodu) více či méně významná oblast subsonického proudění. Pomíjíme zde situaci s velmi vysokými vstupními rychlostmi, kdy čelní vlna přiléhá k náběžné hraně a subsonická oblast se stává zcela zanedbatelnou.

#### 3.2.1 Metoda charakteristik

Pro popis dějů v supersonickém proudovém poli v profilových mřížích je výhodné využívat představ, které poskytuje metoda charakteristik. Tato metoda je popsána v řadě prací, například v publikaci Liepmannově a Roshkově [12] nebo Shapirově [6]. Metoda řeší linearizovanou potenciální rovnici

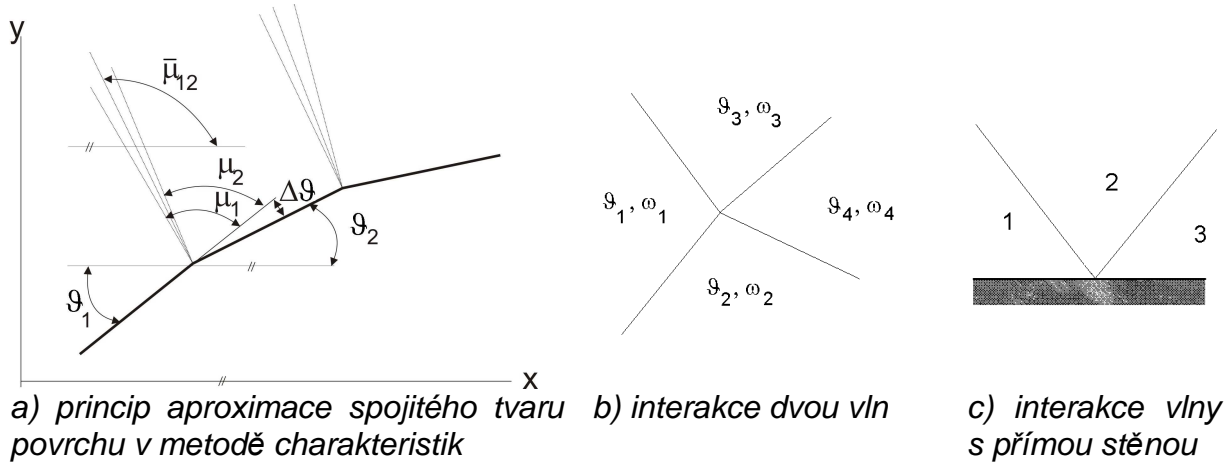
$$(1 - M^2)\varphi_{xx} - \varphi_{yy} = 0, \quad (3.2.1)$$

kteřá je v oblasti supersonického proudění hyperbolického typu. Řešením jsou charakteristiky, kterými jsou v supersonickém oboru tzv. Machovy čáry, podél nichž se v proudu šíří malé poruchy. Metoda charakteristik považuje tyto poruchy za

konečně veliké a pro jejich intenzitu je zavedeno označení  $\Delta\omega$ . Pro změnu argumentu vektoru rychlosti na charakteristice platí:

$$\Delta\vartheta = \pm\Delta\omega, \quad (3.2.2)$$

přičemž znaménko plus značí vlnu expansí (tzv. charakteristiku druhého druhu) a znaménko mínus vlnu kompresí (tzv. charakteristiku prvního druhu).



**Obrázek 25:** K řešení supersonických polí metodou charakteristik.

Platí, že charakteristika I. druhu jde vždy vlevo ve směru proudu a charakteristika II. druhu vpravo ve směru proudu.

Stěna se při řešení aproximuje přímkovými úseky, které mezi sebou svírají v kartézském souřadném systému konečné úhly  $\Delta\theta$ . Pro střední charakteristiku s úhlem v souřadném systému  $\bar{\mu}_{12}$  platí (viz Obrázek 25a):

$$\bar{\mu}_{12} = \frac{\mu_1 + \mu_2 + \vartheta_1 + \vartheta_2}{2}, \quad (3.2.3)$$

kde  $\mu_1$  a  $\mu_2$  jsou hodnoty Machových úhlů pro rychlosti před vlnou a za ní:

$$\mu = \pm \arcsin \left[ \frac{1}{M_*} \sqrt{\frac{\kappa + 1 - (\kappa - 1)M_*^2}{2}} \right], \quad (3.2.4)$$

kde znaménko plus platí pro charakteristiku I. druhu a znaménko mínus pro charakteristiku II. druhu. Řešením aerodynamických parametrů z linearizované potenciální rovnice (3.2.1) dostáváme rozepsaný vztah (3.2.2)

$$\vartheta - \vartheta_0 = \mp \left[ \omega(M_*) - \omega(M_{*0}) \right], \quad (3.2.5)$$

kde ve shodě s (3.2.2) platí:

- (-) pro charakteristiku prvního druhu (kompresí)
- (+) pro charakteristiku druhého druhu (expansí).

Prandtlůva - Meyerova funkce  $\omega(M_*)$  je definována následovně:

$$\omega(M_*) = \sqrt{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}} \arctg \sqrt{\frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \frac{M_*^2 - 1}{1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} M_*^2}} - \arctg \sqrt{\frac{M_*^2 - 1}{1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} M_*^2}}. \quad (3.2.6)$$

Hodnota Prandtlůvy - Meyerovy funkce  $\omega(M_*)$  představuje úhel, o který se musí odklonit proud při prosté expansi, aby se rychlost zvýšila z hodnoty  $M_* = 1$  a hodnotu  $\omega(M_*)$ . Grafickým znázorněním Prandtlůvy - Meyerovy funkce v rovině hodografu (tj.



v rovině  $(M_*, \vartheta)$  je epicykloida, rovnice (3.2.5) představuje soustavu dvou protiběžných epicykloid (tzv. Busemannův diagram - viz např.[13]).

Interakce slabých vln, které nahrazujeme charakteristikami, se řídí pravidlem, že jejich intenzita není ovlivněna interakcí s jinými vlnami. Pak při řešení interakce využíváme následující podmínky sounáležitosti:

$$\vartheta + \omega = C_1 \quad (3.2.7)$$

pro vlny I. druhu a

$$\vartheta - \omega = C_2 \quad (3.2.8)$$

pro vlny II. druhu. Konstanty  $C_1$  a  $C_2$  jsou tzv. Riemannovy invarianty. Sečtením či odečtením rovnic 3.2.7 a 3.2.8 dostaneme pro  $\omega$  a  $\vartheta$  následující vztahy:

$$\vartheta = \frac{C_1 + C_2}{2}, \quad (3.2.9)$$

$$\omega = \frac{C_1 - C_2}{2}. \quad (3.2.10)$$

Pak lze v supersonickém poli snadno řešit různé případy interakce, například interakci dvou vln (Obr. 25b), interakci vlny s přímou stěnou (Obr. 25c) a podobně [8].

### **3.2.2 Supersonické proudové pole v mezilopatkovém kanále a výstupní části profilové mříže**

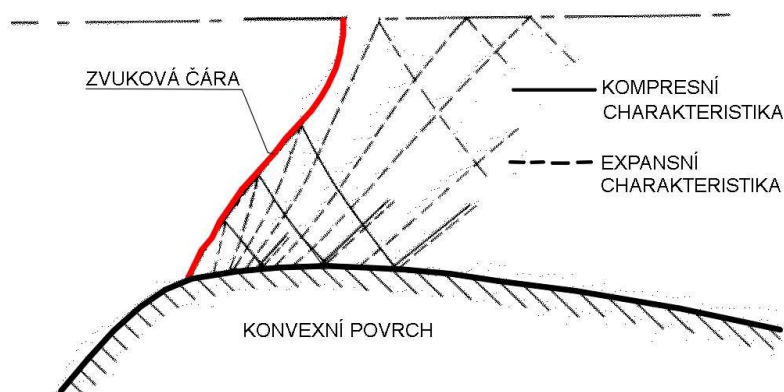
Ve zjednodušených modelech dvourozměrného proudového pole (metoda charakteristik) je chování tohoto pole podřízeno vlastnostem hyperbolického řešení popisující rovnice (3.2.1), které nebere v úvahu účinky viskozity proudícího média.

Zjednodušujícího předpokladu, spočívajícího v zanedbání vazkosti, využíváme na základě dvou důvodů. Prvním důvodem je skutečnost, že mnoho supersonických řešení úloh lze dosáhnout s dostatečnou přesností i při zanedbání vlivu mezních vrstev na ohraničujících površích kanálu. Druhým důvodem je, že i dokonce v situacích silného vlivu vazkosti a i při existenci omezených oblastí odtrženého proudění je řešení kvalitativně přípustné. Mimoto dodnes neexistuje patřičná jednoduchá (a didakticky přístupná) metoda, schopná řešit případy proudění s tlustými mezními vrstvami a s nestabilitou proudění způsobenou interakcí mezní vrstvy s rázovou vlnou. Závažnou námitkou je vedle zanedbání účinků vazkosti pochopitelně též i opomíjení vlivu změn entropie v proudovém poli díky rázovým vlnám a dalším jevům. Tyto všechny zmíněné předpoklady zjednodušují popis a výpočet proudového pole a velmi ulehčují vzhled do problematiky supersonických proudových polí v profilových mřížích. Je dnes dosaženo velikého rozvoje výpočetních metod v mechanice tekutin, využívajících komplexního popisu proudového pole Navierovými - Stokesovými rovnicemi, dále doplněnými jedinečnými modely turbulence a přechodu do turbulence. Přesto ale je znalost základního fyzikálního chování supersonického proudového pole na základě zjednodušeného hyperbolického popisu nezastupitelná v procesu poznání.

V provozních stavech oběžných lopatkových kol (jak již bylo zmíněno výše v textu) se supersonické proudové pole vyskytuje v celém mezilopatkovém kanále, který pracuje v režimu aerodynamického ucpání. O podílu supersonické výstupní části vzhledem k celé ploše mezilopatkového kanálu (včetně jeho vstupní a výstupní části) informuje Obrázek 7. Problematika případů se supersonickou vstupní rychlostí bude popsána zvlášť (viz odstavec 3.2.5). Po proudě za zvukovou čarou se v kanálu rozvíjí supersonické proudové pole. Je typickou vlastností tohoto pole, že je velmi citlivé na tvarování stěn, které ohraničují mezilopatkový kanál a jeho výstupní část.

Obecně platí, že expansí nebo kompresní charakteristiky mohou ovlivnit proudové pole velmi daleko od místa svého vzniku, neboť platí že jejich intenzita není ovlivněna interakcí s jinými vlnami.

Protože na podtlakové straně profilu je kvůli tvaru zvukové čáry obvykle dosaženo zvukového bodu daleko před geometrickým hrdlem, expansí vlny vznikají také před



ním. Tyto expansí 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 expansí vlna šířící se stejným směrem a

**Obrázek 26:** Supersonické proudové pole v blízkosti zvukové čáry.

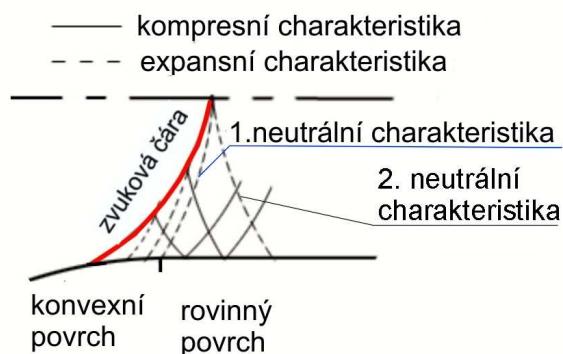
dochází k potlačení supersonické komprese (viz schéma na Obr. 26).

V řadě geometrií mezilopatkových kanálů se objevuje v supersonickém proudovém poli v blízkosti zvukové čáry u podtlakové strany profilu oblast zbrzdění proudu.

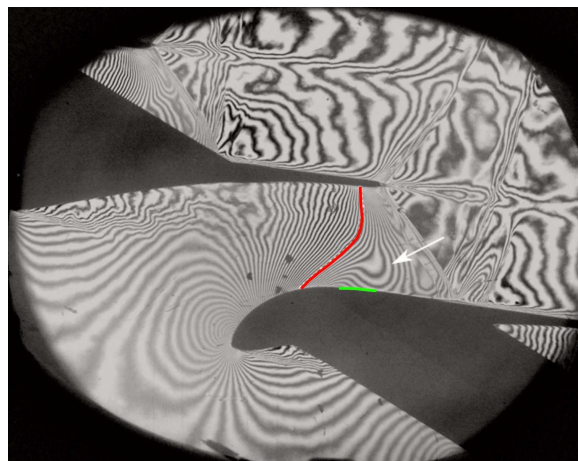
Proces, vlastní supersonickým proudovým polím, uskutečňující se v této tzv. rekompresní oblasti je nazýván „supersonickou kompresí při transsonické expansí“. Jedná se o typický úkaz pro supersonická proudová pole, vznikající za situace, kdy na podtlakové straně za zvukovou čárou dochází k náhlé změně křivosti povrchu profilu. Náhlá změna křivosti povrchu vede k situaci vzniku odražených kompresních charakteristik. Expansí charakteristiky, vycházející z konvexní části povrchu, se odrážejí od zvukové čáry jako charakteristiky kompresní (viz Obrázek 27). A tyto odražené charakteristiky se opět odrážejí, udržují si kompresní charakter. Tak vzniká oblast supersonické komprese mezi bodem, ve kterém se náhle mění křivost povrchu podtlakové strany profilu a bodem dopadu druhé neutrální charakteristiky. Tvar stěny mezi zvukovým bodem a bodem první neutrální charakteristiky ovlivňuje tvar zvukové čáry. Zásah do tvaru stěny mezi bodem první a druhé neutrální charakteristiky je možno interpretovat pro důsledky na transsonické proudové pole [14]. Přitom ale rozsah rekompresní oblasti závisí na tvaru zvukové čáry. Na interferogramu na Obrázku 28 je pěkný příklad rekompresní oblasti v modelu středním řezu dlouhého oběžného lopatkování. Vyhodnocené rozložení isoentropických hodnot bezrozměrové rychlosti u povrchu podtlakové strany je v diagramu na Obrázku 29. Pokles je zaznamenán ve shodě s interferogramem na Obr. 28 v oblasti  $0,49 < x/b_x < 0,57$ .

Se supersonickou kompresí při transsonické expansí se setkáváme v nominálním provozním režimu u dlouhých oběžných lopatek velmi často. U některých typů lopatek se rekompresní oblast vyskytuje ve všech řezech podél celé podtlakové strany lopatkového listu, dokonce i ve špičkovém řezu (pokud má obvykle prohnutou střednici a subsonickou vstupní rychlost). Je typickým důsledkem využívání tzv. transsonické úsečky při tvarování podtlakových stran profilů. Její napojení na předcházející konvexní křivku podtlakové strany se nalézá obvykle v blízkosti

geometrického hrdla profilové mříže. I když se skok křivosti podtlakové strany profilu nalézá již v oblasti supersonického proudového pole za zvukovou čarou, při vhodné geometrické konfiguraci se docílí pouze místního plynulého nárůstu tlaku, následovaného pokračující supersonickou expansí. Nedochozí ke vzniku disipativních rázových vln. Skutečnost místního nárůstu tlaku na druhé straně ale



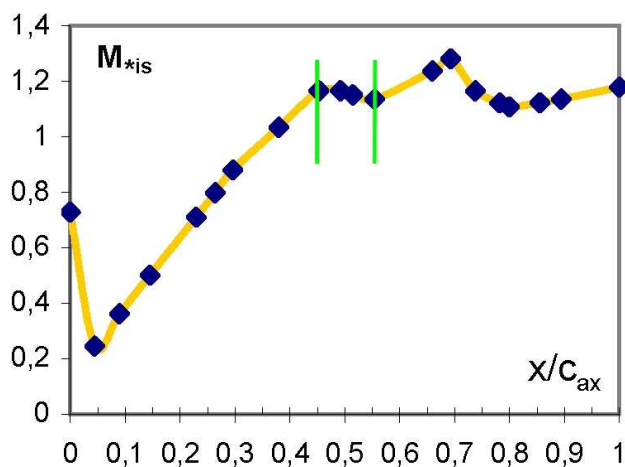
**Obrázek 27:** Princip vzniku kompresní oblasti v supersonickém proudovém poli za zvukovou čarou.



**Obrázek 28:** Příklad proudového pole s oblastí rekompresce (červeně vyznačena zvuková čára, zeleně oblast nárůstu tlaku u profilu. Interferogram,  $M_{2is} = 1,093$ ,  $\iota = -30^\circ$ .

zapříčiňuje mírný pokles aerodynamické síly, která na profil působí. Na řadě interferogramů v předchozím textu můžeme pozorovat zajímavé případy supersonických rekompresních oblastí (např. ve špičkovém řezu lopatky Škoda s listem délky 840mm na Obrázku 19).

V patních řezech se vyskytují rekompresní oblasti v proudovém poli též, při návrhových podmínkách proudění je ale rekompresce obvykle velmi malá (viz např. Obr. 10a nebo Obr. 12). Zajímavý je z hlediska rekompresce i případ modelování proudění patním řezem, určeným pro lopatku Škoda 1220mm. Tato lopatka má ještě



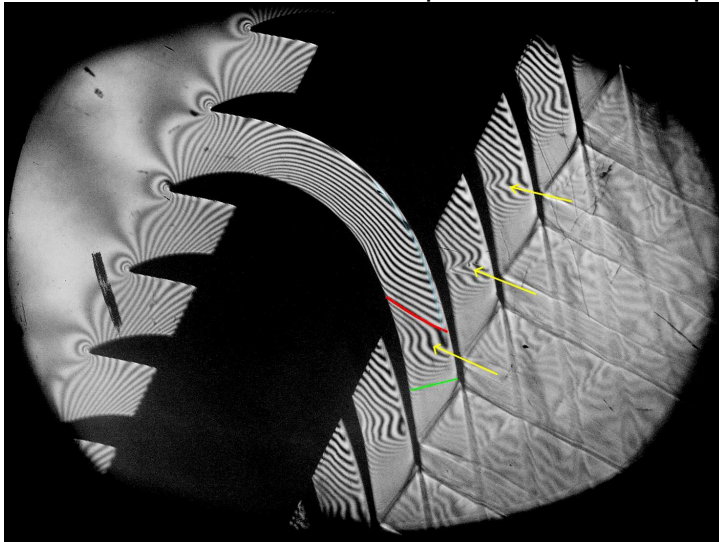
**Obrázek 29:** Rozložení bezrozměrové isoentropické rychlosti u podtlakové strany profilu, vyhodnocené z interferogramu na Obrázku 28, zeleně vyznačena oblast rekompresce [A12].

obloukovou nožku. Geometrické hrdlo mříže bylo navrženo blízko výstupní části mezilopatkového kanálu. Příčný rozměr mezilopatkového kanálu se mění v jeho druhé polovině po proudu jen velmi málo. Na přetlakové straně profilů pozorujeme současně razantní nárůst tloušťky mezní vrstvy. Toto je příčinou posunutí polohy aerodynamického hrdla proti proudu, zvukový proužek vychází z podtlakové strany profilu z bodu  $x/c_{ax} \sim 0,7$ . Tímto posunutím dochází ke vzniku supersonické komprese při transsonické expansi v jiné, geometricky méně vhodné oblasti. Od konvexního (nikoliv

přímého) povrchu odražené kompresní charakteristiky spolu se vznikajícími expansními vlnami se formují v náznak silnější tlakové poruchy a nevyrovnanosti supersonického proudového pole.

Vlivem výrobních nepřesností modelu a rovněž vlivem extrémní citlivosti celého jevu na malé změny geometrie a místních parametrů proudového pole, pozorujeme v každém mezilopátkovém kanálu odlišný stupeň formace této tlakové skokové poruchy (Obrázek 30).

Důležitá je rovněž schopnost supersonické komprese při transsonické expansi turbulizovat mezní vrstvu na podtlakové straně profilu a takto mezní vrstvu připravit



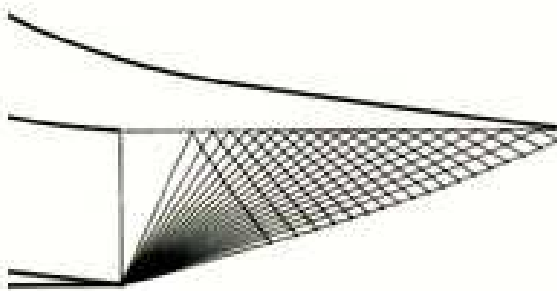
**Obrázek 30:** Rekompese při posunutí aerodynamického hrdla. Předpokládaná poloha hrdla (zeleně), skutečná poloha zvukové čáry (červeně), hranice mezní vrstvy na přetlakové straně (modře), místo formace tlakové vlny (žluté šipky) [A13]. Interferogram,  $M_{2is} = 1,305$ ,  $\alpha = 0^\circ$ .

na interakci s vnitřní větví výstupní rázové vlny. Šafařík stanovuje např. v [15] závislosti pro určení podmínek náhlého přechodu laminární mezní vrstvy do turbulentní nebo dokonce pro určení podmínek pro odtržení mezní vrstvy pod vlivem supersonické komprese při transsonické expansi.

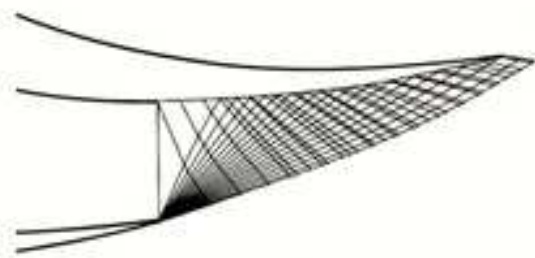
Supersonická expanse pokračuje dále po proudu za hrdlem v mezilopátkovém kanálu a dále ve výstupní části mříže. Její míra a charakter jsou ovlivňovány protitlakem a tvarováním povrchů, které ohraničují kanál.

V konvergentních mezilopátkových kanálech (například patní a středové řezy velmi dlouhých lopatek) je

zásadní pro vývoj supersonické expanse ve výstupní části volba tvaru podtlakové strany profilu, Moderní profily využívají přímkový tvar, navazující v oblasti hrdla na



a) přímá podtlaková strana



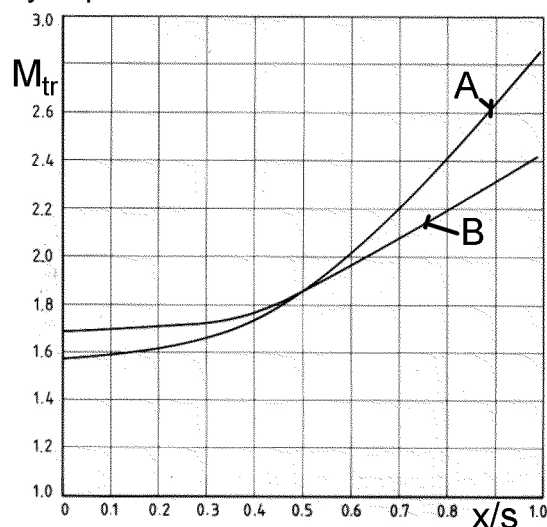
b) zakřivená podtlaková strana

c)

**Obrázek 31:** Vliv tvarování výstupní části podtlakové strany profilu na charakter supersonického proudového pole [16].

konvexní část. Důvodem je především jednoznačný přínos pro snížení ztrát, pokud je takový profil provozován v transsonické oblasti. Na Obrázku 31 schematicky

srovnáváme supersonickou expanzi pro případ přímkové části podtlakové strany profilu s expanzí v konfiguraci s její zakřivenou podobou. Jde o případ výstupního proudového pole po překročení podmínek pro limitní zatížení profilu (vnitřní větve výstupní rázové vlny míjí podtlakovou stranu sousedního profilu a prochází úplavem za sousedním profilem). Případ zakřivené výstupní části podtlakové strany profilu ovlivňuje oproti přímé výstupní části především nerovnoměrnost rozložení rychlosti ve výstupní rovině mříže. Expansní vlny vznikající na odtokové hraně se odrážejí od zakřiveného povrchu výstupní části podtlakové strany sousedního profilu jako vlny kompresní, ale zároveň na tomto zakřiveném, konvexním povrchu vznikají i expansní vlny (viz Obrázek 31b). V případě rovné výstupní části expansní vlny nevznikají. Toto je v případě zakřiveného povrchu příčinou nárůstu maximální hodnoty Machova čísla na podtlakové straně a výrazně větší nevyrovnanosti rozložení Machova čísla ve výstupní rovině mříže - viz. Obr.32.



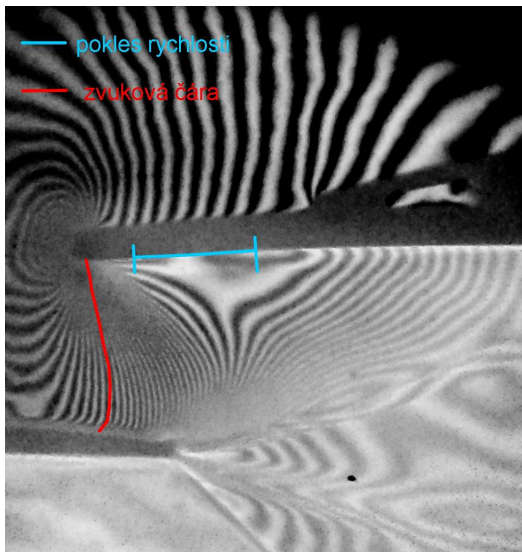
**Obrázek 32:** Rozložení Machova čísla v rovině odtokových hran přes jednu rozteč pro případ mříže se zakřivenou (A) a přímou (B) výstupní částí podtlakové strany [18].

Vzrůstající stupeň nevyrovnanost výstupního proudového pole je pak příčinou zvýšení ztrát spojených s procesem vyrovnávání tlaků. Dobrým ukazatelem stupně této nevyrovnanosti je tlakový rozdíl na odtokové hraně profilu mříže. Ten může ovšem v případě nevhodného tvarování profilu dosáhnout natolik veliké hodnoty, že před odtokovou hranou na podtlakové straně dochází ke vzniku odtržení mezní vrstvy a vzniku šikmé rázové vlny (viz např.[17]). Pokud nebylo dosaženo podmínky limitního zatížení, dochází k obvyklé situaci, kdy vnitřní větve výstupní rázové vlny dopadá na podtlakovou výstupní část sousedního profilu a při interakci s mezní vrstvou vzniká další rázová vlna. Zde, s ohledem na ztráty, se velice výrazně projevuje vliv zakřivení této výstupní části. V případě přímé podtlakové strany je velice

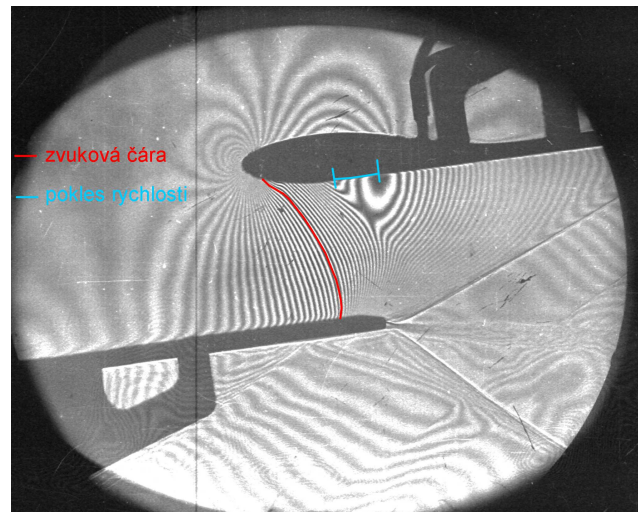
pravděpodobné, že dojde k rozvoji oblasti supersonické komprese při transsonické expanzi, jak bylo popsáno výše. Příčinou kladného tlakového gradientu u podtlakového povrchu v této oblasti je přechod mezní vrstvy z laminární do turbulentní. Vnitřní větve výstupní rázové vlny potom interaguje s turbulentní mezní vrstvou. V případě zakřivené výstupní části je oblast rekompresie výrazně potlačena, případně se zcela ztrácí. Pak je pravděpodobné, že k přechodu v mezní vrstvě před místem interakce nedojde a dochází k interakci vnitřní výstupní větve s laminární mezní vrstvou, která je obvykle z hlediska ztrát energie méně vhodná. Podrobněji bude otázka interakce probrána v odstavci 3.2.12).

Výše uvedené srovnání tvarování výstupní části podtlakového povrchu profilu ukazuje, jak závažných důsledků lze v supersonických proudových polích dosáhnout poměrně drobnými úpravami tvarování profilu. Tato typická vlastnost pro supersonická proudová pole v profilových mřížích nabývá na ještě větší závažnosti v konvergentně - divergentních profilových mřížích, provozovaných v oblastech špiček dlouhých oběžných lopatek, určených pro poslední stupně nízkotlakých dílů parních turbín. Podtlaková strana profilu bývá tvarována jako konvexně - konkávní, případně

jako konvexně - konkávní s přímou částí před odtokovou hranou. Někdy je i konvexně -přímá. Krátký, supersonický mezilopatkový kanál (pokud je vůbec utvořen) se jen velmi málo rozevívá a expanse zde před oblastí odtokové hrany nenabývá velikých hodnot. Zvukový bod na přetlakové straně je obvykle posunut velmi výrazně k odtokové hraně. Tyto profily často trpí tzv. přeexpandovanou oblastí na podtlakové straně, nalézající se po proudu za aerodynamickým hrdlem, následovanou stagnační oblastí, či oblastí s mírným poklesem rychlosti. Příkladem je snad již hraniční případ před tohoto jevu profilové mříže s velmi vysokou, přibližně sonickou vstupní rychlostí, zvuková čára je kolmá, ještě nepozorujeme za tupou náběžnou hranou vznik sekundární rázové vlny [11]. V případě konvexně -přímého tvarování podtlakové strany pozorujeme rovněž oblast stagnace - zvuková čára je kvůli vlivu zakřivení konvexní stěny předsunuta výrazně před geometrické hrdlo. Na Obrázku 34

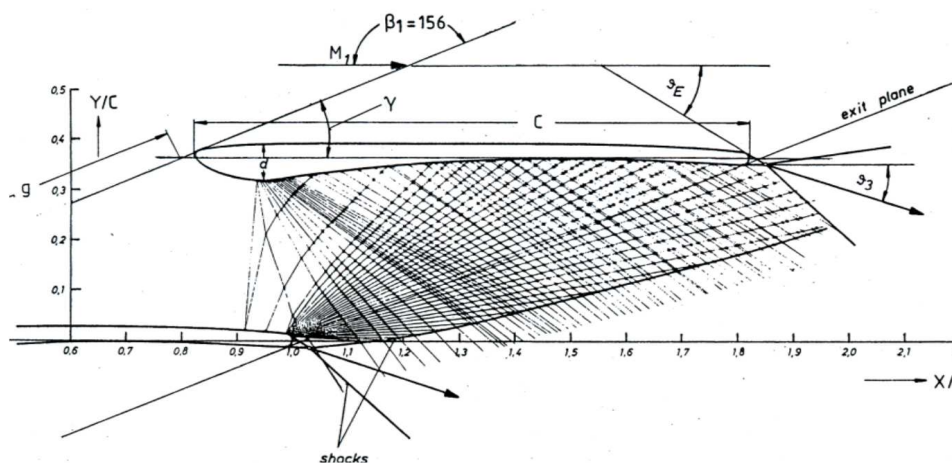


**Obrázek 33:** Část proudové pole ve špičkovém řezu lopatkováním Škoda 1220mm, důsledky přeexpandování za náběžnou hranou,  $M_{2is} = 1,9$ ,  $i = 0^\circ$  [A5].



**Obrázek 34:** Proudové pole v řezu 280mm pod špičkou lopatkováním Škoda 1080mm, důsledky neexpandování za náběžnou hranou,  $M_{2is} = 1,6$ ,  $i = 0^\circ$  [A14].

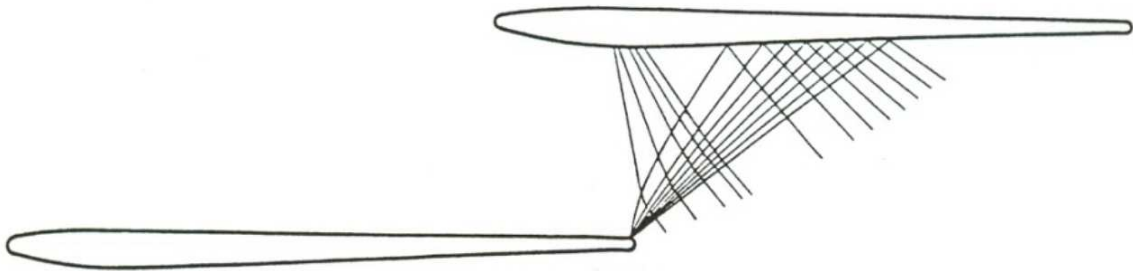
vidíme příklad takového proudové pole v geometrické situaci řezu lopatkováním 1080mm v místě 280mm pod špičkou (jde o konvexně - přímé tvarování podtlakové



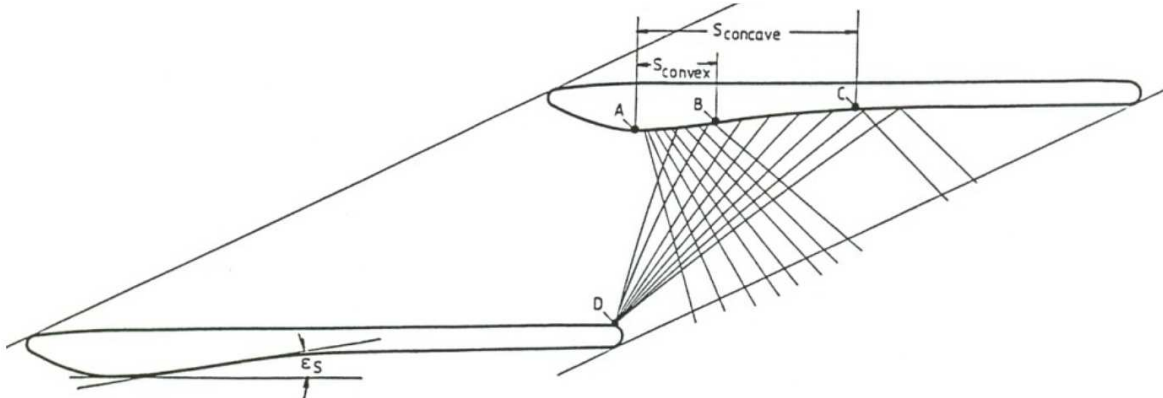
**Obrázek 35:** Vlnový diagram ve špičkovém řezu oběžného turbínového lopatkování VKI [19], [20].

strany geometrie již s charakterem špičkového řezu, zvuková čára je ale ještě značně zakřivena).

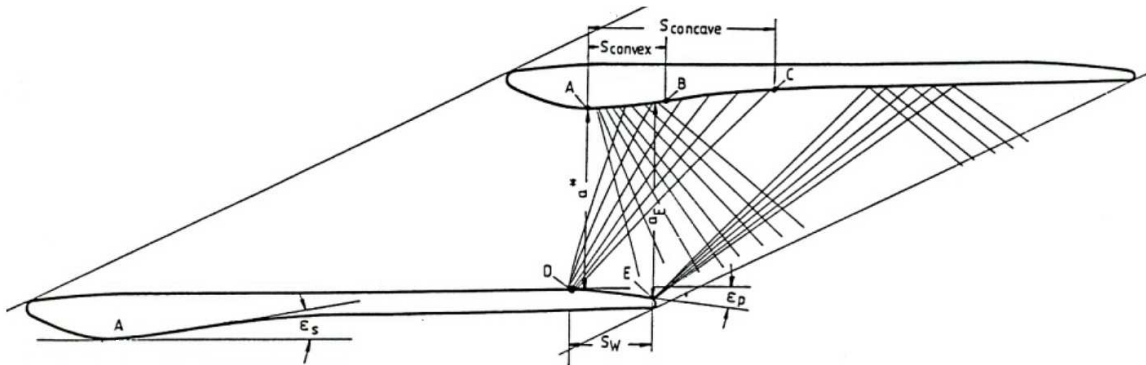
Na vlnovém diagramu v Obrázku 35 je pěkně dokumentována typická vlastnost supersonického proudového pole: vhodným tvarováním povrchů můžeme ovlivňovat parametry supersonického proudu poměrně daleko od místa, kde tvarujeme. Zde vhodné tvarování malého dílu výstupní části přetlakové strany profilu vede ku vhodnějším parametrům vnitřní větve výstupní rázové vlny. Pozorujeme interakce expansních vln s rázovou vlnou, vedoucí k jejímu zeslabení. V každém průsečíku vlevo běžících expansních vln, vznikajících před odtokovou hranou na přetlakové straně, s vlevo běžící výstupní rázovou, se intenzita této rázové vlny zmenšuje. Naproti tomu vpravo běžící expansní vlny, vznikající na podtlakovém povrchu sousedního profilu, procházejí vlevo běžící rázovou vlnou, aniž by jí nějak výrazně



a) konvergentní lopatka s konvexně - přímou podtlakovou stranou



b) konvergentní lopatka s konvexně - konkávně - přímou podtlakovou stranou



d) konvergentně - divergentní lopatka s tvarovanou přetlakovou stranou

Obrázek 36: Expansní vlny v různých typech špičkových řezů [19].

ovlivnily.

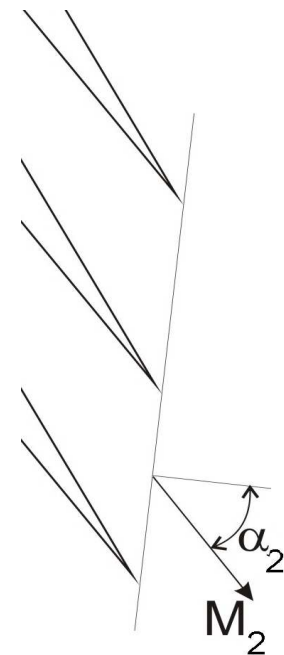
Urychlení proudu lze ve špičkových řezech obvykle dosáhnout buď expansními vlnami, vznikajícími na zakřiveném povrchu podtlakové strany v blízkosti aerodynamického hrdla, případně expansními vlnami vyzařujícími z oblasti odtokové hrany sousedního profilu, které se od podtlakového povrchu sousední lopatky odrážejí jako vlny kompresní. Tři typické možnosti ve špičkových řezech dlouhých oběžných lopatek se subsonickou vstupní rychlostí jsou schematicky znázorněny na Obrázku 36.

První tvarování představuje typ konvergentního profilu s konvexně – přímou podtlakovou stranou (Obr.36a). Konvexní část je obvykle omezena jen na oblast v blízkosti aerodynamického hrdla. Urychlení se zde dociluje expansními vlnami, vycházejícími z konvexního povrchu podtlakové strany a dále expansními vlnami vycházejícími z odtokové hrany přetlakové strany sousedního profilu.

Druhým typem je konvergentní profil s konvexně – konkávně – přímou podtlakovou stranou. V extrémních případech je na poměrně ostré expansní zaoblení v blízkosti hrdla ihned napojená konkávní část, která velmi rychle přechází směrem k odtokové hraně v přímý povrch (Obr.36b).

Třetím typem je konvergentně - divergentní profil s podtlakovým povrchem tvarovaným podobně jako v předchozím případě. Zkosená část přetlakové strany profilu za aerodynamickým hrdlem zajišťuje rozbíhavost supersonické části mezilopátkového kanálu (Obr.36c).

Pozornost u všech tří typů je nutno věnovat skutečnosti, že kvůli zakřivení podtlakové strany profilu v místě aerodynamického hrdla je zvuková čára obvykle posunuta proti proudu před geometrické hrdlo. To může vyústit ve vznik neočekávaných místních špiček rychlosti. Směrem dále po proudu se ale projevuje vliv expansních vln vycházejících z oblasti odtokové hrany na přetlakové straně sousedního profilu. Tyto expansní vlny na povrchu podtlakové konvexní části působí proti další akceleraci proudu u náběžné hrany. Obecně platí, že aerodynamicky hladké zakřivení v oblasti hrdla obvykle pomáhá předcházet vzniku špiček rychlosti. V literatuře jsou vypracovány postupy, vedoucí k optimalizaci tvaru profilu špičky a geometrie profilové mříže s ohledem na minimalizaci ztrát (např. [21]). Obecně platí, že například parametry  $\varepsilon_s$  (úhel otočení konvexní části),  $\varepsilon_p$  (úhel v bodě  $D$  na přetlakové straně),  $S_w$  (délka úkosu) a tvar úkosu mezi body  $D$  a  $E$  jsou významnými parametry při návrhu geometrie špičky tohoto typu (viz označení v Obr.36c).



**Obrázek 37:**  
*K definici limitního zatížení.*

### **3.2.3 Limitní zatížení profilových mříží**

Modelové situace na Obrázcích 31 a 35 v předchozím odstavci se vzájemně podobají konfiguraci výstupního proudového pole: vnitřní větve výstupní rázové vlny míjí podtlakový povrch sousední lopatky a prochází výstupní rovinou mříže. Jde o situaci, kdy byla překročena podmínka limitního zatížení. Plyn expanduje dále za mříží bez užítku. Při dalším snižování protitlaku za mříží nedochází ke změnám v proudovém poli ve výstupní části mříže, nemění se ani aerodynamická síla působící



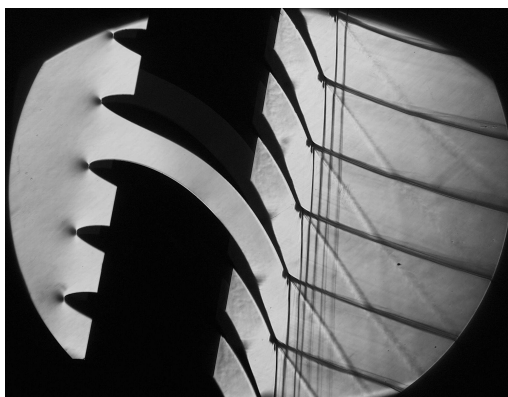
na profil, rovněž ani výstupní úhel proudu, i ztráta kinetické energie je konstantní [A15].

Podmínkou limitního zatížení je, že v rovině odtokových hran profilové mříže se vyskytuje poslední charakteristika supersonického proudového pole. Tuto podmínku lze formulovat [22] jednoduše jako:

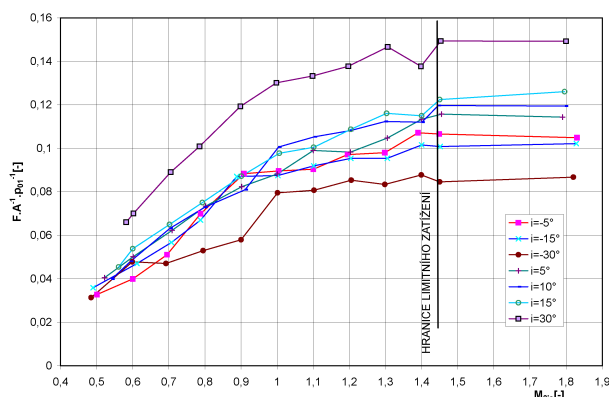
$$M_{2LIM} \cos \alpha_2 = 1, \quad (3.2.11)$$

kde úhel  $\alpha_2$  je měřen od kolmice k rovině odtokových hran (viz schéma na Obr.37). To znamená, že složka rychlosti do osy stroje je právě rovna místní rychlosti zvuku.

S problematikou limitního zatížení se u extrémně zatížených lopatkových kol

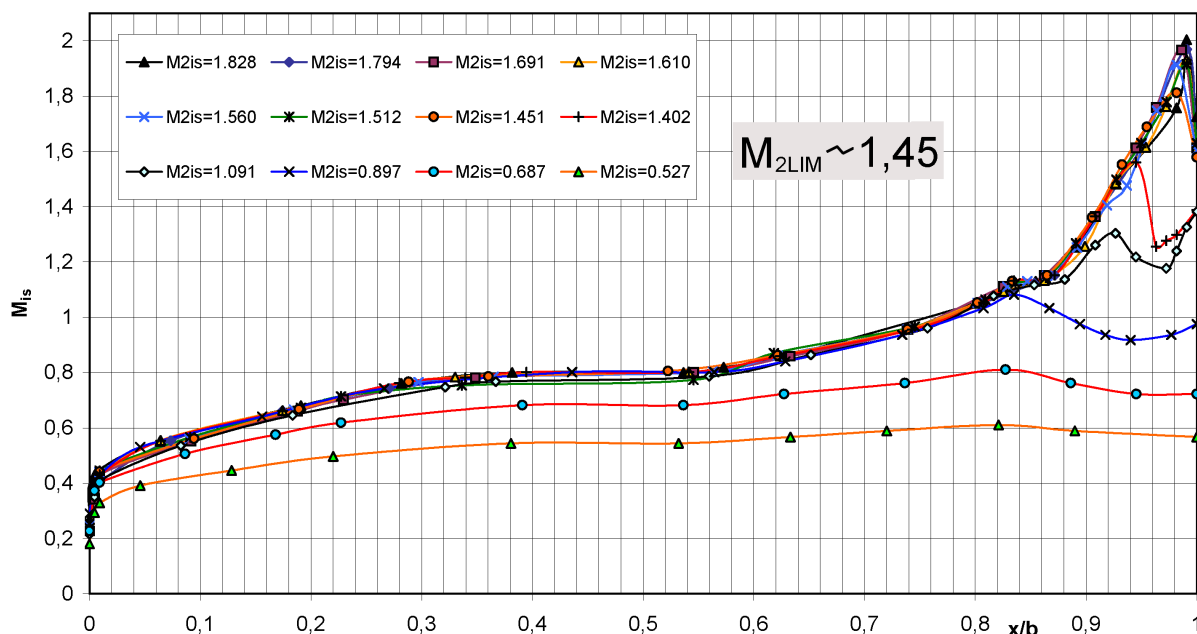


**Obrázek 38:** Příklad proudového pole po překročení podmínky limitního zatížení, patní řez dlouhým oběžným turbínovým lopatkováním, šlírová metoda,  $M_{2is} = 1,828$ ,  $M_{2LIM} \sim 1,45$  [A5].



**Obrázek 39:** Závislost bezrozměrového silového účinku působícího na profil v obvodovém směru na výstupním isoentropickém Machově čísle a úhlu náběhu [A15].

setkáváme především v oblasti patních řezů. Požadavky tvarovat přímou lopatkovou nožku spolu s požadavky dostatečného průřezu patních profilů a pod. vedou k



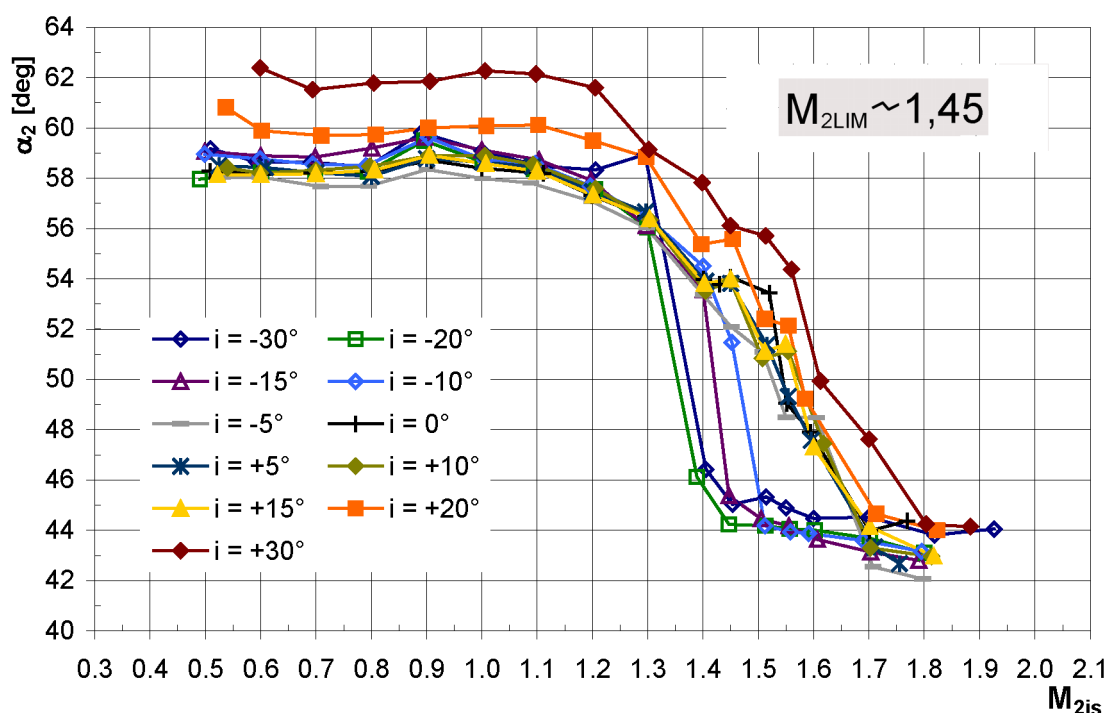
**Obrázek 40:** Závislost rozložení isoentropického Machova čísla na podtlakové straně profilu patního řezu dlouhé oběžné lopatky pro různé protitlaky. Po dosažení limitní hodnoty se rozložení již nemění [A5].

takovým geometrickým řešením patních profilových mříží, kdy je často nutno akceptovat překročení limitní podmínky i v provozním bodě profilové mříže.

Příkladem profilové mříže, kde byly studovány otázky související s limitním zatížením, je patní mříž na Obrázku 38. Experimentem bylo zjištěno, že limitního zatížení je pro širokou oblastí úhlů náběhu dosaženo přibližně při hodnotě  $M_{2LIM} \sim 1,45$ . Z tlakových isoentropických rozložení u povrchu profilu, zjištěných interferometrickou metodou, byla vyhodnocena bezrozměrová síla v tangenciálním směru (tj. ve směru otáčení lopatkového kola). Bezrozměrová síla se stanovuje jako poměr síly zjištěné  $F$  ku síle maximální možné  $Ap_{01}$ .

$$FA^{-1}p_{01}^{-1} = \Gamma^{-1}p_{01}^{-1} \int_0^{c_{ax}} [p_{přetl}(x) - p_{podtl}(x)] dx. \quad (3.2.12)$$

V diagramu na Obrázku 39 vidíme závislost tangenciální síly na míře expanse v mříži. Po překročení hranice limitního zatížení se přes další zvyšování expanse již

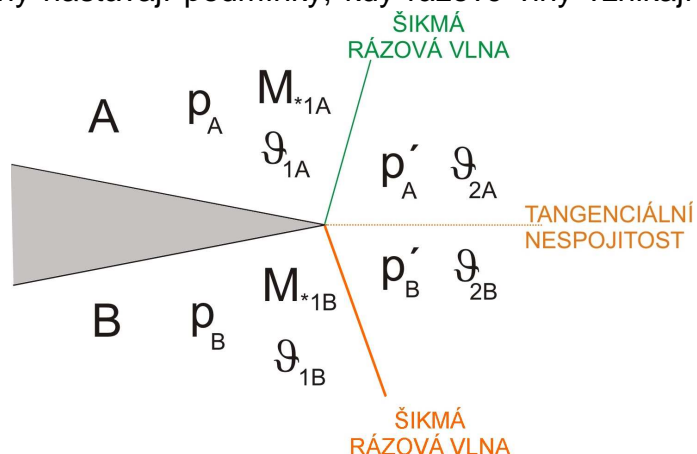


**Obrázek 41:** Závislost výstupního úhlu u profilové mříže patního řezu dlouhé oběžné lopatky na výstupním isoentropickém Machově čísle a na úhlu náběhu [A16].

nemění. Podobné účinky limitního zatížení pozorujeme kupříkladu na vývoji rozložení isoentropického Machova čísla u podtlakové strany profilu (viz diagram na Obrázku 40) nebo u závislostí výstupního úhlu na Obrázku 41. U výstupního úhlu pozorujeme pro některé úhly náběhu spolehlivý účinek "limitní" podmínky, u řady dalších průběhů také, ale ne v takové míře. Toto je způsobeno jednak odlišnými podmínkami pro expansi v mezilopatkovém kanálu při extrémních úhlech náběhu (kladných i záporných). Dále je potřeba vzít v úvahu, že výstupní úhel zde byl vyhodnocen z pneumatických měření traverzováním pětivotrovou sondou přes rozteč mříže. Jedná se o reprezentativní veličinu, konstantní pro celou rozteč, vyhodnocenou z naměřených veličin pomocí poměrně složitěho postupu tzv. metody redukce dat (viz např.[23]), který vychází z důsledné bilance hybnosti, hmotnosti a energie v ideálním plynu za podmínek adiabacity celého procesu.

### 3.2.4 Supersonická odtoková hrana

Při obtékání ostré odtokové hrany nastávají podmínky, kdy rázové vlny vznikají při střetu supersonických proudových polí. Předpokládáme, že při obtékání ostré odtokové hrany nedochází ke vzniku oblasti odtržení za odtokovou hranou (případně, že je tato oblast jen velmi malá a proto zanedbatelná). Dodržení podmínky rovnosti tlaků a směru proudu za odtokovou hranou je pak podmínkou pro řešení parametrů výstupních rázových vln. Úplav představuje tzv. tangenciální nespojitost (představa tenkého pevného útvaru), na jejíž hranici musí tedy platit (viz schéma na Obr. 42):



Obrázek 42: Supersonické obtékání tenké odtokové hrany - situace.

$$p'_A = p'_B \quad (3.2.13)$$

a

$$\vartheta_{2A} = \vartheta_{2B}. \quad (3.2.14)$$

Vztahy pro prostup tekutiny šikmou rázovou vlnou, odvozené za pomoci vztahu Rankinova - Hugoniotova, spojují její aerodynamické a geometrické parametry (viz např.[12]).

Pro poměr statického tlaku před a za šikmou rázovou vlnou platí

$$\frac{p'}{p} = \frac{2\kappa}{\kappa+1} \frac{2M_*^2 \sin^2 \beta}{\kappa+1 - (\kappa-1)M_*^2} - \frac{(\kappa-1)}{(\kappa+1)}. \quad (3.2.15)$$

Obdobně ze odvodit vztahy pro poměr hustot, teplot a celkových tlaků:

$$\frac{\rho'}{\rho} = \frac{(\kappa+1)M_*^2 \sin^2 \beta}{(\kappa+1) - (\kappa-1)M_*^2 \cos^2 \beta}, \quad (3.2.16)$$

$$\frac{T'}{T} = \left[ \frac{2\kappa}{\kappa+1} \frac{2M_*^2 \sin^2 \beta}{\kappa+1 - (\kappa-1)M_*^2} - \frac{(\kappa-1)}{(\kappa+1)} \right] \frac{\kappa+1 - (\kappa-1)M_*^2 \cos^2 \beta}{(\kappa+1)M_*^2 \sin^2 \beta}, \quad (3.2.17)$$

$$\frac{p'_0}{p_0} = \left[ \frac{(\kappa+1)M_*^2 \sin^2 \beta}{(\kappa+1) - (\kappa-1)M_*^2 \cos^2 \beta} \right]^{\kappa} \left[ \frac{2\kappa}{\kappa+1} \frac{2M_*^2 \sin^2 \beta}{\kappa+1 - (\kappa-1)M_*^2} - \frac{(\kappa-1)}{(\kappa+1)} \right]^{\frac{-1}{\kappa-1}}. \quad (3.2.18)$$

Pro odklon proudu v šikmé rázové vlně platí formule

$$\delta = \arctg \left[ \frac{2M_*^2 \sin^2 \beta + (\kappa-1)M_*^2 - \kappa - 1}{\kappa+1 + 2M_*^2 \cos^2 \beta} \frac{1}{\operatorname{tg} \beta} \right] \quad (3.2.19)$$

a bezrozměrová rychlost za rázovou vlnou bude

$$M_*' = \sqrt{M_*^2 \cos^2 \beta + \frac{[\kappa+1 - (\kappa-1)M_*^2 \cos^2 \beta]^2}{(\kappa+1)^2 M_*^2 \sin^2 \beta}}. \quad (3.2.20)$$

Soustavu rázových vln za tenkou odtokovou hranou řešíme pomocí výše uvedené soustavy vztahů při dodržení podmínek na hranici nespojitosti (3.2.13 a 3.2.14). Řešením se dostáváme k nejuhodnější formulaci ve tvaru

$$F\left(K \frac{p'}{p_0}, \Delta\vartheta, M_{*1}\right) = 0, \quad (3.2.21)$$

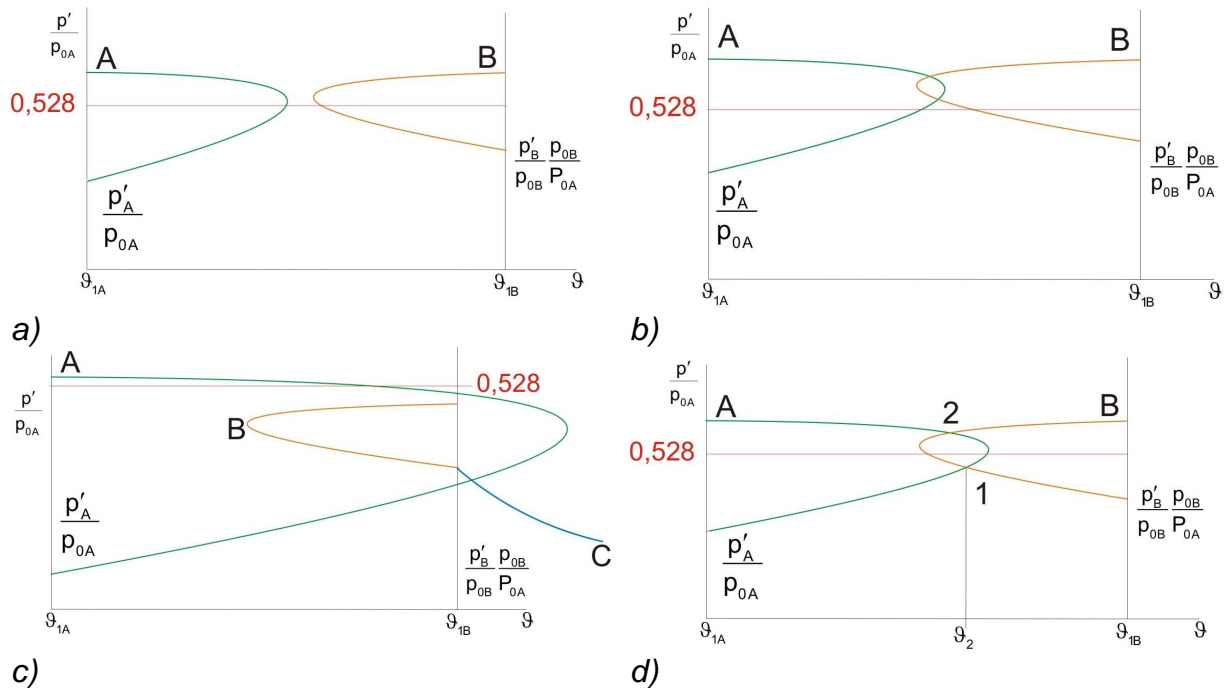
jde o systém transformovaných srdcových polár [8] pro dané  $\lambda_1$ . Konstanta  $K$  ve výrazu (3.2.21) dává do souvislosti celkový tlak a referenční celkový tlak

$$K = \frac{p_0}{p_{0\text{ref}}}. \quad (3.2.22)$$

Konečně zavádíme vhodněji formulovanou podmínku (3.2.14)

$$\vartheta_{1B} - \vartheta_{1A} = \Delta\vartheta_A - \Delta\vartheta_B. \quad (3.2.23)$$

Analýza výsledků řešení soustavy čtyř rovnic (3.2.13), (3.2.21) až (3.2.23) pro zadané podmínky v proudovém poli před odtokovou hranou (A, B) vede (v [8]) k několika možným závěrům (dle vzájemné polohy vypočtených transformovaných polár A a B):



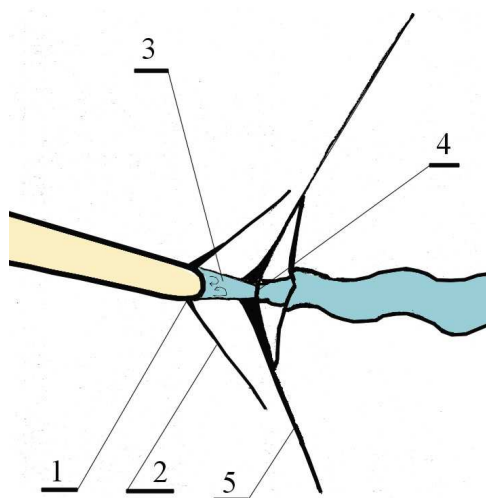
**Obrázek 43:** Možné konfigurace polár při řešení supersonického obtékání ostré odtokové hrany.

1. Poláry se neprotnou (Obr. 43a). Odtoková hrana nemůže být při zadaných podmínkách A a B obtékána. Jde o složitý případ, který nás může například upozorňovat na možnou přítomnost masivní změny efektivního tvaru povrchu (odtržení před odtokovou hranou).
2. Poláry se protnou (Obr. 43b), ale ani jedno řešení nevyhovuje podmínce, že bezrozměrová rychlost za vlnou musí být větší nebo rovna kritické rychlosti zvuku, tj.:

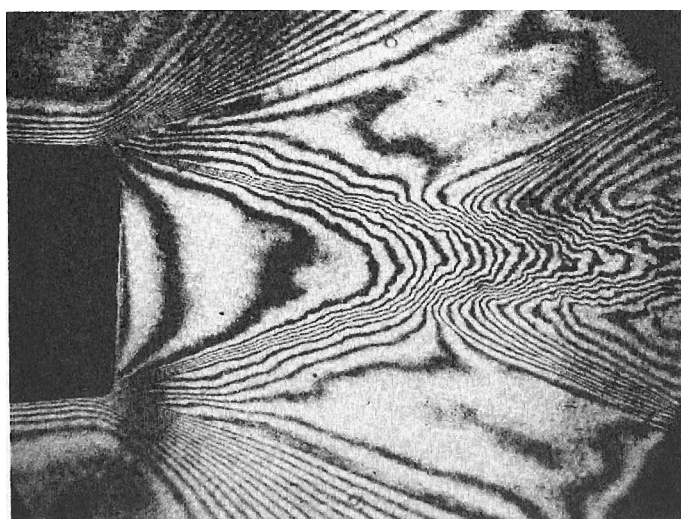
$$M'_* \geq 1 \quad (3.2.24)$$

3. Poláry se neprotnou, jedna je uvnitř druhé (Obr. 43c). Na odtokové hraně nevzniknou dvě rázové vlny, ale pouze jedna a na opačné straně supersonická expanse. Expanse vznikne na té straně odtokové hrany jejíž polára je uvnitř.
4. Poláry se protnou na dvou místech (Obr. 43d) máme jak řešení pro rázovou vlnu prvního druhu (A) (větev kladných  $\Delta v$ ) tak i pro rázovou vlnu druhého druhu (B) (větev záporných  $\Delta v$ ). Lze dokázat, že jedno z těchto řešení je vždy nestabilní a nevyhovuje ani podmínce (3.2.24).

Turbínové profily dlouhých oběžných lopatek obvykle nemívají (z praktických hledisek) ostré odtokové hrany. Vstupují zde do úvah konstruktérů a aerodynamických odborníků další dodatečná hlediska. Ta se dotýkají životnosti lopatek, montážní odolnosti, tuhosti lopatek, náchylnosti k vibracím a řady dalších aspektů. Výsledkem je skutečnost, kdy většina používaných profilů má tupou, případně zaoblenou odtokovou hranu konečné tloušťky.



**Obrázek 44:** Schéma transsonické struktury proudu na odtokové hraně profilu: 1 - separační bod, 2 - separační rázová vlna, 3 - recirkulační oblast, 4 - hrdlo recirkulační oblasti, 5 - výstupní rázová vlna

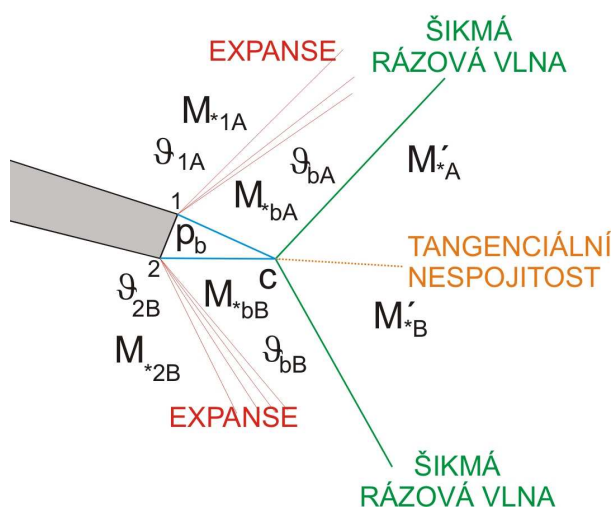


**Obrázek 45:** Detail obtékání symetrického tělesa s tupou odtokovou hranou, zachycující účinky vazkosti proudící tekutiny. V klidové oblasti pozorujeme ve skutečnosti mírný tlakový gradient, rychlost podél hranice není zcela konstantní, vznik soustavy výstupních šikmých rázových vln je posunut směrem po proudu [27].

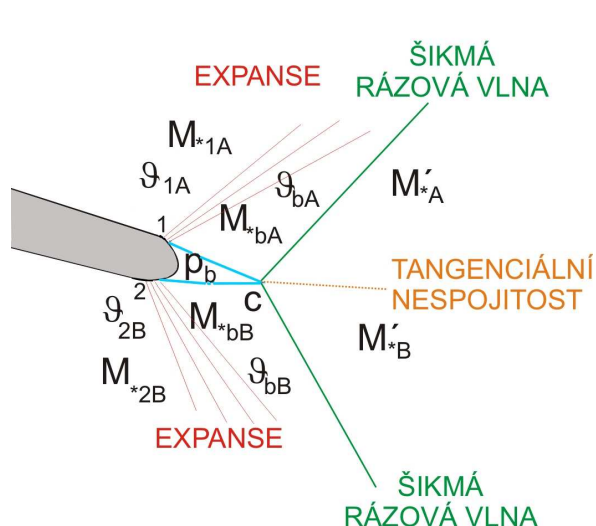
Složitou strukturu reálného supersonického proudu v oblasti odtokové hrany ukazuje Obrázek 44. Za místy odtržení proudu na odtokové hraně vzniká krátká zužující se recirkulační oblast, která je ohraničena smykovou vrstvou. Supersonický proud na obou stranách této oblasti je nucen v jejím neuzším místě (hrdlo) změnit směr a tato skutečnost vyvolává vznik dvojice výstupních rázových vln. Tyto vlny se později kombinují se slabou kolmou rázovou vlnou a vytvářejí rázovou vlnu tvaru řeckého písmena lambda. Přitom v místech odtržení na odtokové hraně vzniká další dvojice tzv. separačních rázových vln. Při vhodných podmínkách dochází za hrdlem recirkulační oblasti k demonstraci a rozvoji vírů směrem do úplavu [A17].

Přesné matematické postihu všech složitých struktur a dějů na reálné (tlusté) supersonicky obtékané hraně je velmi obtížné. Hlavní příčina tkví ve skutečnosti, že je nezbytné brát v úvahu vliv třecích sil v tekutině proudící okolo tlusté odtokové hrany.

Příklad supersonického obtékání tupé odtokové hrany konečné tloušťky je schematicky zobrazen na Obrázku 46. Ještě v posledním bodě povrchu na podtlakové straně je dodržen úhel proudu  $\vartheta_{1A}$ , ve shodě se směrnicí tečny k podtlakové straně v tomto bodě. Okolo tohoto bodu tekutina expanduje Prandtlovou – Mayerovou expansí až na hodnotu bezrozměrové rychlosti  $M_{*bA}$ , výsledný úhel proudu je  $\vartheta_{bA}$ . Odpovídající statický tlak je zde  $p_b$ . Za odtokovou hranou se vždy vyvine klidová oblast, ve které je konstantní statický tlak – jde o tzv. tlak na dno  $p_b$ . Následně lze proudnici v oblasti mezi body 1 a C prohlásit za čáru konstantní rychlosti, neboť se zde po proudnici nemění statický tlak a celkový tlak je rovněž konstantní (proudění není uvažováno jako vazké). Ohraničení oblasti tlaku na dno přímkovou spojnicí (1 – C, resp. 2 – C) je ovšem nejjednodušší aproximací [24]. Podobný proces probíhá i na přetlakové straně. Stupeň expanse zde odpovídá opět hodnotě tlaku na dno, která je společná pro obě strany. V bodě C, kde se obě krajní proudnice protínají, dochází ke vzniku dvou šikmých rázových vln. Za nimi následuje otočení proudu do směru, daného podmínkou (3.2.14) na tangenciální nespojitosti. Spojnici bodů C – C dvou sousedních profilů v periodickém prodloužení mříže lze považovat za hranici, od které můžeme postupovat v konstrukci proudového pole podle výše uvedené metodiky pro ostrou odtokovou hranu. Těžkosti celého řešení supersonického obtékání odtokové hrany konečné tloušťky spočívají ovšem ve



**Obrázek 46:** Obtékání tlusté tupé odtokové hrany, nevazké proudění.



**Obrázek 47:** Obtékání tlusté oblé odtokové hrany, nevazké proudění.

stanovení hodnoty tlaku na dno  $p_b$ . V případě vhodného tvaru jednotlivého profilu nebo osově symetrického tělesa s tupou odtokovou hranou lze tento tlak stanovit ze znalosti vstupního Machova čísla a z příslušného Reynoldsova čísla a hodnota  $p_b$ , tudíž nemusí být volena nahodile (např. [25], [26]). Není známo, že by existovalo všeobecné řešení, umožňující stanovit tlak na dno pro širokou oblast případů.

Podobná situace jako v případě tupé odtokové hrany konečné tloušťky se vyskytuje i u oblé odtokové hrany (Obrázek 47). Zásadním rozdílem je, že Prandtlůva – Mayerova expanse nevychází z jediného bodu na profilu, ale tekutina expanduje podél oblého povrchu odtokové hrany až do bodu, kde je dosaženo tlaku na dno  $p_b$ . Tlak na dno je nutno opět stanovit pomocí zvláštních kritérií.

Výše v textu již bylo naznačeno, že na rozdíl od nevazkého řešení se skutečná situace může značně odlišovat (Obr.44 a Obr.45). Především volná hranice proudu, ohraničující klidovou zónu za odtokovou hranou, nemusí být přesně čarou s

konstantní rychlostí. Důvodem je, že i tlak na dno nemusí být v celé klidové oblasti zcela konstantní. Dále je nutno vzít v úvahu skutečnost, že výstupní šikmé rázové vlny nemají počátek přesně v bodě C, neboť v proudovém poli reálného úplavu je expanse do supersonických rychlostí posunuta poněkud směrem po proudu. Je běžné, že existuje v okolí bodu C podzvuková oblast proudící vazké tekutiny, výstupní rázové vlny pak vznikají v určité odlehlosti od subsonické oblasti jako obálky kompresních vln vycházejících z hranice úplavu. Vědomí složitosti tohoto problému ukazuje, jak daleko od skutečnosti je nevazký model řešení problému. Praktické případy řešení pomocí nevazkého modelu lze nalézt např. v práci Šafaříkové [4] nebo v [27].

### 3.2.5 **Supersonické vstupní proudové pole**

U moderních, tzv. ultra dlouhých, oběžných lopatek, určených pro poslední stupeň parních turbín velkého výkonu, dochází k situaci, že v horní části lopatky bývá překročena na vstupu rychlost zvuku. Tvarování zvukové čáry a celý doprovodný proces vzniku čelní rázové vlny byl popsán v odstavci 3.1 (Zvuková čára) a na Obrázku 22. V praxi se u lopatek parních turbín skoro vůbec nesetkáváme s



**Obrázek 48:** Erodovaná náběžná hrana dlouhé oběžné lopatky.

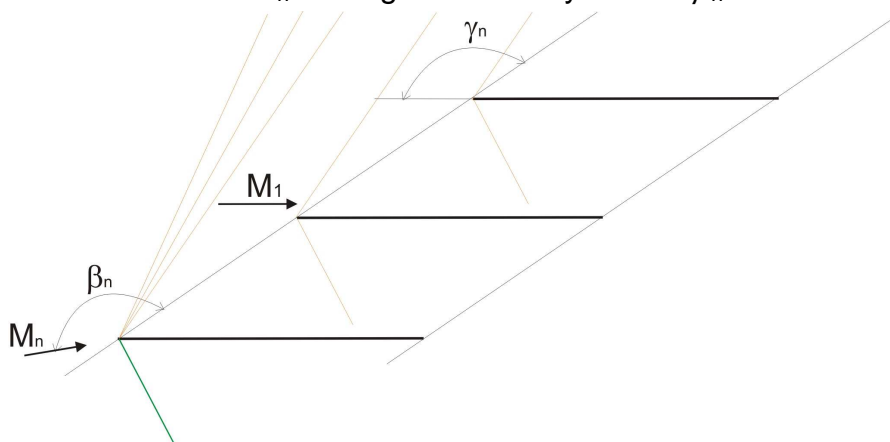
ostrou supersonickou náběžnou hranou. Důvody jsou spojeny podobně jako u odtokových hran především s životností lopatky a též s problematikou zvýšené opatrnosti při montážních pracích v závodě na výrobu turbín. Problematika životnosti zde souvisí především s erozním opotřebením náběžné hrany při provozování oběžného kola za termodynamických podmínek, které odpovídají stavu mokré páry. Také nelze podceňovat nečistoty obsažené v proudící páře. Na Obrázku 48 je pro představu fotografie erozí poškozené náběžné hrany dlouhé lopatky po několika letech provozu,

přestože hrana nebyla u nové lopatky koncipována jako ostrá. Jak je zřejmé z fotografie, erozí došlo ke zmenšení hloubky profilu lopatky u špičky o cca 17mm a k celkové devastaci náběžné hrany lopatky.

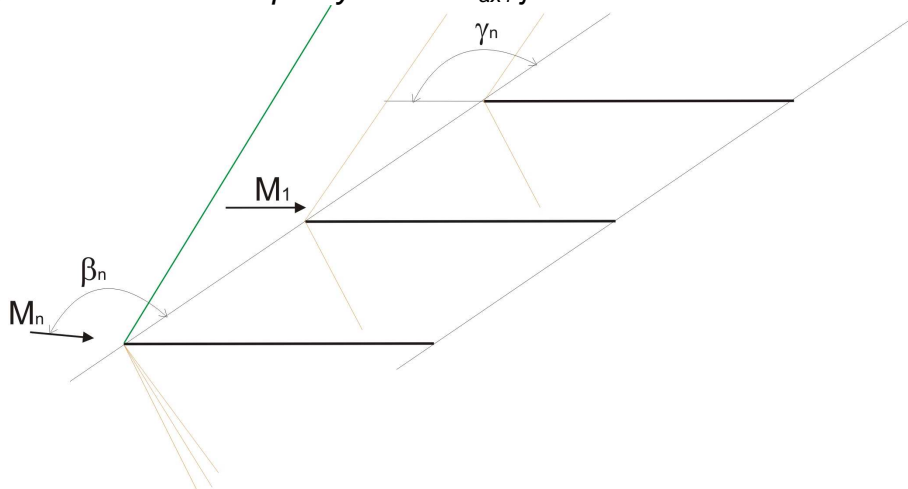
Při vysvětlování procesů v supersonickém proudovém poli na vstupu do profilové mříže se jeví jako příhodné vycházet ze zjednodušeného smyšleného případu obtékání mříže tvořené rovnými deskami, které mají nulovou tloušťkou. Je užitečné rozlišovat mezi periodickým případem (tj. nekonečná mříž - řez celým lopatkovým kolem) a případem konečným, kdy zkoumaná profilová mříž má konečný (či též nekonečný) počet lopatek, vždy je ale první lopatka po proudu zároveň první lopatkou modelu. Periodické vlastnosti jsou pak omezeny jen na určitou část modelu – to je případ modelu určeného pro experimentální výzkum v aerodynamickém tunelu. V dalších textu rozšíříme úvahy na reálné profily s ostrou náběžnou hranou, na problematiku tlustých náběžných hran. Zaměříme se na úkaz odlehle čelní rázové vlny, na jev jedinečného úhlu náběhu v mřížích se supersonickým vstupním proudem, na podstatu, příčiny a stabilitu nerozeběhnutého a rozeběhnutého supersonického proudění na vstupu do mezilopatkového kanálu, na problematiku závěsné rázové vlny apod.

### 3.2.6 Konečná mříž s deskovými profily nulové tloušťky v supersonickém proudovém poli

Mějme vyrovnané supersonické proudové pole, které je určeno jmenovitou hodnotou Machova čísla  $M_n$  a argumentem rychlosti  $\beta_n$ . Umístíme-li do takto



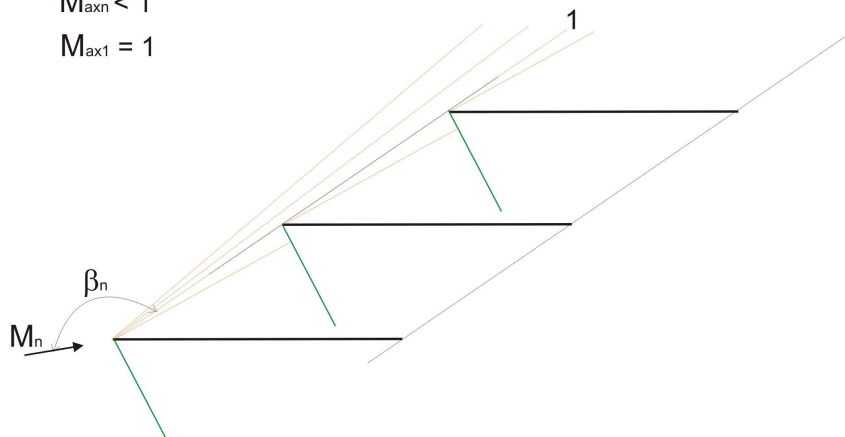
a)  $\beta_n > \gamma_n$ , axiální složka vstupní rychlosti  $M_{ax1}$  je subsonická



b)  $\beta_n < \gamma_n$ , axiální složka vstupní rychlosti  $M_{ax1}$  je subsonická

$$M_{axn} < 1$$

$$M_{ax1} = 1$$



c)  $\beta_n > \gamma_n$ , axiální složka rychlosti v rovině náběžných hran  $M_{ax1}$  je sonická, axiální složka před první deskou mříže  $M_{axn}$  je subsonická

Obrázek 49: Konečná mříž při vybraných stavech vstupního supersonického proudového pole.



definovaného supersonického proudového pole konečnou profilovou mříž, tvořenou nekonečně tenkými deskami, jejichž úhel ustavení v mříži je  $\gamma_n$ , může nastat několik případů (podle vzájemného poměru úhlu ustavení profilů a směru vstupního proudu):

### 1. $\beta_n > \gamma_n$

Na náběžné hraně první (nejspodnější) lopatky dojde Prandtlovou – Meyerovou expansí k urychlení proudu na hodnotu  $M_1$  a současně k jeho otočení do směru  $\gamma_n = \beta_1$  (Obr. 49a), za expansím vějířem je již stejnorodé supersonické pole  $(M_1, \beta_1)$ , které je vstupním polem pro všechny další rovinné lopatky konečné mříže. Původní proudové pole s parametry  $(M_n, \beta_n)$  se již neuplatní. K tomuto jevu dojde pouze tehdy, je-li splněna podmínka pro subsonickou axiální rychlost v mříži, tj.:

$$M_{ax1} = M_1 \sin \beta_1 < 1. \quad (3.2.25)$$

Tehdy mohou vzniknout na náběžné hraně první lopatky vlevo běžící Machovy čáry, které postupují před ostatními profily mříže.

### 2. $\beta_n < \gamma_n$

V této situaci dojde na náběžné hraně první lopatky ke vzniku vlevo běžící rázové vlny (viz. Obr. 49b), ve které se sníží rychlost  $M_n$  na hodnotu  $M_1$  a upraví se i směr proudu na hodnotu  $\gamma_n = \beta_1$  (za šikmou rázovou vlnou se proud přiklání vždy k rázové vlně). Potom před všemi ostatními profily konečné mříže je vstupní proudové pole definované parametry za šikmou rázovou vlnou, tj.  $(M_1, \beta_1)$ , neboť je i šikmá rázová vlna ideálně přímá (profily jsou přímé desky). Toto platí pouze při splnění podmínky (3.2.25).

Zde i v předchozím případě platí, že před první lopatkou je proudové pole s parametry  $(M_n, \beta_n)$ , před ostatními lopatkami konečné mříže je proudové pole definované parametry  $(M_1, \beta_1)$ , přičemž platí, že  $\gamma_n = \beta_1$ .

Ze srovnání obou případů dále vyplývá, že první deska mříže může mít různé úhly náběhu, ostatní desky pouze vždy jen jediný možný, totožný s úhlem ustavení těchto desek. Je tedy možno u takovéto konečné mříže měnit v určitých mezích pouze hodnotu vstupního Machova čísla  $M_1$ .

V následujícím odstavci bude pojednáno o případech, kdy v konečné mříži není splněna podmínka (3.2.25) a axiální rychlost je vyšší místní rychlosti zvuku. Pak se stírá rozdíl mezi konečnou a nekonečnou mříží.

Obecně platí, že v případě konečné mříže lze libovolně volit jak vstupní Machovo číslo  $M_n$ , tak i úhel proudu  $\beta_n$  a spojitě je měnit.

### **3.2.7 Nekonečná mříž s deskovými profily nulové tloušťky v supersonickém proudovém poli**

Nekonečná mříž má na rozdíl od předešlého případu pouze jedno možné řešení vstupního periodického proudového pole, které je určeno podmínkou  $(M_1, \beta_1 = \gamma_n)$ . To znamená, že pro nekonečnou mezikruhovou mříž axiálního lopatkového stroje existuje pouze jediný (jedinečný) úhel náběhu (podmínka „unique incidence“)  $\beta_1 = \gamma_n$ . K osvětlení rozdílu mezi konečnou a nekonečnou mříží je na Obrázku 50a zobrazeno proudové pole před nekonečnou mříží. Vlevo běžící rovnoběžné Machovy čáry, které vyzařují z přední části horní strany deskových profilů a procházejí proudovým polem před mříží, ovlivňují vstupní proud a jsou důvodem pro existenci podmínky jedinečného úhlu náběhu. Protože je před každou deskou mříže umístěno nekonečně mnoho jiných desek, celé proudové pole před nekonečnou mříží je pojednáno Machovými čarami. Rozšiřují se proti proudu až do nekonečna a tudíž mají schopnost ovlivnit předpokládanou vyrovnanost vstupního proudového pole. Rozhodujícím kritériem, zdali je možné ovlivnit oblast před mříží či nikoliv, je velikost

osové složky rychlosti před mříží. Je-li menší než místní rychlost zvuku, je umožněno (navzdory supersonické rychlosti proudu) šíření poruch v osovém směru proti proudu (tj. poruch, které vyzařují před mříží z horního povrchu desek), což vede k vynucení podmínky jedinečného úhlu náběhu.

Ačkoliv v reálných případech, které se doposud vyskytují v oběžných kolech posledních stupňů, není pravděpodobné, že by axiální složka rychlosti v supersonickém vstupním proudovém poli překročila rychlost zvuku, je zajímavé se zabývat i těmito případy.

Na Obrázku 50b je nekonečná mříž, jejíž vstupní Machovo číslo je tak veliké, že žádná z Machových čar, vznikajících při Prandtlově – Meyerově expansi v náběžném bodě desek mříže (a šířících se od podtlakové strany k přetlakové straně dalšího profilu), neproniká před rovinu náběžných hran. Je to případ, kdy musí nutně být osová složka rychlosti vstupního proudu větší než rychlost zvuku, tzn., že platí:

$$M_{ax1} = M_1 \sin \beta_1 > 1. \quad (3.2.26)$$

V tomto případě jsou parametry vstupního proudového pole zcela nezávislé na geometrii deskové mříže. Stírá se rozdíl mezi konečnou a nekonečnou mříží, neboť lze každou desku nekonečné mříže považovat za první profil mříže konečné. Vstupní Machovo číslo spolu s úhlem vstupního proudu mohou nabývat rozličných hodnot a nejsou předepsány jako v případě s podzvukovou axiální rychlostí (3.2.25). Platí zde následující rovnosti:

$$M_1 = M_n \quad (3.2.27)$$

a

$$\beta_1 = \beta_n. \quad (3.2.28)$$

Podobně, pokud dojde ke zmenšení úhlu vstupního proudu pod hodnotu úhlu ustavení desek v mříži, situace v proudovém poli se vzhledem k předchozímu případu pouze obrátí (viz. Obrázek 50c), platí podmínka (3.2.26) a v určitých mezích lze opět libovolně volit parametry vstupního proudu. V konfiguraci dle Obrázku 49c může dojít k situaci, že vlevo běžící rázové vlny při určité hodnotě Machova čísla přesně dosáhnou náběžné hrany sousedního profilu a v rovině náběžných hran deskové mříže vznikne šikmá rázová vlna před celou mříží. Tato situace je znázorněna na Obr. 50d.

Při dodržení podmínky, že vstupní úhel je menší než úhel ustavení desek v mříži, tj. při  $\beta_1 < \gamma_n$ , lze odvodit vztah pro příslušnou hodnotu vstupního Machova čísla (viz např. [28]):

$$M_1^2 = \left( \frac{\kappa+1}{2} \cos \beta_1 \sin \beta_1 \operatorname{tg} \gamma_n - \frac{\kappa-1}{2} \sin^2 \beta_1 \right)^{-1} \quad (3.2.29)$$

Tato rovnice platí pouze pro případy kdy vzniká na náběžné hraně mříže vlevo běžící rázová vlna a osová složka vstupní rychlosti je supersonická (hraničním případem tohoto proudění je právě konfigurace na Obrázku 50d).

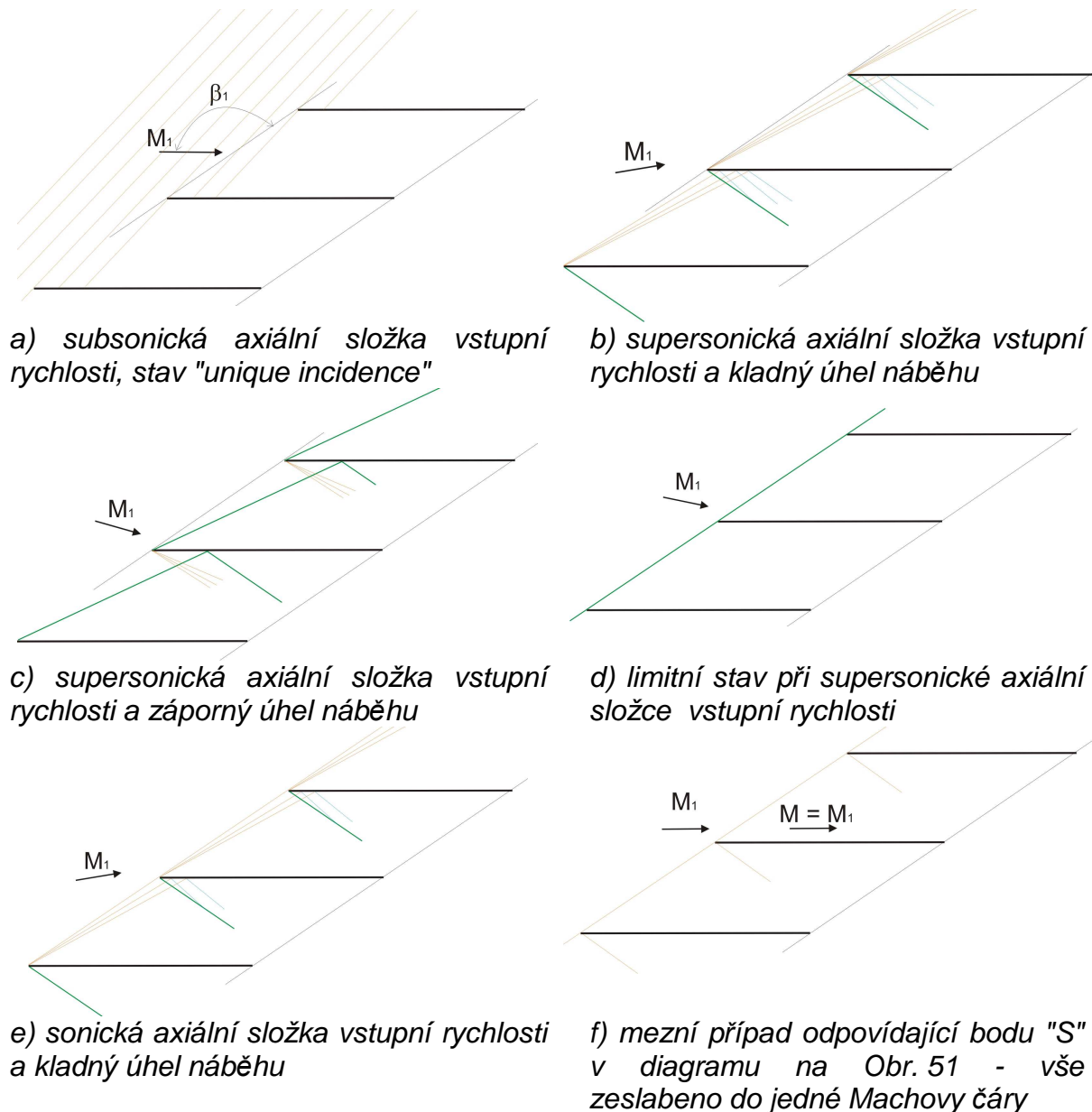
Každá snaha o snižování Machova čísla při konstantním vstupním úhlu pak vede k situaci, že se rázová vlna a Machovy čáry posouvají před rovinu náběžných hran. U nekonečné mříže toto způsobí, že nastane dříve popsaná situace s podzvukovou axiální složkou rychlosti, kdy vstupní úhel proudu je shodný s úhlem ustavení desek a mizí vstupní rázová vlna (viz Obr. 50a). Hraniční konfigurace znázorněná na Obrázku 50d je extrémním případem v nekonečné mříži. Pro každý úhel  $\beta_1 < \gamma_n$  pak existuje v nekonečné mříži jedna určitá limitní konfigurace. Obecně je proces přechodu ze stavu s nadzvukovou axiální složkou vstupní rychlosti do stavu s podzvukovou axiální složkou nestabilní a dochází ke skokovým změnám vstupní

rychlosti a vstupního úhlu. To platí především u konečné mříže, kdy plynulý přechod není vůbec možný.

V případě, že vstupní úhel proudu je větší než úhel ustavení desek v mříži (viz stav na Obr. 50b) -  $\beta_1 > \gamma_n$ , dojde při postupném snižování vstupního Machova čísla k postupnému natáčení vějíře Machových expansních čar proti proudu. Při určité hodnotě Machova čísla bude ležet první charakteristika přímo v rovině náběžných hran. Pro osovou složku vstupního Machova čísla pak platí:

$$M_{ax1} = M_1 \sin \beta_1 = 1. \quad (3.2.30)$$

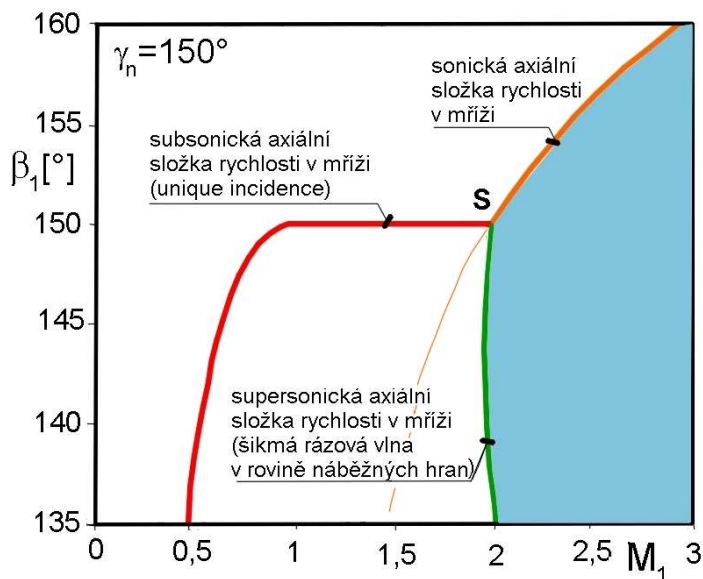
Příslušnou hodnotu vstupního Machova čísla lze pro tento limitní případ zjistit z tohoto vztahu. Další snižování vstupní rychlosti při zachování konstantního úhlu



**Obrázek 50:** Nekonečná mříž při vybraných stavech vstupního supersonického proudového pole.

vstupního proudu je u nekonečné mříže nemožné, neboť by nebylo možno dodržet periodicitu proudového pole (Machovy čáry by se rozbíhaly před každou deskou

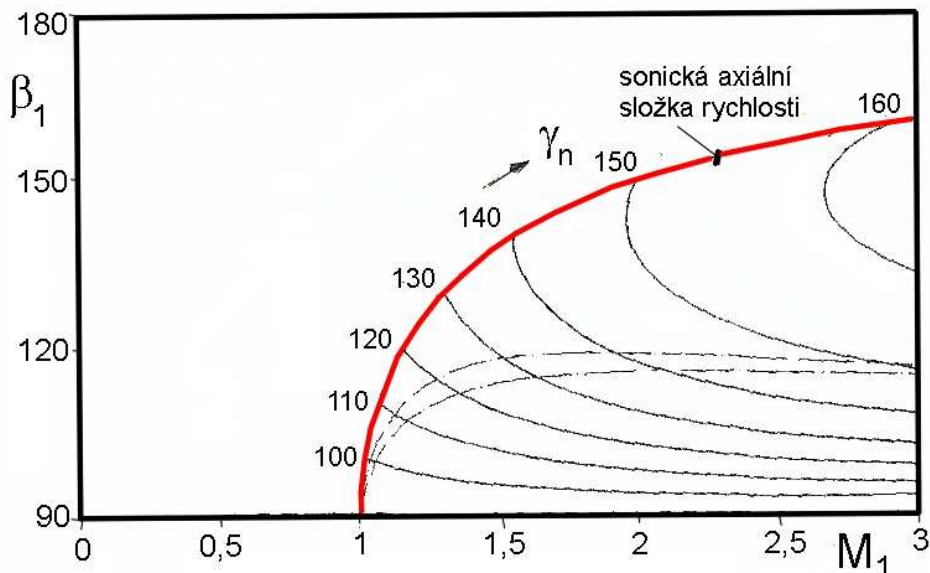
mříže). U konečné mříže je možné snižovat plynule Machovo číslo při neměnném úhlu vstupního proudu. Takový případ je uveden na Obrázku 49c. Zatímco směr proudu  $\beta_n$  zůstává konstantní, axiální složka  $(M_{ax})_n$  je již subsonická a hodnota vstupního úhlu proudu  $\beta_1$  klesá při snižování  $M_n$ . Přitom ovšem se část expansních vln šíří i do mezilopatkového kanálu a axiální složka rychlosti v rovině náběžných hran je opět rovna rychlosti zvuku. Při dalším snižování Machova čísla dochází k poklesu hodnoty axiální složky pod zvukovou hranici a vějíř expansních čar (Obr. 49a) se šíří pouze od náběžné hrany první spodní desky.



**Obrázek 51:** Možné stavy supersonického proudění ve vstupu nekonečné mříže tvořené deskami pro úhel ustavení desek  $\gamma_n = 150^\circ$ .

Výsledky předchozích rozborů supersonického proudění pro konkrétní uspořádání nekonečné mříže (tj. pro určitý úhel ustavení desek v mříži, zde pro  $\gamma_n = 150^\circ$ ) lze shrnout do přehledného diagramu, který je na Obrázku 51. V případech se subsonickou axiální vstupní rychlostí se proudění řídí po dosažení stavu aerodynamického ucpání deskové mříže podmínkou jedinečného úhlu vstupního proudu (tzv. „unique

incidence“). Až do bodu S je struktura proudového pole jako na Obrázku 50a. Při dosažení a překročení rychlosti zvuku u osové složky vstupní rychlosti jsou vstupní úhel  $\beta_1$  spolu se vstupním Machovým číslem  $M_1$  vzájemně nezávislé a mohou nabývat libovolných hodnot z oblasti ohraničené zleva horní a spodní křivkou, které



**Obrázek 52:** Existence rázové vlny v rovině náběžných hran v závislosti na úhlu ustavení desek [24].

incidence“). Až do bodu S je struktura proudového pole jako na Obrázku 50a. Při dosažení a překročení rychlosti zvuku u osové složky vstupní rychlosti jsou vstupní úhel  $\beta_1$  spolu se vstupním Machovým číslem  $M_1$  vzájemně nezávislé a mohou nabývat libovolných hodnot z oblasti ohraničené zleva horní a spodní křivkou, které

obě vycházejí z bodu S (modrá plocha v diagramu na Obr.51). Horní křivka představuje limitní podmínku (3.2.30), tj. podmínku axiální zvukové rychlosti (Obr. 50e). Spodní hraniční křivka, vycházející z bodu S, je určena podmínkou (3.2.29). Struktura stavů proudu, které jsou vlastní této křivce, odpovídá Obrázku 50d - vlevo běžící rázová vlna je totožná s rovinou náběžných bodů desek mříže. Pro vyšší vstupní Machova čísla rázová vlna proniká již do mezilopatkového kanálu. Obě hraniční křivky spolu s křivkou podmínky jedinečného úhlu mají společný bod S. V tomto bodě se jak vějíř expansních vln, tak rázová vlna zeslabují do jediné Machovy čáry (viz Obr. 50f). Horní křivka procházející bodem S má ještě pod tímto bodem jednu větev, ale zde není splněna podmínka supersonické axiální rychlosti (3.2.26) a stavy nemohou ve skutečnosti nastat.

Hraniční křivky, popisující možné stavy vstupního supersonického proudového pole kdy existuje rázová vlna v rovině náběžných hran desek mříže v závislosti na jejich úhlu ustavení, jsou v dalším diagramu na Obrázku 52. Je použito vztahu (3.2.29). Podmínka axiální zvukové rychlosti je označena červenou křivkou. Existence přímé šikmé rázové vlny je sporná pod čerchovanými křivkami vyznačujícími dvě hranice. Horní křivka označuje stav, kdy je nejdříve dosaženo zvukové rychlosti v axiálním směru za rázovou vlnou. Spodní čárkovaná křivka určuje podmínky maximálního odklonu proudu v rázové vlně. Níže těchto dvou hranic je silné řešení rovnice pro prostup tekutiny rázovou vlnou sice platné, ale zároveň je stabilní jen v některých případech. Z diagramu je též patrné, že pro veliké úhly ustavení desek v mříži existuje pro každou křivku minimální hodnota vstupního Machova čísla. Tato podmínka je splněna v bodech určených následující rovnicí [28], platnou při dodržení podmínky  $\beta_1 \leq \gamma_n$ :

$$\beta_1 = \arctg \left( -\sqrt{\left(\frac{\kappa-1}{\kappa+1}\right)^2 \cot^2 \gamma_n + 1} - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \cot \gamma_n \right). \quad (3.2.31)$$

Minimální hodnotu Machova čísla lze následně stanovit dle vztahu (3.2.29).

Závěrem lze říci, že vstupní parametry proudu jsou v případě nekonečné mříže rozhodujícími veličinami, při podzvukové osové rychlosti na vstupu nelze volit vstupní úhel proudu, neboť je zcela určen geometrií deskové mříže. Pokud axiální složka rychlosti přestoupí zvukovou hranici, tak předchozí vazba mezi úhlem ustavení a vstupním úhlem proudu pozbývá platnosti a jak vstupní Machovo číslo, tak i vstupní úhel je možno v určitých hranicích libovolně volit. Jestliže ale dojde k poklesu vstupního Machova čísla pod tuto hranici (při zachování konstantního vstupního úhlu) dojde k nespojitému přechodu do oblasti se subsonickou axiální složkou rychlosti. Řada poznatků z idealizovaného případu profilové mříže s nekonečně tenkými deskovými profily je aplikovatelná i na reálné mříže s ostrou náběžnou hranou, které mají profily se zakřivenou střednicí a s jistou reálnou tloušťkou.

### **3.2.8 Mříž s vyklenutými profily a ostrou náběžnou hranou v supersonickém proudovém poli**

I v tomto případě lze využít k popisu chování profilové mříže nevířivého modelu. Ten doplňujeme předpokladem, že zanedbáváme při stanovení rychlosti a směru proudění změny entropie, které nejsou v tomto poněkud komplexnějším proudovém poli již zcela rovnoměrné. Použitelnost této běžné aproximace v dynamice plynů dokládá např. Oswatitsch [29]. Při řešení využíváme známých vztahů (3.2.6) až (3.2.8), definovaných v odstavci 3.2.1, který je věnovaný základům metody charakteristik.

Podobně jako v případě rovných tenkých desek je velikost osové složky vstupní rychlosti ku rychlosti zvuku rozhodujícím kritériem při rozlišování rozličných konfigurací vstupního proudového pole.

Na Obrázku 53a je zachycena situace v konečné mříži se subsonickou axiální složkou vstupní rychlosti při kladném úhlu náběhu (tzn., že úhel vstupního proudu před prvním profilem je větší než úhel tečny k podtlakové straně profilu v náběžném bodě). Proud se na náběžné hraně první lopatky otočí a urychlí Prandtlovou - Meyerovou expansí, vycházející z náběžného bodu. Po této rychlé změně ale pokračuje dále expanse podél konvexního podtlakového povrchu profilu.

Díky zjednodušujícím předpokladům, které byly zmíněny výše, předpokládáme prostou expansi v celé vstupní oblasti mříže, která je po proudu ohraničena vpravo běžícími Machovými čarami nebo rázovými vlnami, vznikajícími na náběžné hraně profilů. Přitom je dobré si uvědomit, že všechny vpravo běžící Machovy čáry by musely vznikat ve vyrovnaném proudovém poli před mříží, které je definováno parametry proudu ( $M_n, \beta_n$ ). Proto připouštíme u všech vlevo běžících vln podmínku prosté expanse a Machovy čáry považujeme za přímky, podél nichž jsou zachovány konstantní parametry proudového pole. Směr proudu  $\beta$  je identický se sklonem tečny v příslušném bodě na podtlakové straně profilu  $\beta_P$ .

Pro úhel proudu podél vlevo běžící expanzní vlny vycházející z daného bodu  $P$  na profilu platí:

$$\beta = \beta_P. \quad (3.2.32)$$

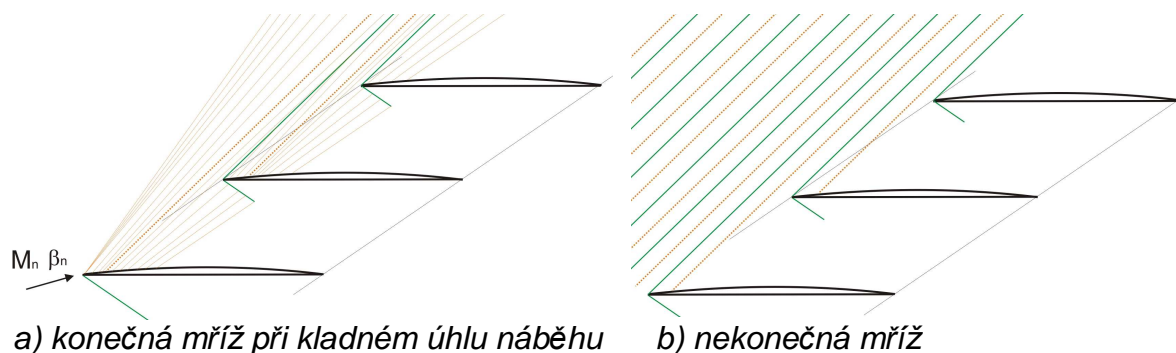
Hodnota Prandtlovy - Meyerovy funkce  $\omega(M_P)$  je dána výrazem

$$\omega(M_P) = (\beta_n + \omega(M_n)) - \beta_P. \quad (3.2.33)$$

Prandtlův - Meyerův úhel definovaný pro Machovo číslo je

$$\omega(M) = \sqrt{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} \arctg \sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa+1} (M^2 - 1)} - \arctg \sqrt{M^2 - 1}. \quad (3.2.34)$$

Důležitou expanzní vlnou je charakteristika vznikající na spodním profilu a procházející náběžným bodem sousedící lopatky. Její sklon je ale odlišný od sklonu charakteristiky, která vychází přímo z tohoto náběžného bodu. Parametry proudového pole podél charakteristik jsou přitom konstantní a zachovávají si existenci i přímo před náběžnou hranou následujícího profilu. Na nespojitě hranici dochází tudíž nutně ke vzniku vlevo běžící rázové vlny, počínaje druhým profilem v



**Obrázek 53:** Mříž s konvexní podtlakovou stranou se supersonickým vstupním proudovým polem a subsonickou osovou složkou vstupní rychlosti.

konečné mříži. Od druhého profilu výše je již zaručena periodičita podél jednotlivých roztečí. Maximální intenzita vlevo běžící rázové vlny je na jejím počátku, protože zde dochází k největší změně směru proudu. Čím dále je vlna od profilu, tím je slabší,

neboť se postupně vyrovnávají vzhledem k rázové vlně úhly charakteristik po proudu a proti proudu. Směrem k nekonečnu po proudu klesá intenzita rázové vlny k nule a asymptoticky se přibližuje ke speciální charakteristice, která vychází z určitého bodu na podtlakové straně. Tato charakteristika se nazývá neutrální charakteristikou. Všechny Machovy čáry vyzařující z profilu mříže před touto charakteristikou (proti proudu) interferují s rázovou vlnu vznikající na náběžné hraně tohoto profilu. Charakteristiky nalézající se až za neutrální charakteristikou ovlivňují rázovou vlnu u dalšího profilu po proudu.

Představíme-li si, že se první lopatka nalézá nekonečně proti proudu, celá pozorovaná oblast vstupního supersonického proudového pole je dokonale periodická (Obrázek 53b). Každá molekula tekutiny před mříží prochází nekonečným množstvím rázových vln, jejichž intenzita směrem proti proudu od roviny náběžných hran velmi rychle klesá. Tím klesají i gradienty rychlosti a jejího argumentu, takže v nekonečnu před mříží je vyrovnané rychlostní pole s parametry  $(M_1, \beta_1)$ . Tyto parametry odpovídají parametrům neutrální charakteristiky. Poznáváme, že vstupní parametry konečné mříže (Obr.53a) se odlišují od parametrů před nekonečnou profilovou řadou, neboť směr vstupního proudu v konečné mříži se liší od směru na neutrální charakteristice. U vědomí podzvukové axiální složky vstupní rychlosti docházíme též k závěru, že je možné tvarem profilu a konfigurací mříže ovlivnit proti proudu vstupní proudové pole.

Při snaze zjistit parametry vstupního proudu před nekonečnou mříží  $(M_1, \beta_1)$  je nejdříve nezbytné určit parametry proudového pole a rázových vln. Jejich asymptotické hodnoty potom určují požadované vstupní hodnoty. Pokud bychom naopak měli dopředu dvojici hodnot  $(M_1, \beta_1)$  libovolně stanovenou, nastane pravděpodobně rozpor.

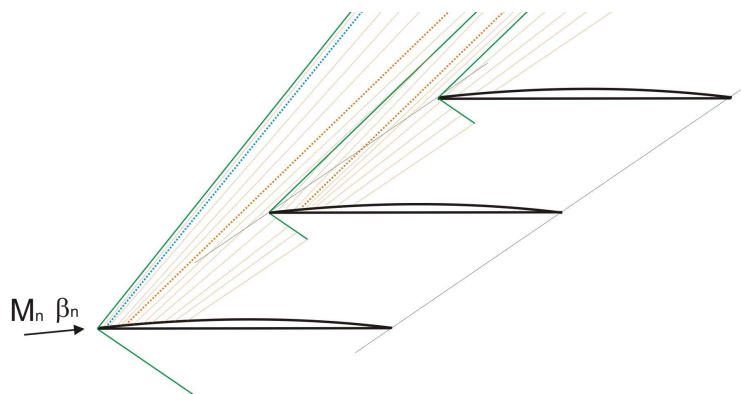
Protože v celém vstupním supersonickém proudovém poli platí pravidlo výskytu pouze vln prosté expanse, musí nutně platit:

$$(\beta + \omega(M)) = (\beta_n + \omega(M_n)) = (\beta_1 + \omega(M_1)) = \text{konst.} \quad (3.2.35)$$

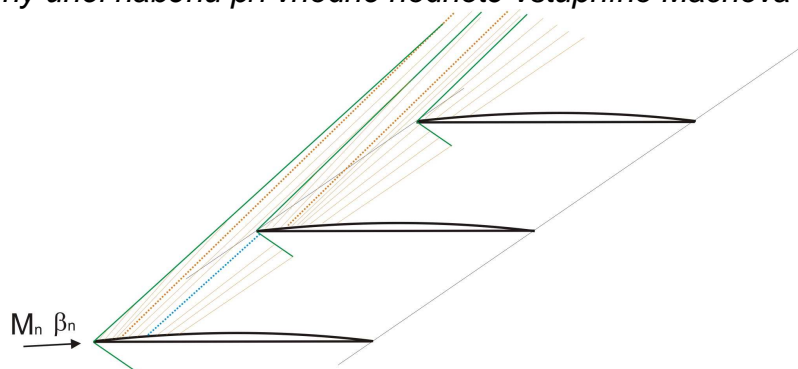
Celé vstupní proudové pole (s ohledem na 3.2.33 a 3.2.35) závisí na hodnotě  $(\beta_1 + \omega(M_1))$  a to včetně rázových vln a neutrálních charakteristik. Tudíž nejen  $M_1$ , ale i  $\beta_1$  je závislé na hodnotě Riemannova invariantu a nelze je nezávisle na sobě volit. Na rozdíl od podmínky konstantního vstupního úhlu, která platila u mříže s rovnými tenkými deskami (viz odstavec 3.2.7), mříže s konvexní podtlakovou stranou vykazují jednoznačnou závislost mezi vstupním úhlem a vstupní rychlostí v oblasti, kde je axiální složka vstupní rychlosti menší než rychlost zvuku. Tato závislost je též označována jako oblast jedinečného úhlu náběhu (nebo "unique incidence").

Pokud poklesne hodnota vstupního úhlu v konečné mříži mírně pod hodnotu nulového úhlu náběhu, vznikne na podtlakové straně prvního profilu vlevo běžící čelní rázová vlna (viz Obrázek 54a). Tato rázová vlna se chová jako rázová vlna na osamoceném profilu, protože směrem proti proudu se před ní nalézá nerozrušené proudové pole  $(M_n, \beta_n)$ . Tato rázová vlna se liší od ostatních navzájem shodných rázových vln, které se vytvářejí před dalšími profily mříže. Neutrální charakteristika vyzařující z prvního profilu vychází, přesně jako v případě osamoceného profilu, z podmínky, že směr proudění na charakteristice musí být shodný se směrem proudění před profilem  $\beta_n$ . V tomto případě leží neutrální charakteristika příslušná prvnímu profilu proti proudu vzhledem k neutrální charakteristice příslušné periodickému zbytku mříže. A není tudíž možné vzájemné ovlivnění mezi první rázovou vlnou a vlnami následujícími. Pokud bude úhel vstupního proudu  $\beta_n$  před

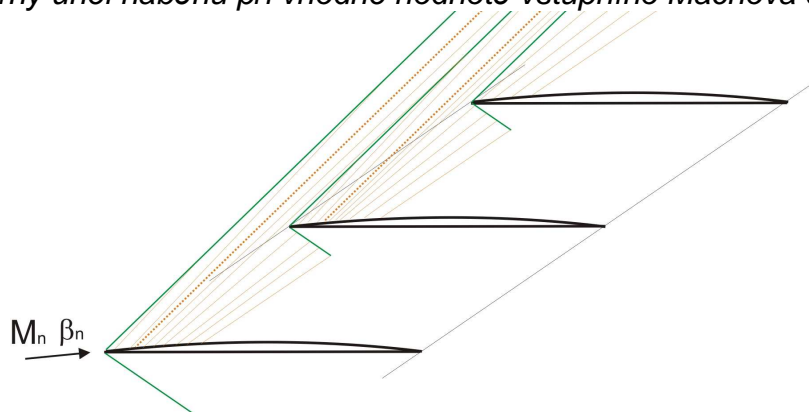
prvním profilem ještě menší (a úhel náběhu se tím posune k výrazněji záporným hodnotám), dojde k posunu neutrální charakteristiky, příslušné k prvnímu profilu, po směru proudu a může se nalézat až za neutrální charakteristikou profilové mříže (Obrázek 54b). Před tím, než se první rázová vlna zcela zeslabí, dojde k jejímu složení s rázovou vlnou na dalším profilu mříže. Po jejich sjednocení pokračuje tato rázová vlna jako vlna profilová, u které je vyrovnané vstupní proudové pole. Přitom neutrální charakteristika prvního profilu leží po proudu za neutrální charakteristikou mříže.



a) malý záporný úhel náběhu při vhodné hodnotě vstupního Machova čísla



b) větší záporný úhel náběhu při vhodné hodnotě vstupního Machova čísla



c) periodický stav dosažitelný při vhodné hodnotě vstupního Machova čísla a vhodné hodnotě záporného úhlu náběhu

**Obrázek 54:** Mříž s konvexní podtlakovou stranou se supersonickým vstupním proudovým polem a subsonickou osovou složkou vstupní rychlosti při záporném úhlu náběhu, neutrální charakteristika prvního profilu je znázorněna modře.

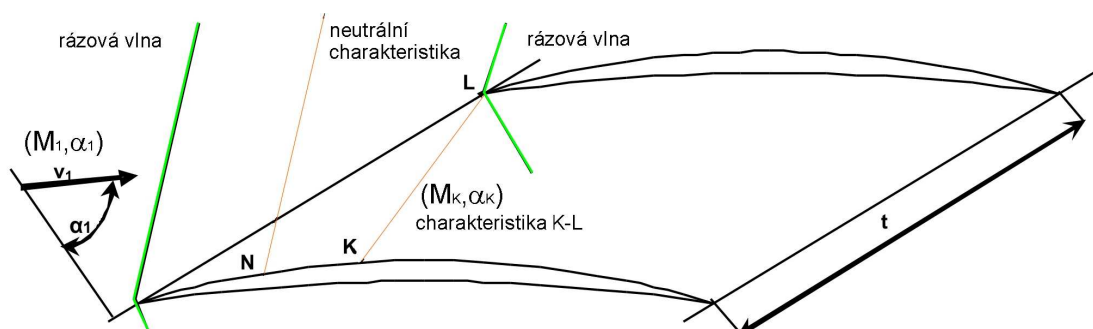
Může nastat i speciální případ kdy je vstupní proudění nekonečné mříže shodné se vstupním prouděním mříže konečné (Obrázek 54c). Profilová neutrální



charakteristika prvního profilu se tu sjednotí s charakteristikou profilové mříže a první rázová vlna se nikdy nepotká s rázovými vlnami mříže. Přesto zde ale není první rázová vlna identická vzhledem k rázovým vlnám v mříži. Před první rázovou vlnou je totiž nerušené proudové pole, zatímco před čelními rázovými vlnami uvnitř mříže jsou vstupní parametry proudění rozrušeny účinky předchozích profilů.

Jako v případě mříže s deskovými profily by bylo možno pokračovat v podrobném rozboru případů s axiální složkou rychlosti vyšší nežli je rychlost zvuku. Zde odkazují např. na publikace Lichttfusse a Starkena [24] nebo Starkena [30].

Stanovení úhlu náběhu u mříže s ostrou náběžnou hranou a přilehlou rázovou vlnou je možné přibližně určit podle metodiky popsané např. v [A18]. Tato metodika využívá možnosti, které skýtá metoda charakteristik při stanovování bilance hmotnosti v mezilopatkovém kanále za předpokladu prosté expanse. Pro neutrální charakteristiku platí (viz. Obrázek 55) vstupní podmínky  $(M_1, \alpha_1)$  a Machův úhel, tj.



**Obrázek 55:** Supersonické vstupní proudové pole - schéma pro stanovení parametrů vstupního proudu.

úhel, který svírá neutrální charakteristika s vektorem vstupní rychlosti, je dán vztahem

$$\mu_1 = \arcsin \frac{1}{M_1}. \quad (3.2.36)$$

Pro tok hmotnosti částí neutrální charakteristiky o délce  $s \cdot \cos \alpha_1$  musí platit rovnost s tokem hmotnosti charakteristikou mezi body  $K$  a  $L$ , která prochází vrcholem ostré náběžné hrany. Pro zachování konstantního toku hmotnosti musí obecně na obou charakteristikách platit rovnost

$$f_N(M_1 s \cos \alpha_1) = f_K(M_K \overline{KL} \sin \mu_K), \quad (3.2.37)$$

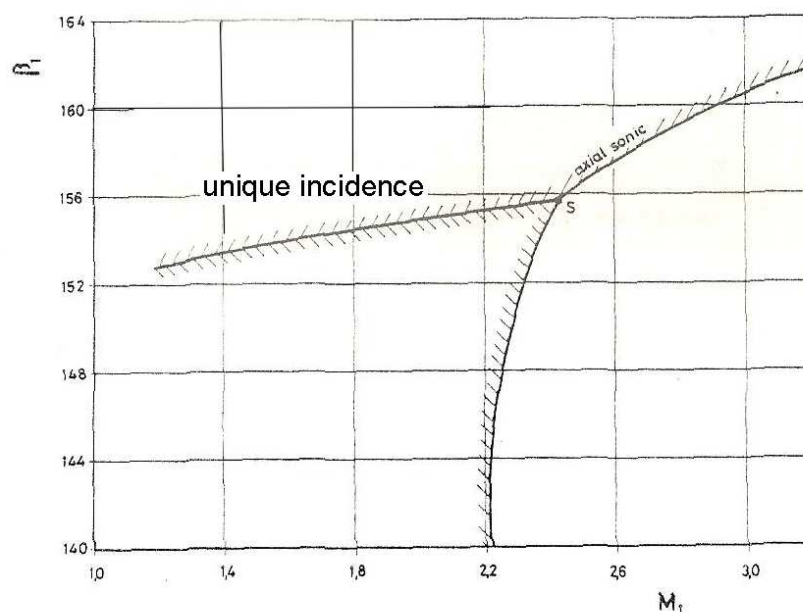
kde  $M_K$  je Machovo číslo na povrchu podtlakové strany v bodě, z něhož vychází charakteristika  $KL$ . Přitom pro Riemannův invariant platí, že

$$(\alpha_1 + \omega(M_1)) = (\alpha_K + \omega(M_K)). \quad (3.2.38)$$

Z tohoto vztahu spolu s geometrickou konfigurací mříže a úhlem ustavení profilů můžeme určit hodnotu  $M_K$ , platnou pro celou charakteristiku  $K-L$ . Po dosazení (3.2.38) do vztahu (3.2.27) dostaneme závislost mezi vstupním Machovým číslem a vstupním úhlem proudu.

V diagramu na Obrázku 56 jsou shrnuty výsledky možných stavů vstupního proudového pole (podobně jako u deskových profilů - Obr.51) pro konkrétní geometrii profilové mříže s úhlem ustavení profilů  $\gamma_n = 150^\circ$ , poměrnou roztečí  $s/c = 1$  a poměrným vyklenutím podtlakové strany  $r_{podtl}/c = 5,05$ . Nejdůležitější rozdíl oproti deskové mříži pozorujeme v oblasti platnosti jedinečného úhlu náběhu, kde je jednoznačná závislost mezi vstupní rychlostí a vstupním úhlem proudu. Platnost

tohoto popisu končí v bodě S, kde nabývá osová složka vstupní rychlosti hodnoty



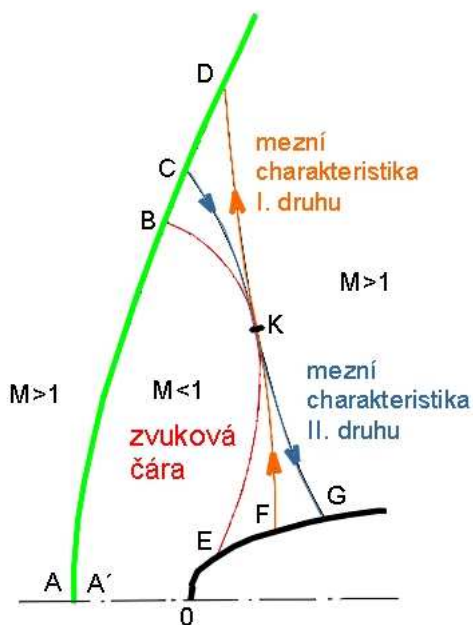
**Obrázek 56:** Možné stavy supersonického proudění ve vstupu nekonečné mříže tvořené profily s konvexní podtlakovou stranou a ostrou náběžnou hranou pro úhel ustavení desek  $\gamma_n = 150^\circ$ , poměrnou rozteč  $s/c = 1$  a poměrné vyklenutí podtlakové strany  $r_{\text{podtl}}/c = 5,05$  [30].

rychlosti zvuku. Tvar křivky, kde platí zákon jedinečného úhlu náběhu, závisí na geometrii mříže a na tvaru podtlakové strany profilů. Ostatní limitní křivky a oblasti možného provozu mříže jsou podobné jako v případě nekonečné mříže s tenkými deskovými profily - viz popis v předchozím odstavci (3.2.7).

### **3.2.9 Mříž reálných profilů se silnou náběžnou hranou v supersonickém proudovém poli**

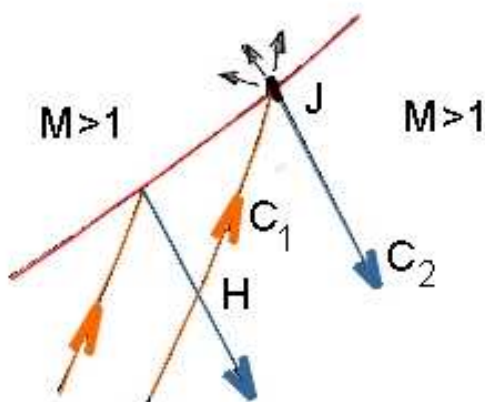
Znalost zákonitostí chování vstupního supersonického pole je velmi důležitá při experimentálním výzkumu proudění profilovými mřížemi se supersonickou vstupní rychlostí. Ve většině skutečných aplikací obvykle přicházejí v úvahu ty režimy proudění, jejichž axiální složka vstupní rychlosti je podzvuková a uplatňuje se zde zákonitost jedinečného úhlu náběhu. Jak bylo předesláno, reálné profily turbín, které jsou určeny pro oběžná kola posledního stupně nízkotlaké části, nemají ostrou náběžnou hranu. Náběžná hrana je tvarována dle řady požadavků a je silná. To způsobuje, že rázová vlna je vždy odlehlá. V blízkém okolí stagnačního bodu náběžné hrany ji obvykle považujeme za rázovou vlnu kolmou, která se při vhodných podmínkách může dále od profilu měnit ve vlnu šikmou. V oblasti náběžné hrany vzniká místní subsonická oblast, uzavřená po proudu zvukovou čarou. Diferenciální rovnice, popisující vstupní proudové pole pak již nejsou hyperbolické, ale jsou smíšeného typu, tzn. elipticko - hyperbolické, jejichž analytické řešení je velmi obtížné, ne-li nemožné. Na pomoc zde přicházejí moderní postupy výpočetní mechaniky tekutin.

V rámci obecnějšího přiblížení problematiky lze říci, že čelní rázová vlna vymezuje v proudovém poli oblast, do níž se proti proudu šíří vliv profilu. Její tvar a odlehlost jsou závislé na velikosti nabíhajícího Machova čísla, na tvaru náběžné hrany profilu a též na úhlu náběhu. Na Obrázku 57 je schématický náčrt obecné



**Obrázek 57:** Struktura proudu za odlehlou čelní rázovou vlnou.

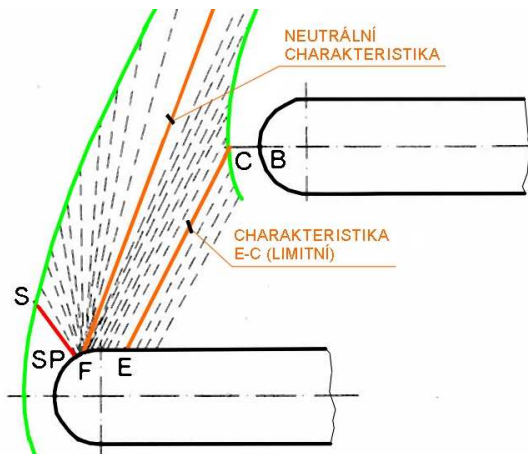
zvukové čáře. Od bodu dotyku příslušné charakteristiky prvního druhu na zvukové čáře se pak šíří akustické poruchy do subsonické oblasti. Ve druhé oblasti vlivu (u rázové vlny) se šíří poruchy směrem ke zvukové čáře po charakteristice druhého druhu. Je tedy zřejmé, že na proudění v subsonické oblasti mají vliv poruchy šířící se podél charakteristik, které se nějakým způsobem dotknou zvukové čáry.



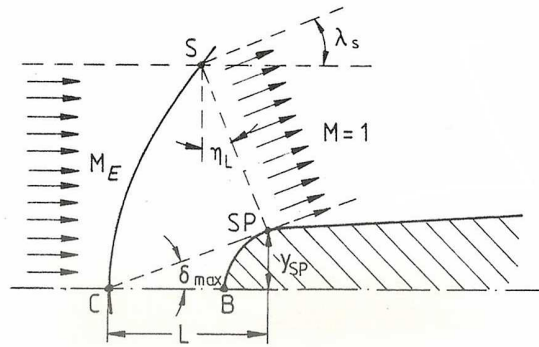
**Obrázek 58:** Princip šíření poruchy H ze supersonické oblasti do místní subsonické oblasti.

ovlivňuje její odlehlost (tj. vzdálenost od náběžné hrany). Obecně platí, že v případě ostré náběžné hrany je odlehlost menší nežli u hrany tupé. Teoretickými rozbory bylo též ukázáno, že bez ohledu na tvar tělesa, které je obtékáno, je rázová vlna v místě před subsonickou oblastí vždy konvexní ve směru, ze kterého přitéká tekutina [35]. V předchozích odstavcích bylo u abstrahovaných případů doloženo, že čelní rázová vlna přechází ve velké vzdálenosti od tělesa v charakteristiku. Tvar zvukové čáry při představě nekonečně vzdálené čelní kolmé rázové vlny nebude nikdy přímkový, bude se asymptoticky blížit ke kolmici proudnice v nekonečnu a zvukový bod nikdy

situace v proudovém poli za odlehlou čelní rázovou vlnou. Mezi náběžnou hranou a rázovou vlnou vzniká ohraničená oblast subsonického proudění, tzv. místní subsonická oblast. Ta je od supersonického proudového pole oddělena zvukovou čarou (červeně). Poruchy, které by vznikly v této subsonické oblasti, se v ní také mohou libovolně šířit. Navíc je tato oblast ovlivňována i poruchami z určité části supersonického proudového pole, tj. ze dvou tzv. oblastí vlivu. Oblast vlivu u profilu je vymezena částí mezní charakteristiky prvního druhu ( $F - K$ ) zvukovou čarou a částí povrchu profilu ( $E - F$ ). Oblast vlivu u rázové vlny je ohraničena zvukovou čarou a částí charakteristiky druhého druhu  $C - K$ ). Porucha, která vznikne v libovolném bodě oblasti vlivu u profilu (bod  $H$  na Obrázku 58), se šíří jednak po charakteristice druhého druhu směrem k povrchu, jednak po charakteristice prvního druhu směrem ke

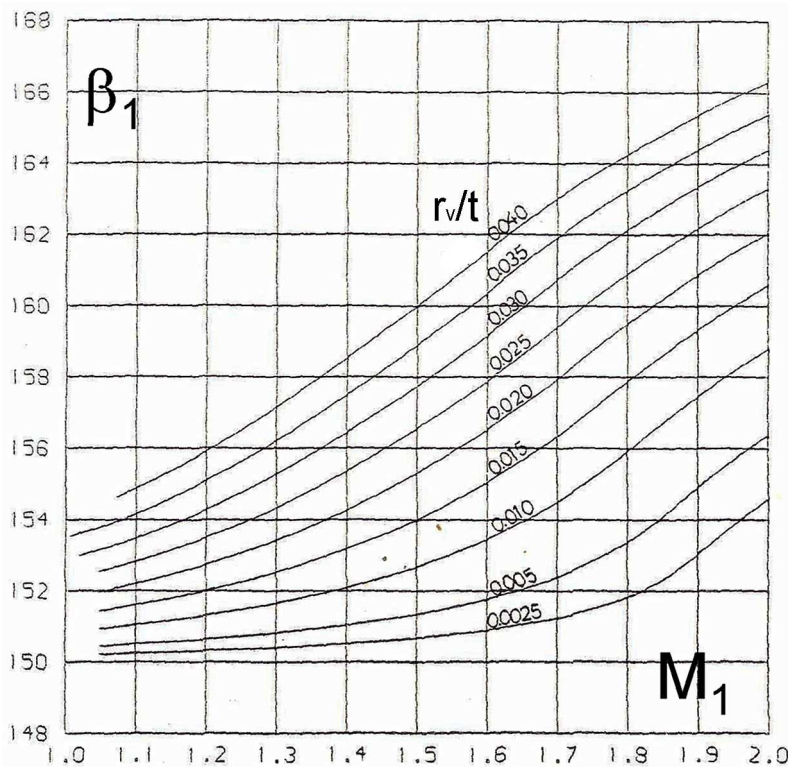


**Obrázek 59:** Rázové a expansní vlny v případě odlehle čelní rázové vlny v aproximaci dle Levina a Starkena [30].



**Obrázek 60:** Model proudění užitý Möckelem [31] při výpočtu odlehlosti čelní rázové vlny.

na profilu nedosáhne náběžného bodu. Stanovení odlehlosti čelní rázové vlny pomocí analytických nebo poloempirických postupů, doplněných řadou zjednodušujících předpokladů, se věnoval řada autorů, stručný přehled je uveden např. v [11].



**Obrázek 61:** Závislost jedinečného vstupního úhlu proudu pro deskový profil s válcovou náběžnou hranou pro různé poměry poloměru náběžné hrany  $r_v$  ku tloušťce desky  $t$  [33].

V případě, že je subsonická oblast malá, lze aplikovat jednodušší aproximační metody. Ty je možné například použít v případě odlehle čelní rázové vlny před skutečným profilem, jehož náběžnou hranu lze přibližně nahradit částí kružnice. Tyto přibližné metody vycházejí většinou z úvah Möckelových [31] nebo Vinogradových a Sajchutdinových [32]. Podstatou těchto metod je hledání závislosti křivky stavů jedinečného úhlu náběhu na velikosti poloměru náběžné hrany. Metodika je obvykle platná pouze pro náběžné hrany s malým poloměrem při vysokých úhlech ustavení a pouze v

určitém rozsahu Machova čísla. Tyto meze podstatně ale překračuje metodika Starkenova [33], která kombinuje do jisté míry přístupy výše citovaných autorů. Je platná výhradně pro přímé profily s kruhovou náběžnou hranou, ale vzhledem k

tomu, že supersonické profily mají v oblasti za náběžnou hranou obvykle malou křivost, lze výsledky úvah aplikovat i na širokou řadu jiných tvarů profilů. Na Obrázku 59 je schéma proudového pole okolo náběžné hrany s odlehlou čelní rázovou vlnou. V podzvukové oblasti je proud znovu urychlován směrem k supersonickým rychlostem. Rychlosti zvuku je na profilu dosaženo v bodě *SP* a na rázové vlně v bodě *S*. Zvukovou čáru nahrazujeme přímkou, což neodpovídá přesně skutečnosti. Proudové pole se pak vyvíjí dle Prandtlovy – Meyerovy expanse kolem zbytku náběžné hrany. Neutrální charakteristika vychází z bodu *F* na náběžné hraně. Charakteristika *E - C* spojuje bod *E* na profilu s bodem *C*, což je průsečík stagnační proudnice s čelní rázovou vlnou. Tato charakteristika může být použita k výpočtu závislosti jedinečného úhlu náběhu na vstupní rychlosti - podobně jako v případě přilehlé čelní rázové vlny a profilu s ostrou náběžnou hranou (odstavec 3.2.8). Jedná se o tzv. Levinovu metodu [36], jejíž princip vyplývá z obdobných úvah jako u metody popsané v odstavci 3.2.8. K výpočtu odlehlosti rázové vlny (bod *C*) a nalezení polohy zvukového bodu *S* je využito ovšem tzv. metody Möckelovy [31] (viz Obr. 60). Ten aproximuje odlehlou rázovou vlnu v okolí náběžné hrany hyperbolickým tvarem s asymptotou v podobě neutrální charakteristiky, na základě bilance toku hmotnosti a aproximace ztráty celkového tlaku v čelní rázové vlně určuje také polohu zvukového bodu *S*. Metodu provázejí těžkosti v případě iteračního a interaktivního stanovení polohy bodu *S* a *C* v případě, že bod *E*, ze kterého vychází charakteristika *E - C*, leží blízko náběžné hrany nebo dokonce přímo na jejím poloměru [30]. Výpočty provedené touto metodou (Zhongem a Starkenem) jsou pro deskový profil s poloválcovou náběžnou hranou shrnuty v diagramu na Obrázku 61. Pro velmi tenké profily se průběh blíží zákonitostem, odvozeným pro tenkou rovnou desku (viz Obrázek 51), se zvětšující se tloušťkou se uplatňuje v celém rozsahu vstupního Machova čísla spíše model jedinečného úhlu náběhu (dle Obrázku 56).

Všechna teoretická řešení podmínky jedinečného úhlu náběhu obsahují řadu předpokladů a zjednodušení, která vedou k závažným nepřesnostem při snaze stanovit jednoznačný vztah mezi vstupním úhlem a vstupním supersonickým Machovým číslem v mříži tvořené reálnými profily. Zjednodušující předpoklady, ze kterých tato řešení vycházejí, obvykle jsou následující:

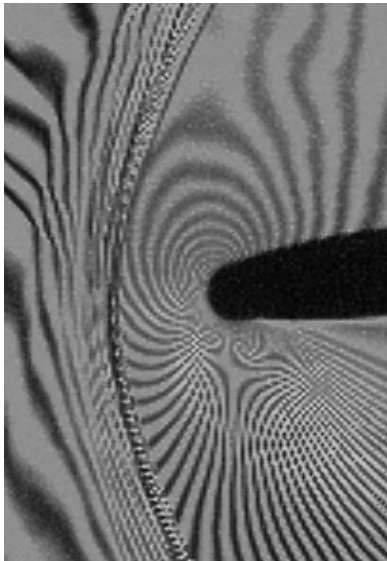
- předpoklad prosté supersonické expanse u profilu,
- isoentropické proudění,
- dvourozměrné proudění nevazkové tekutiny.

Často je nutno přijmout i další zjednodušení v podobě podmínky ostré náběžné hrany.

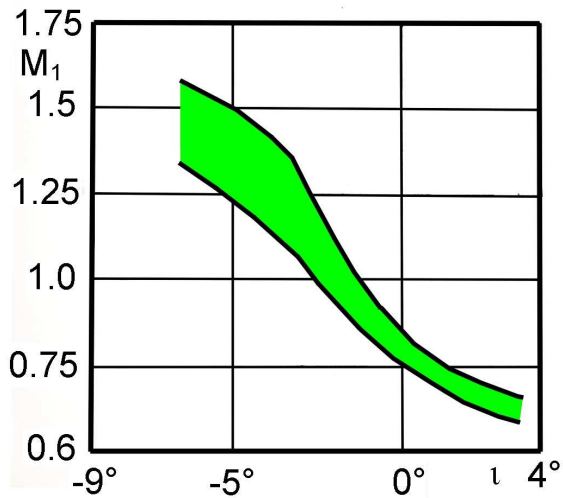
Závažnost celé otázky ještě vzrůstá u vědomí skutečnosti, že zejména špičkové řezy dlouhých oběžných lopatek jsou (co se aerodynamických vlastností dotýká) extrémně citlivé i na velmi malé změny úhlu náběhu. Tak může například změna úhlu náběhu o jednu čtvrtinu stupně způsobit u špičkového řezu podstatné změny v proudovém poli.

Při snaze zjistit údaje o jedinečném úhlu náběhu pomocí experimentálních metod narážíme na podstatné obtíže, které vyúsťují v konstatování, že u skutečné geometrické konfigurace profilové mříže lze jen velmi těžko zjistit přesnou závislost jedinečného úhlu náběhu na Machově čísle nerušeného proudového pole před mříží. Kvůli malým rozměrům náběžné hrany a malé tloušťce profilu selhává obvykle možnost určení polohy stagnačního bodu na náběžné hraně z rozložení naměřeného statického tlaku. Nelze totiž technicky zvládnout výrobu dostatečné množství odběrů statického tlaku. Možná technická řešení podobných problémů existují [37], byla by ale velmi nákladná, což by asi bylo možné pouze ve výjimečných případech.

Podobně doposud selhávala i metodika ku stanovení stagnačního bodu na náběžné hraně (a tím i vstupního úhlu proudu) z identifikace interferenčních proužků. Narážíme totiž na meze v rozlišovací schopnosti záznamové techniky v oblasti okolo

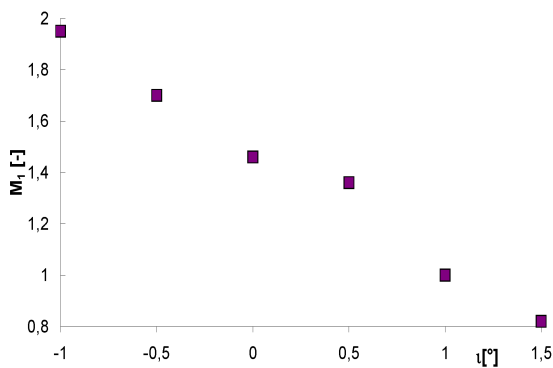


**Obrázek 62:** Interferenční obraz vstupního proudového pole před náběžnou hranou profilu špičky dlouhé oběžné lopatky ( $M_1 = 1,25$ ), příklad malé rozlišovací schopnosti záznamového CCD zařízení.

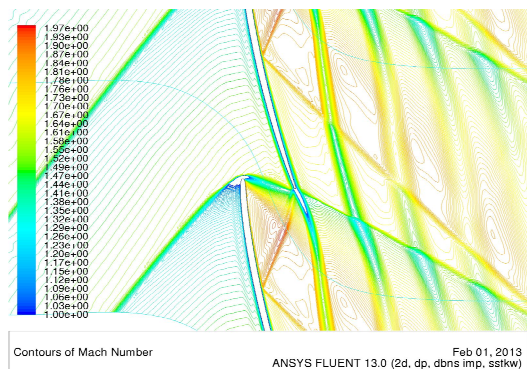


**Obrázek 63:** Experimentálně stanovená rychlostní charakteristika špičkového řezu oběžného lopatkování posledního stupně parní turbíny s vyznačeným polem nejistot (zeleně).

náběžné hrany a také dochází často ku vzniku obraz znehodnocujícího tzv. Moiré jevu (viz Obrázek 62). Tato obtíž se zdá být odstraněna moderní záznamovou technikou s dostatečným rozlišením obrazu, ovšem za cenu její vysoké pořizovací hodnoty.



**Obrázek 64:** Závislost vstupního Machova čísla na jedinečném úhlu náběhu ve špičkovém řezu na Obrázku 65, zjištěná prostředky CFD [A18].



**Obrázek 65:** Proudové pole ve špičkovém řezu oběžného lopatkování posledního stupně nízkotlakové části parní turbíny, supersonická vstupní rychlost, simulace CFD, (Doosan Škoda Power, s.r.o.).

Určitým řešením jsou nátěrové metody zviditelňující tzv. povrchové proudnice, ovšem zde se naráží na jejich nedostačenou přesnost. Příklad experimentálně zjištěné závislosti vstupní Machova čísla  $M_1$  na úhlu náběhu  $\tau$  u konkrétního řezu

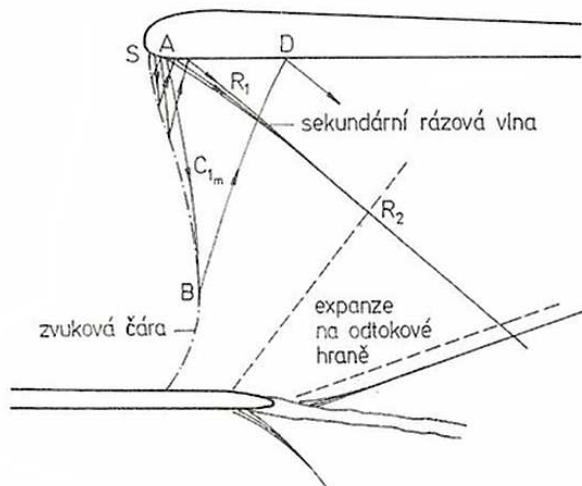
špičkového oběžného lopatkování je v diagramu na Obrázku 63. Zelná barva označuje toleranční pole naměřených dat. Vidíme, že po překročení rychlosti zvuku se toleranční pole velmi výrazně rozšiřuje a přesnost naměřených údajů o stavu vstupního proudového pole výrazně klesá.

Celá problematika jedinečného úhlu náběhu má z pohledu experimentální praxe jednu významnou těžkost. Ta vyplývá z popisované změny úhlu náběhu závisící na vstupní supersonické rychlosti. To v praxi znamená, že zkoumaná konečná prismatická mříž je v měřicím prostoru aerodynamického tunelu stále ve stejné úhlové poloze vůči podélné ose vstupního kanálu. Změny vstupního úhlu se neuskutečňují natáčením modelu vůči této ose, nýbrž změnou velikosti vstupní supersonické rychlosti. Závislost pro nastavení úhlu náběhu ovšem neznáme. Přitom technická i výzkumná praxe nutně musí pracovat s údajem úhlu náběhu (či vstupního úhlu proudu). Ten ovšem předem neznáme a ani po provedení experimentu jej nejsme schopni často zpětně přesně stanovit. Velmi významnou roli zde hrají metody výpočetní mechaniky tekutin, které jsou schopny po předběžných výpočtech usnadnit a zracionalizovat vlastní experiment tím, že poskytnou experimentátorovi předem vodítko v podobě spočítané závislosti jedinečného úhlu náběhu na supersonické vstupní rychlosti (viz diagram na Obrázku 64).

### 3.2.10 Sekundární a terminální rázová vlna

Za náběžnou hranou mohou vzniknout dva typy rázových vln, vlna sekundární a vlna terminální. Vznikají obvykle u problematicky tvarovaných tlustých náběžných hran špičkových řezů dlouhých lopatek, případně při nenávrhových stavech obtékání. Nepříznivé tvarování náběžné hrany mívá důvody technologické, či důvody spojené s životností lopatky.

Sekundární rázová vlna vzniká vždy uvnitř supersonického proudového pole, jedná se proto o rázovou vlnu šikmou. Svým způsobem jde o další prohloubení procesu přeexpandování na podtlakové straně profilu (viz Obrázek 33). Můžeme se s ní setkat v případě, kdy se zvuková čára uzavírá mezi sousedícími profily. Nemůže vzniknout, pokud se zvuková čára uzavírá okolo náběžné hrany profilu. Podmínkou je

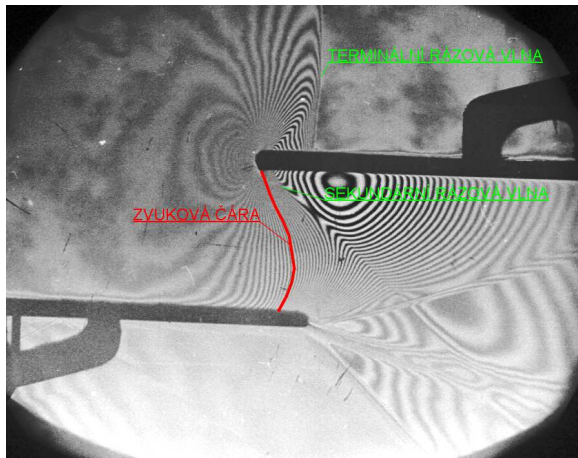


**Obrázek 66:** Vznik sekundární vlny v lopatkové mříži [11].

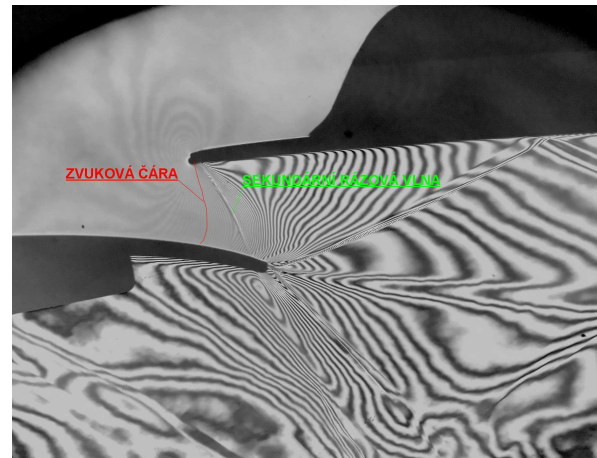
též vhodné geometrické tvarování náběžné části profilu. Prudká expanse za tupou náběžnou hranou se odráží od zvukové čáry zpět k profilu a od něho již v podobě kompresních charakteristik do proudového pole mezi lopatkami (Obrázek 66). Na vznik sekundární rázové vlny lze usuzovat i dle tvaru proudnic. Místo vzniku vlny vždy odpovídá místu, kde proudnice mění svůj sklon [11]. Obecněji lze říci, že vzniká až za mezní charakteristikou  $C_{1m}$ . Její rozsah a intenzita jsou

ovlivněny proudovým polem u sousední lopatky. Platí, že čím intenzivnější je expanse u náběžné hrany (např. v případě skoků křivosti náběžné části profilu), tím blíže k náběžné hraně vzniká. Expanse na profilu nekončí mezní charakteristikou, ale další vlny se již neodráží od zvukové čáry, nýbrž od sousedního profilu mříže. Tyto odražené vlny

mohou být jak expansní, tak kompresní (dle efektivního tvaru sousedního profilu, dle druhu dopadajících charakteristik). Při interakci odražených vln se sekundární rázovou vlnou může její intenzita klesat nebo i narůstat. Zpravidla ovšem dochází k jejímu zeslabení expansí na odtokové hraně



**Obrázek 67:** Špičkový profil s aerodynamicky nevhodně tvarovanou náběžnou hranou. Sekundární rázová vlna je zeslabena expansí na odtokové hraně sousedního profilu,  $M_{2is} = 1,95$ .



**Obrázek 68:** Varianta moderního profilu špičky dlouhé lopatky při nenávrhových podmínkách provozu. Sekundární rázová vlna dopadá až na přetlakovou stranu sousedního profilu,  $M_1 = 0,798$ ,  $M_{2is} = 1,873$  [A19].

sousedního profilu, tudíž její intenzita prudce klesá za bodem  $R_2$ . Dvořák se Šafaříkem ukázali v [10], že ztráty v sekundární rázové vlně mohou být značné.

Nepříznivé tvarování náběžné hrany špičkového řezu dlouhé oběžné lopatky se může projevit na přetlakové straně lopatky vznikem podtlakové špičky v oblasti prudké změny křivosti náběžné části profilu. Přetlaková strana špičkových řezů dlouhých oběžných lopatek si v oblasti náběžné hrany zachovává charakter obtékání osamoceného profilu. Při patřičných parametrech proudu může dojít až ke vzniku místní supersonické oblasti, zakončené kolmou terminální rázovou vlnou. Oba případy výše popsaných rázových vln můžeme pozorovat v interferogramu na Obrázku 67.

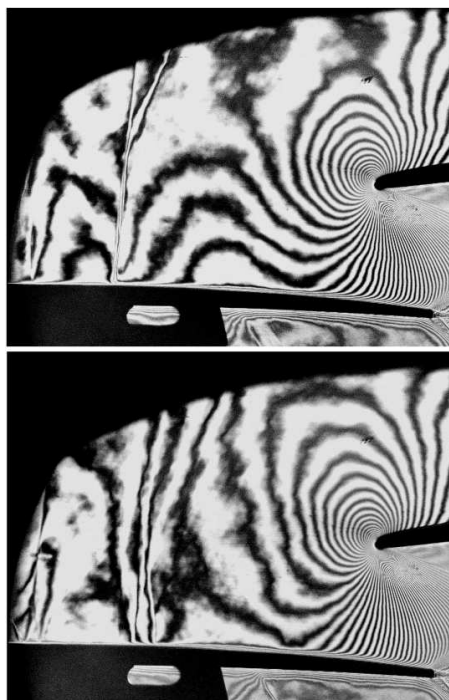
Na dalším interferogramu (Obr. 68) je špičkový řez při nenávrhových podmínkách provozu (návrhový bod má supersonickou vstupní rychlost). Zde pozorujeme sekundární rázovou vlnu, jak prochází celým mezilopátkovým kanálem a dochází až k její interakci s mezní vrstvou na přetlakové straně sousedícího profilu. V této konfiguraci nezvládne expanse před odtokovou hranou na přetlakové straně vlnu dostatečně zeslabit.

### **3.2.11 Rozeběhnutý a nerozeběhnutý supersonický režim**

Vstupní proudové pole u velmi dlouhých oběžných lopatek může se vzrůstajícím poloměrem postupně přecházet ze subsonického do supersonického. Postupně, se vzrůstajícím poloměrem, dochází v mezilopátkovém kanále ke vzniku tzv. nerozeběhnutého supersonického stavu, který může dále směrem ke špičce za vhodných podmínek přecházet do stavu rozeběhnutého. Během provozu zůstává v určité oblasti lopatky (ve vstupní části mezilopátkového kanálu) supersonické proudění vždy ve stavu nerozeběhnutém. Přejít mezi stavem nerozeběhnutým a rozeběhnutým je obvykle velmi rychlý a vykazuje všechny známky nestability



proudového pole, doprovázené nestacionárním chováním vnitřní větve vstupní rázové vlny [11]. Tato skutečnost spolu s velikou citlivostí vstupního proudového pole



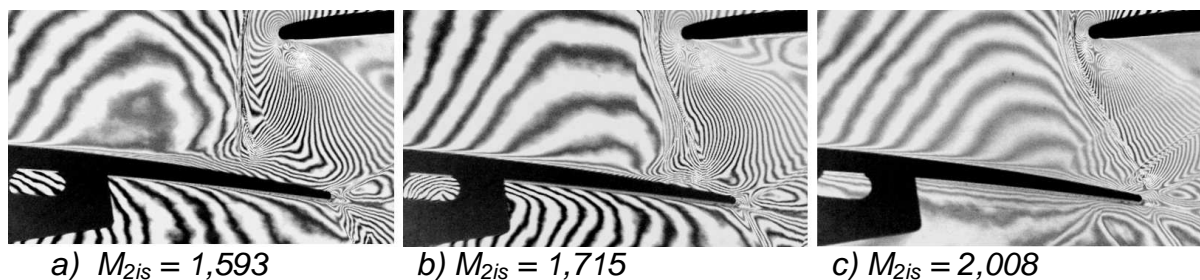
(i na velmi malé změny parametrů nabíhajícího proudu) způsobuje často cyklické namáhání takto obtékaných částí lopatky.

Při přechodu z nerozeběhnutého supersonického režimu do režimu rozeběhnutého dochází rovněž k takovým změnám proudového pole ve vstupní části mezilopátkového kanálu, které se projevují v poklesu míry disipace energie - ztráta kinetické energie a pokles celkového tlaku ve vnitřní větvi čelní rázové vlny je vždy menší v rozeběhnutém supersonickém režimu.

V narativním sledu na Obrázku 22 lze při popisu procesu formování zvukové čáry na schematických náčrtech č.4 až č.8 sledovat i vývoj vnitřní větve čelní rázové vlny. Po překlenutí celého mezilopátkového kanálu zvukovou čarou dochází při dalším zvyšování vstupního Machova čísla k její deformaci. To je ale typický jev jen pro některé lopátkové mříže s určitými profily a jejich vzájemně vhodným postavením (například pro většinu profilových mříží špičkových řezů oběžných kol s dlouhými lopatkami). Zvuková čára se začne deformovat a získává přibližně tildovitý, vlnovkovitý tvar. S postupujícím rozvojem tohoto jevu začne

**Obrázek 69:** Příklad nestacionárního charakteru rázové vlny, která uzavírá tzv. první supersonickou oblast,  $M_1 = 0,933$  [A4].

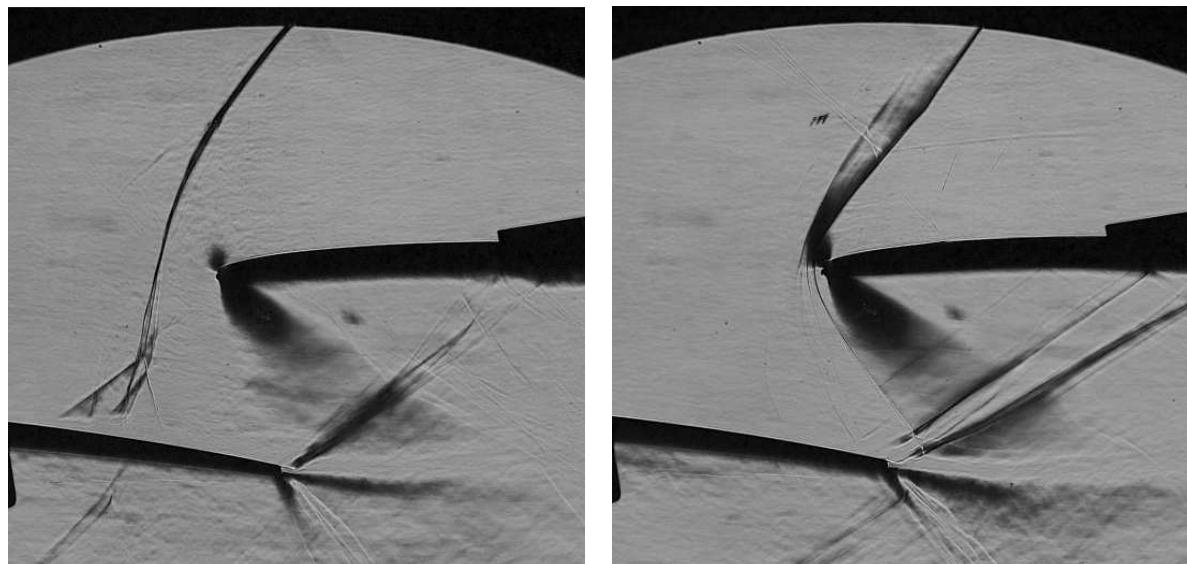
vznikat uvnitř supersonické oblasti (tedy uprostřed tildy) rázová vlna, která uzavírá první část supersonické oblasti. Tvar této první oblasti a tudíž i poloha uzavírací vlny mají výrazně nestacionární charakter (viz interferogramy na Obrázku 69). S dalším



**Obrázek 70:** Vliv protitlaku na charakter vnitřní větve vstupní rázové vlny v profilové mříži při konstantním vstupním Machově čísle  $M_1 \sim 1,46$  [A4].

rozvojem supersonické oblasti se tato malá uzavírací vlna mění na čelní rázovou vlnu před sousedním profilem. Vlna je nejprve odlehlá a s postupným zvyšováním vstupní rychlosti postupně přiléhává k náběžné hraně profilu. Pozorujeme odlišné chování její vnější a vnitřní větve. S postupným zvyšováním vstupního Machova čísla se vnitřní větve mírně posouvá proti proudu, až přejde v kolmou rázovou vlnu. Daří-li se dále zvyšovat vstupní Machovo číslo, případně výstupní Machovo číslo, vnitřní větve se opět začne posouvat směrem po proudu a postupně nabývá tvaru šikmé rázové vlny. Vliv výstupního Machova čísla na utváření charakteru vnitřní větve vstupní

rázové vlny ukazuje trojice interferogramů na Obrázku 70. Stav proudového pole, kdy má vnitřní větev čelní rázové vlny charakter kolmé rázové vlny nazýváme nerozeběhnutým supersonickým režimem (Obrázek 71a). Situaci, kdy i vnitřní větev zaujme tvar šikmé rázové vlny, nazýváme rozeběhnutým supersonickým režimem - jde zároveň o mezní režim mezi transsonickým a supersonickým obtékáním profilové mříže (Obrázek 71b).



a)  $M_1 = 1,562$ ,  $M_{2is} = 1,592$

b)  $M_1 = 1,555$ ,  $M_{2is} = 1,713$

**Obrázek 71:** Příklad nerozeběhnutého (a) a rozeběhnutého (b) supersonického režimu, šlírová metoda [A4].

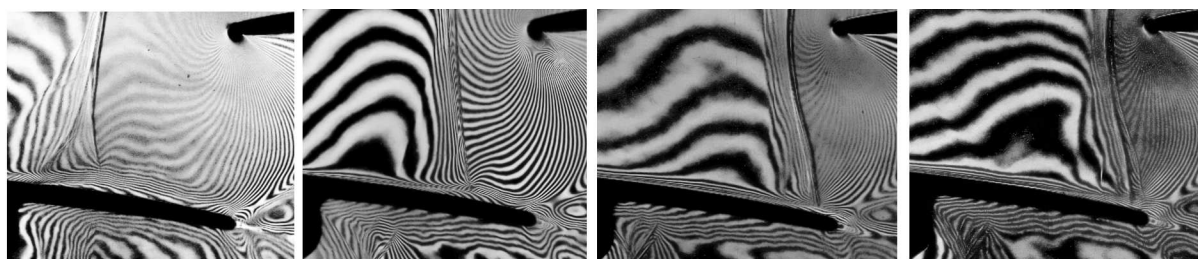
Přechod mezi nerozeběhnutým a rozeběhnutým supersonickým režimem je možné obvykle docílit dvojím způsobem:

- při dostatečně nízkém konstantním protitlaku za mříží zvyšováním supersonické rychlosti na vstupu (např. Obr. 72 a Obr. 73),
- při dostatečně vysokém konstantním vstupním Machově čísle snižováním protitlaku za mříží (např. Obr. 70 a Obr. 71).

Přechod z nerozeběhnutého do rozeběhnutého supersonického režimu je překotný, vždy je doprovázen výrazně nestacionárním chováním vnitřní větve rázové vlny, často pozorujeme nestabilitu proudového pole. Z experimentů pozorujeme, že interval přechodu se zkracuje s poklesem protitlaku za mříží. Na Obrázku 72 se přechod z nerozeběhnutého stavu do stavu rozeběhnutého uskuteční při vyšším protitlaku v rámci intervalu  $\Delta M_1 = 0,119$ . Při nižším protitlaku (Obrázek 73) se interval přechodu zkracuje zhruba na polovinu ( $\Delta M_1 = 0,068$ ). V obou případech pozorujeme v závěrečné fázi rozběhu supersonického proudění nestabilitu proudového pole, která potvrzuje teoretické úvahy o dvojznačnosti řešení supersonických proudových polí se slabým nestabilním a silným stabilním řešením soustavy popisujících rovnic [8].

Utváření čelní rázové vlny (a její vývoj až do okamžiku vzniku rozeběhnutého supersonického režimu) je závislé především na tvarování té strany profilu, na které čelní rázová vlna vznikla. V případě rozeběhnutého supersonického proudění je vlna utvářena především profilem, před jehož náběžnou hranou se nalézá.

Změny v uspořádání supersonického proudového pole v oblasti mezilopatkového kanálu během rozběhu supersonického proudění se projevují výrazně na rozložení tlaku u povrchu profilu a to především před odtokovou hranou na přetlakové straně



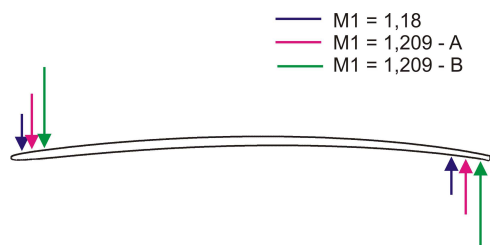
a)  $M_1 = 1,116$       b)  $M_1 = 1,124$       c)  $M_1 = 1,235 - A$       d)  $M_1 = 1,235 - B$   
**Obrázek 72:** Závislost polohy vnitřní větve čelní rázové vlny na vstupním Machově čísle při konstantní rychlosti za mříží,  $M_{2is} \sim 1,6$  [A9].



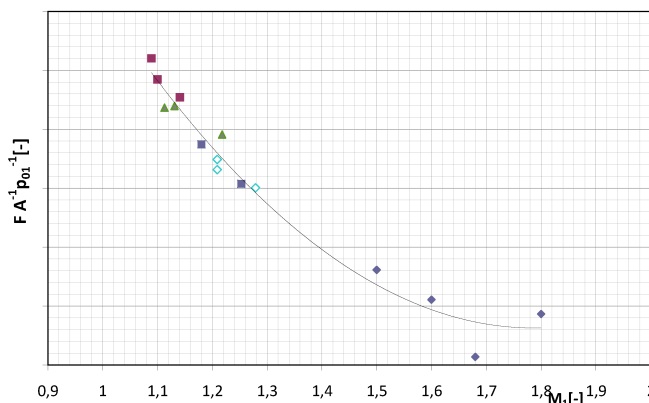
a)  $M_1 = 1,141$       b)  $M_1 = 1,180$       c)  $M_1 = 1,209 - A$       d)  $M_1 = 1,209 - B$

**Obrázek 73:** Závislost polohy vnitřní větve čelní rázové vlny na vstupním Machově čísle při konstantní rychlosti za mříží,  $M_{2is} \sim 1,8$  [A9].

profilu a v určitém úseku za náběžnou hranou u podtlakové strany. V diagramu na Obrázku 74 je znázorněno rozložení isoentropického Machova čísla u podtlakové



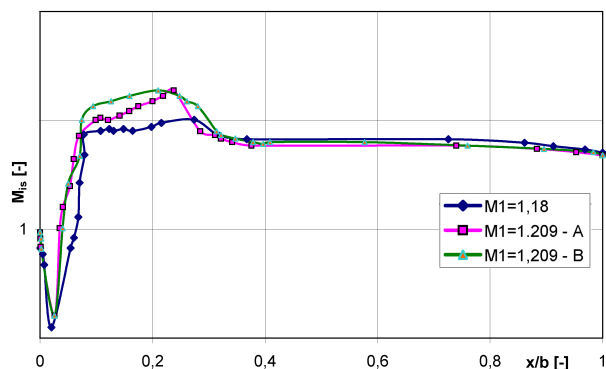
**Obrázek 76:** Schéma torsního namáhání profilu při rozběhu vstupního supersonického proudění ve špičkové mříži [A9].



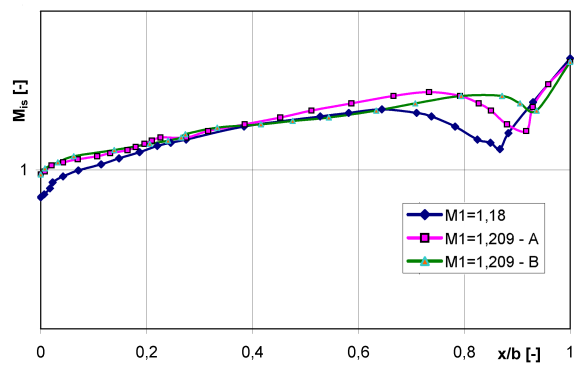
**Obrázek 77:** Bezrozměrová tangenciální síla na profil u studie špičkového řezu lopatky [A9].

strany profilu na špičce lopatky pro tři zkoumané stavy proudového pole, na výstupu je konstantní Machovo číslo. Každé křivce je na Obrázku 73 přiřazen jeden interferenční obraz proudového pole. Obdobně ukazuje diagram na Obrázku 75 rozložení isoentropického Machova čísla u přetlakové strany sousedního profilu. U prvních dvou křivek pozorujeme, že během poměrně velmi malé změny vstupní nadzvukové rychlosti do mříže, se kterou souvisí velmi malé změny úhlu náběhu (dle pravidla o jedinečném úhlu náběhu jde o rozdíl  $\Delta\alpha \sim 0,25^\circ$ ), dochází k velmi rychlému

přechodu struktury charakteristické pro nerozeběhnutý supersonický režim směrem ke struktuře režimu rozeběhnutého. Třetí křivky v obou diagramech, označené jako  $M_1 = 1.209 - A$  a  $M_1 = 1.209 - B$  byla naměřeny během téhož měření jako křivky

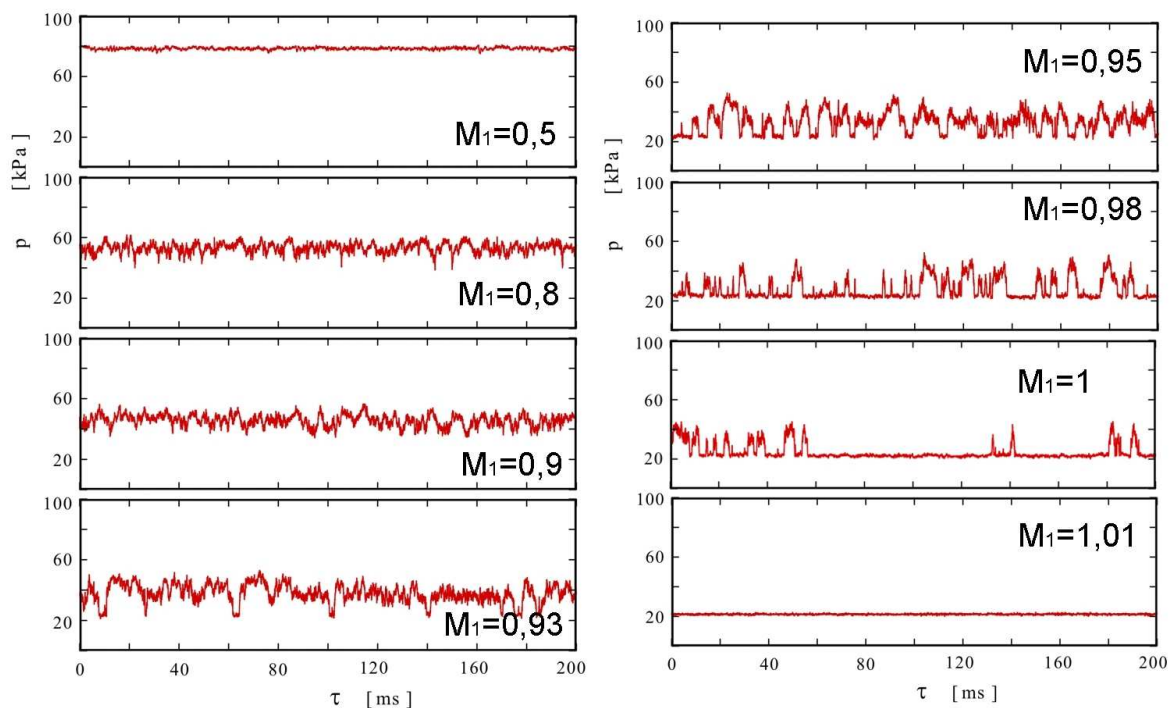


**Obrázek 74:** Rozložení isoentropického Machova čísla u podtlakové strany profilu během rozběhu supersonického proudění [A9].



**Obrázek 75:** Rozložení isoentropického Machova čísla u přetlakové strany profilu během rozběhu supersonického proudění [A9].

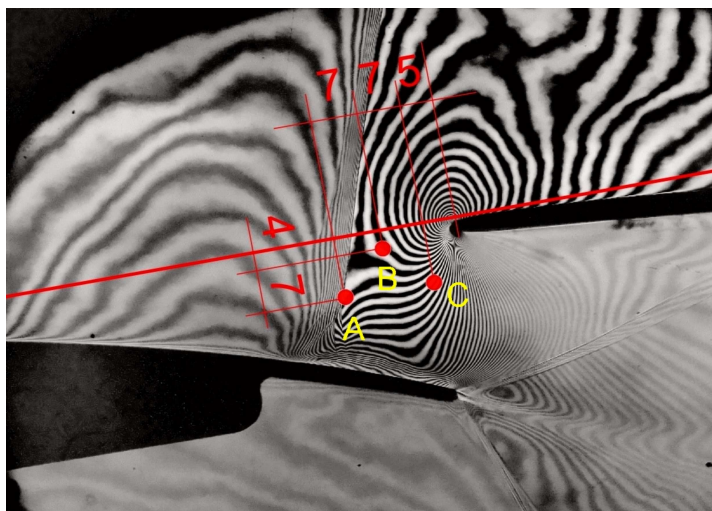
označené, pozorujeme zde důsledky nestability proudového pole, které skokově přechází mezi oběma stavy. Tyto závažné změny se nijak závažně neprojeví na velikosti měřených časově středních vstupních a výstupních hodnotách proudového



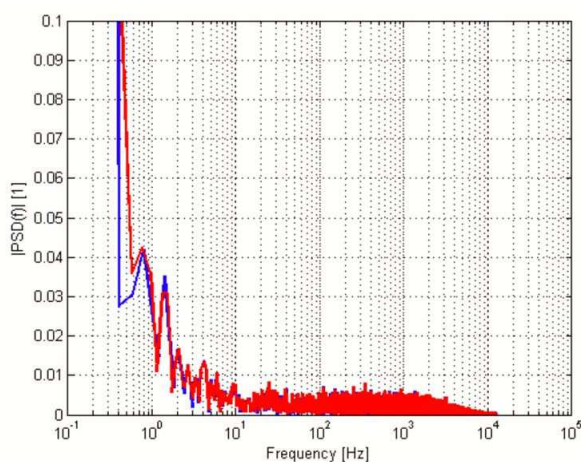
**Obrázek 78:** Příklad vlivu vstupního Machova čísla na přechod mezi nerozeběhnutým a rozeběhnutým supersonickým proudovým polem, měřeno tlakovým snímačem v lopatce [38].

pole okolo zkoumané mříže. Naproti tomu důsledky tohoto překotného vývoje na silové zatížení profilu jsou značné. Jak ukazují rozборы, při přechodu z

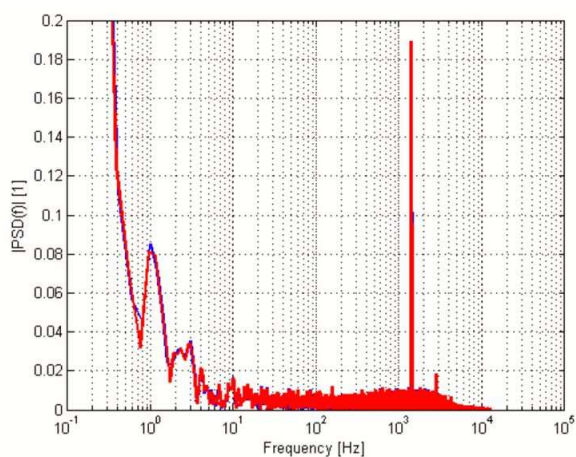
nerozeběhnutého režimu směrem k režimu rozeběhnutému dochází k závažným změnám zatížení oblastí u náběžné a odtokové hrany profilů, profil je torsně namáhán (viz Obrázek 76). Vzhledem k nestabilnímu a nestacionárnímu charakteru celého procesu rozbíhání supersonického režimu lze uvažovat o cyklickém torsním namáhání, pokud by mříž byla provozována právě v oblasti těchto přechodových stavů. Malé, např. cyklické vychylování vstupních parametrů proudu má za následek značné změny v torzním namáhání profilu. V diagramu na Obrázku 77 je vynesena bezrozměrová tangenciální síla (3.2.12) působící na profil špičkové mříže, která je studii špičky k oběžné lopatce Škoda, dlouhé 60 palců. Jednotlivá vstupní Machova čísla jsou v jednoznačném vztahu s úhlem náběhu podle dříve popsaného pravidla jedinečného úhlu náběhu, které platí v oblasti nadzvukových vstupních rychlostí. Na výstupu z mříže bylo udržováno konstantní isoentropické Machovo číslo  $M_{2is} \sim 1,8$ . Při zvyšování vstupního Machova čísla dochází k posunu hodnot úhlu náběhu ve směru k negativním hodnotám, důsledkem je silové odlehčení profilu mříže. V oblasti přechodu nerozeběhnutého režimu do režimu rozeběhnutého (zde pod hodnotou  $M_1 \sim 1,3$ ) pozorujeme vysokou citlivost silového účinku i na velmi malé změny vstupní rychlosti (resp. úhlu náběhu).



**Obrázek 79:** Umístění miniaturních tlakových snímačů ve stěně měřicího prostoru [A9].



a)  $M_1=1,204$ ,  $M_{2is}=1,804$



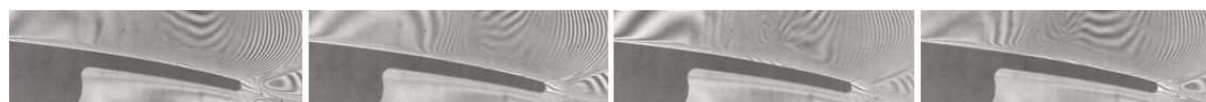
b)  $M_1=1,107$ ,  $M_{2is}=1,795$

**Obrázek 80:** Příklad výkonových spekter vyhodnocených z tlakových měření ve stěně měřicího prostoru (poloha „A“ – Obr. 79), v případě měřeného režimu „b“ se výrazně projevuje bistabilní chování nerozeběhnutého supersonického proudění [A9].

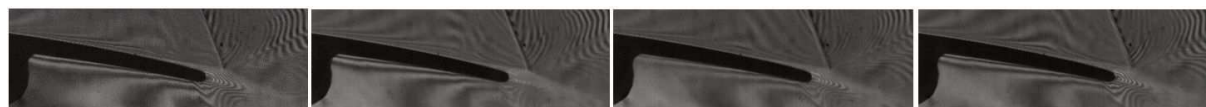
Popsaný přechodový jev v supersonickém proudovém poli lze vhodně dokumentovat výsledky pneumatických měření, která lze provádět pomocí miniaturních tlakových snímačů, zabudovaných přímo do povrchu lopatky, případně do povrchu boční stěny aerodynamického tunelu.

Lepičovský [38] měřil při výzkumu třepotání profilů v mříži nestacionární tlaky miniaturním snímačem v povrchu lopatky transsonické mříže. Snímač byl umístěn na přetlakové straně cca v desetině hloubky profilu za náběžnou hranou. Záznam nestacionárních tlaků pro postupně vzrůstající vstupní Machovo číslo je na Obrázku 78. Fáze bistabilního chování při přechodu z nerozeběhnutého stavu do stavu rozeběhnutého je zde dobře patrna. Při subsonickém vstupním Machově čísle je signál vyrovnaný, se zvyšování vstupního Machova čísla ale postupně dochází ke vzniku tlakových oscilací, které souvisejí s nestacionárním chováním nerozeběhnutého supersonického proudění. Pro  $M_1 = 0,93$  poprvé pozorujeme přeskokování mezi dvěma stavy - z nerozeběhnutého režimu do režimu rozeběhnutého a zpět. Se zvyšujícím se Machovým číslem je stav rozeběhnutého supersonického proudění stále častěji přítomen, pro  $M_1 = 1$  je zpětné přeskokování do nerozeběhnutého stavu již jen málo pravděpodobné. Po překročení rychlosti  $M_1 = 1,01$  je supersonické proudění na vstupu již trvale rozeběhnuté a proudění je stabilní a stacionární.

Na profilové mříži, která byla modelem špičkového řezu dlouhé oběžné lopatky, byla podobná měření provedena s miniaturním tlakovým převodníkem, zabudovaným



a) nerozeběhnuté supersonické proudění,  $M_1=1,124$ ,  $M_{2is}=1,797$ .



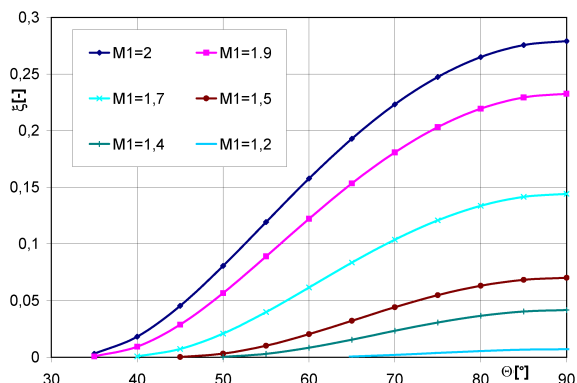
b) rozeběhnuté supersonické proudění,  $M_1=1,209$ ,  $M_{2is}=1,820$ .

Obrázek 81: Záznam interferenčních obrazců rychlostní kamerou, časová prodleva mezi jednotlivými snímky  $\Delta\tau = 0,166$  ms (obrazová frekvence kamery byla  $f_f = 6$  kHz).

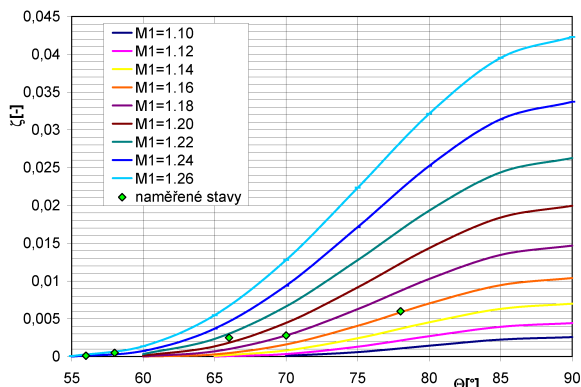
do povrchu boční stěny aerodynamického tunelu. Bylo měřeno ve třech polohách v proudovém poli před náběžnou hranou (viz Obr. 79). Z vyhodnocených výkonových spekter naměřeného tlakového signálu byla jasně identifikována hodnota vstupního Machova čísla, při které dojde k bistabilnímu chování ve vstupním proudovém poli (Obr. 80). Měření stejných režimů byla uskutečněna i jinou, nezávislou metodou. Bylo využito interferometrické metody nekonečné šířky proužku, k záznamu obrazů proudového pole posloužila rychlostní CCD kamera. Na vybraných sekvencích v Obrázku 81 můžeme pozorovat rozdíly mezi chováním vnitřní větve čelní rázové vlny při rozbíhání supersonického proudění (a) a stabilní situací po jeho rozeběhnutí (b). Snímky byly pořízeny s časovou prodlevou  $\Delta\tau = 0,166$  ms (obrazová frekvence kamery byla  $f_f = 6$  kHz).

Nerozeběhnutý supersonický režim vstupního proudového pole má nejen nestacionární charakter, jehož důsledky v podobě torsního cyklického namáhání lopatky mohou mít dalekosáhlý vliv na životnost lopatky a celého stroje, ale je zároveň nevýhodný i z hlediska účinnosti. Z teorie rázových vln vyplývá (na základě

řešení Rankinovy - Hugoniotovy adiabáty), že proces průchodu plynu rázovou vlnou není isoentropický [6].



**Obrázek 82:** Obecná závislost součinitele ztráty kinetické energie  $\zeta$  na parametrech šikmé rázové vlny.

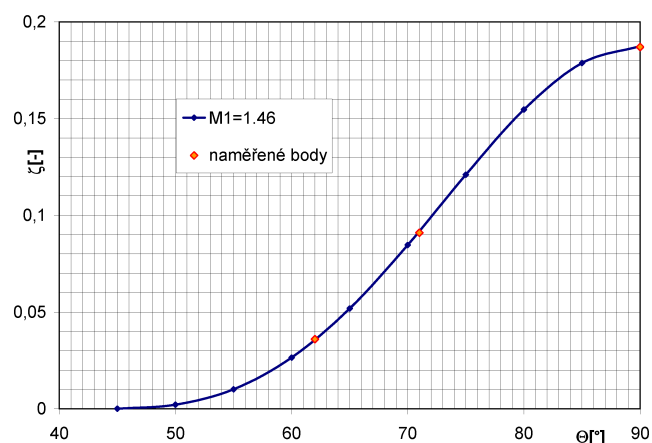


**Obrázek 83:** Závislost součinitele ztráty kinetické energie  $\zeta$  v šikmé rázové vlně s naměřenými body při přechodu z nerozeběhnutého supersonického režimu do režimu rozeběhnutého (zelené body – děj probíhá zprava doleva).

Ze známých parametrů proudu plynu před rázovou vlnou a úhlu jejího sklonu lze odvodit vztahy pro určení součinitele ztráty kinetické energie při průchodu plynu rázovou vlnou. Součinitel zde definujeme jako:

$$\zeta = 1 - \frac{M_{*2}^2}{M_{*2is}^2}, \quad (3.2.39)$$

kde porovnáváme skutečný neisoentropický děj, popisující průchod tekutiny šikmou rázovou vlnou [6] s variantou isoentropickou (tj. variantou, kdy předpokládáme konstantní celkový tlak).



**Obrázek 84:** Ztráta kinetické energie  $\zeta$  ve vnitřní větvi čelní rázové vlny při konstantním vstupním Machově čísle  $M_1$  a různých výstupních isoentropických Machových číslech  $M_{2is}$ .

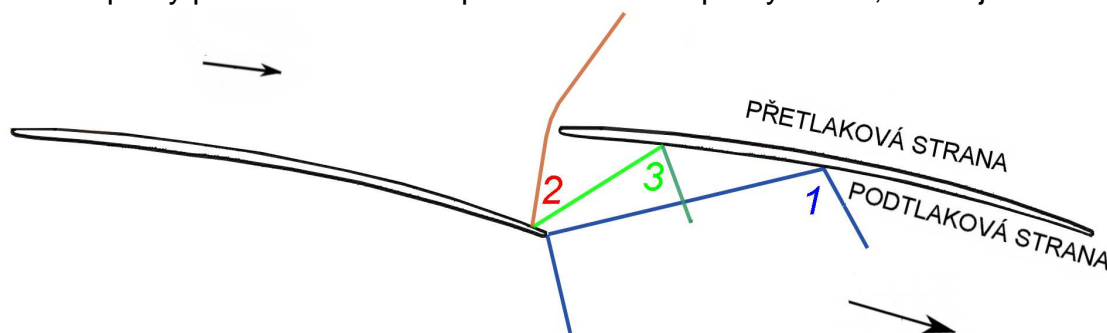
Vypočtené hodnoty pro různá vstupní Machova čísla  $M_1$  a různé sklony rázové vlny  $\Theta$  jsou zobrazeny v diagramu na Obrázku 82. Úhel  $\Theta = 90^\circ$  je platný pro kolnou rázovou vlnou. Se zvyšováním sklonu rázové vlny a zároveň se snižováním vstupního Machova čísla ztráta klesá. Z těchto úvah vyplývá skutečnost, že nerozeběhnutý režim je energeticky více náročný nežli režim rozeběhnutý, při jehož dosažení proudové pole zaujme stabilní stav s minimem nárůstu entropie v rázové vlně [39]. Na diagramech v Obrázcích 82 a 83 jsou zobrazeny průběhy součinitele ztráty kinetické

energie pro vybrané rychlosti před rázovou vlnou v závislosti na sklonu vlny, Obrázek 83 je doplněn o body naměřených stavů při přechodu z nerozoběhnutého supersonického stavu do stavu rozeběhnutého, určených z optických měření při konstantním výstupním isoentropickém Machově čísle  $M_{2is} = 1,8$ . Tyto údaje dobře ilustrují teorii o minimu ztrát ve vnitřní větvi čelní rázové vlny při dosažení rozeběhnutého supersonického režimu.

Jak již bylo poznamenáno na začátku tohoto odstavce, stavu nerozoběhnutého supersonického proudového pole lze v mezilopátkovém kanále dosáhnout nejen změnami vstupních parametrů před zkoumaným modelem, ale v určitých případech i změnami protitlaku za mříží (tj. pomocí změn výstupního isoentropického Machova čísla  $M_{2is}$ ) – viz například Obrázek 71. Diagram na Obrázku 84 ukazuje důsledky takto vyvolaného nerozoběhnutého supersonického režimu na ztráty ve vnitřní větvi čelní rázové vlny v modelu špičkového řezu dlouhé lopatky (do teoretického průběhu jsou zaneseny naměřené hodnoty Machova čísla před mříží).

### 3.2.12 Interakce rázové vlny s mezní vrstvou

Za předpokladu provozu oběžného lopátkového kola posledního stupně nízkotlakové části parní turbíny velikého výkonu se při použití aerodynamicky vhodně navržených dlouhých lopatek obvykle setkáváme s interakcí vnitřní větve výstupní rázové vlny s mezní vrstvou na podtlakové straně sousední lopatky. V případě, že je horní část lopatky provozována se supersonickou vstupní rychlostí, může ještě



**Obrázek 85:** Tři obvyklé případy interakce rázové vlny s mezní vrstvou ve špičkovém řezu oběžného kola tvořeného dlouhými lopatkami se supersonickou vstupní rychlostí [A20].

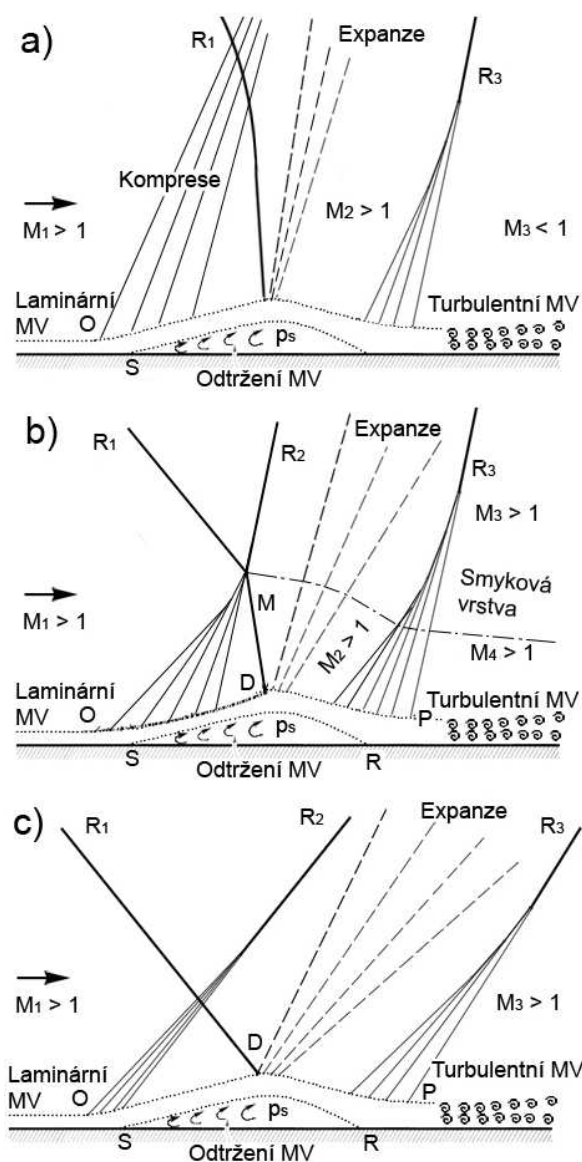
docházet k interakci vnitřní větve čelní rázové vlny s mezní vrstvou na přetlakové straně sousedního povrchu. Při této interakci může též vznikat další rázová vlna, vlevo běžící, která dopadá na podtlakovou stranu sousedního profilu, obvykle ještě před místo interakce vnitřní větve výstupní rázové vlny. Pro popis je výhodné interakce rozdělit do tří skupin (viz Obrázek 85):

1. interakce vnitřní větve *výstupní* rázové vlny s mezní vrstvou na *podtlakové* straně sousedního profilu,
2. interakce vnitřní větve *vstupní* rázové vlny s mezní vrstvou na *přetlakové* straně sousedního profilu,
3. interakce vlevo běžící vlny vzniklé při interakci (2) s mezní vrstvou na *podtlakové* straně sousedního profilu.

Podle navržené geometrie lopatek a celého lopátkového kola se u moderních dlouhých lopatek interakce vnitřní větve výstupní rázové vlny s mezní vrstvou na podtlakové straně sousedního profilu obvykle vyskytuje často po celé délce lopátkového listu. Výjimku může tvořit patní část lopátkového kola, kde z



konstrukčních důvodů může být profil navržen tak, že při nominálních podmínkách je překročena podmínka limitního zatížení (viz odstavec 3.2.3). Vnitřní větev výstupní rázové vlny potom míjí podtlakovou stranu sousedního profilu a prochází až úplavem za ním (případ na Obr. 38). Směrem ke špičce se postupně vytváří supersonické vstupní proudové pole a dochází ke vzniku interakcí zahrnutých do skupiny 2 a 3. Vzhledem k obvykle velmi malému překrytí profilů ve špičkových řezech nastává často situace, že vnitřní větev čelní rázové vlny míjí přetlakovou stranu sousedního profilu (obvykle případ rozeběhnutého supersonického proudění) a prochází úplavem a k interakci 2. a 3. typu nedochází.



**Obrázek 86:** Interakce šikmé rázové vlny s laminární mezní vrstvou:  
a) bez vzniku "odražené" vlny,  
b) Machův odraz,  
c) řádný odraz [40]

**Obrázek 87:** Interakce šikmé rázové vlny s laminární mezní vrstvou (vizualizace šířovou metodou):  
a) bez vzniku "odražené" vlny ( $M_{2is} = 1,0$ ),  
b) Machův odraz ( $M_{2is} = 1,071$ ),  
c) řádný odraz ( $M_{2is} = 1,296$ ) [40].

Pokud k interakci dojde, pozorujeme dva známé základní typy interakce:

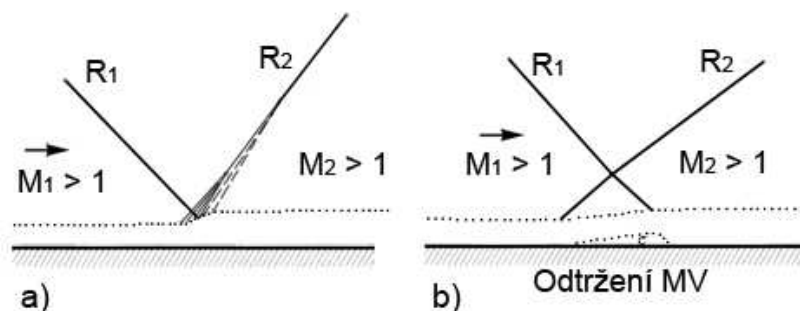
- interakce s laminární mezní vrstvou,
- interakce s turbulentní mezní vrstvou.

Při interakci s laminární mezní vrstvou mohou nastat tři případy. Může dojít k tzv. řádnému odrazu, Machovu odrazu a případně nemusí ani odražená vlna vzniknout (viz Schémata na Obr. 86). Všem třem případům je ale společné, že náhlý nárůst tlaku v místě dopadu rázové vlny zapříčiní odtržení laminární mezní vrstvy. Protože je proudění v mezní vrstvě podzvukové, dochází k šíření poruch tlaku proti proudu mezní vrstvou a odtržení vzniká ještě před místem dopadu vpravo běžící rázové vlny. V blízkosti vzniku odtržení proud mění směr a vzniká systém slabých kompresních vln, které v případě Machova a regulárního dorazu vytvářejí šikmou vlevo běžící rázovou vlnu ( $R_2$ ). Za podmínek, kdy je úhel vpravo běžící vlny  $R_1$  takový, že nemůže k odrazu dojít, vlna  $R_2$  nevznikne. Protože dochází k interakci rázové vlny  $R_1$  s mezní vrstvou, kterou lze považovat za volnou hranici oblasti s konstantním tlakem  $p_s$ , vzniká vždy za místem dopadu vlny  $R_1$  soustava expansních vln. Dojde k otočení proudu zpět, směrem k povrchu, a k přilnutí mezní vrstvy. Proud ovšem znovu mění směr a vzniká ve všech uvažovaných případech další rázová vlna  $R_3$ . Důsledkem tlakových pochodů v laminární mezní vrstvě během interakce je její turbulizace a nárůst její tloušťky (dobře patrné z fotografií proudového pole na Obrázku 87).

Kdy dojde k řádnému odrazu či Machovu odrazu, popřípadě, že odraz vůbec nenastane lze stanovit z teorie šikmých rázových vln (např. [6], [20]), nejlépe pomocí srdcových polár, které představují všechny možné konfigurace rázové vlny, které mohou nastat vzhledem k Machovu číslu před rázovou vlnou. V případě Machova odrazu dochází ale často k rozporům mezi teoretickým řešením a pozorováním [41]. Tento rozpor bývá někdy označován jako von Neumannův paradox. Důvody, proč teorie při řešení slabého Machova odrazu selhává, nejsou zcela spolehlivě doposud objasněny. Jedna z příčin může spočívat v zakřivení střetávajících se rázových vln (tj. proudové pole za vlnami není vyrovnané). Rovněž je často pozorována divergentní struktura smykové vrstvy, vznikající v místě tangenciální nespojitosti [40].

Je zřejmé, že pokud budeme uvažovat proudová pole v provozních stavech turbínového stupně, není pravděpodobné, že by se v proudovém poli nominálního stavu vyskytovaly obvykle struktury s Machovým odrazem apod. Setkáváme se s nimi ale poměrně často při nenávrhových podmínkách obtékání profilových mříží. Pravděpodobnou variantou je tedy u návrhových stavů pouze tzv. řádný odraz. Při popisu laminární interakce se jeví vhodným uvést všechny možnosti na jednom místě.

Laminární mezní vrstva je velmi citlivá na nepříznivý tlakový gradient a jeho



**Obrázek 88:** Interakce šikmé rázové vlny s turbulentní mezní vrstvou: bez odtržení mezní vrstvy (a), s odtržením mezní vrstvy (b) [40].

změny. Interakce s laminární vrstvou je tudíž obecně náchylnější k nestacionárnímu chování. Tato skutečnost vyplývá z formování její komplikované struktury ve velmi těsné souvislosti s efektivním tvarem povrchu stěny, který se ovšem díky různým poruchám, které se šíří podzvukovou oblastí mezní vrstvou proti proudu, může v čase měnit. Laminární interakce je obecně rovněž zatížena vyšší mírou disipace energie ve srovnání s interakcí turbulentní.

Interakce s turbulentní mezní vrstvou je schématicky zobrazena na Obrázku 88. Tento typ interakce se neliší příliš od teoretických úvah, které se týkají odrazu rázové vlny od povrchu bez mezní vrstvy. Turbulentní mezní vrstva je odolnější vůči nepříznivému tlakovému gradientu a při interakci dochází jen k nárůstu její tloušťky. Pokud nastane situace, že při interakci dojde ke vzniku odtržení mezní vrstvy, je obvykle oblast odtržení malá a v místě zakřivení mezní vrstvy (vlivem odtržení) vzniká pouze jedna rázová vlna.



a)  $M_{2is} = 1,348$ ,  $\alpha = +30^\circ$



b)  $M_{2is} = 1,354$ ,  $\alpha = -20^\circ$

**Obrázek 89:** Interakce rázové vlny s mezní vrstvou na podtlakové straně profilu ve středním řezu dlouhé lopatky [A8].



a)  $M_{2is} = 1,348$ ,  $\alpha = +30^\circ$

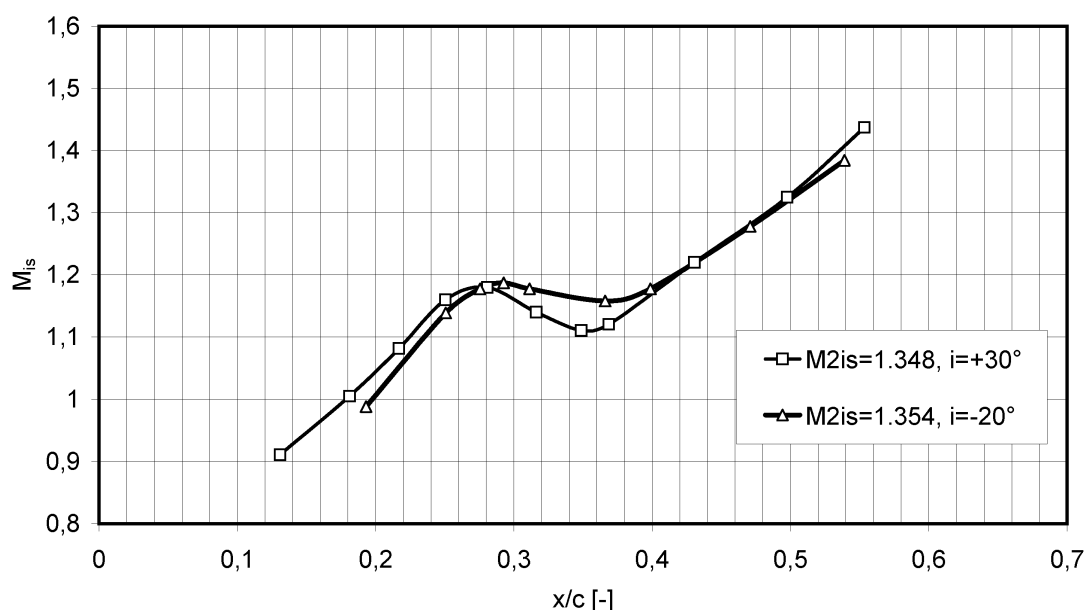


b)  $M_{2is} = 1,354$ ,  $\alpha = -20^\circ$

**Obrázek 90:** Detail rekompresní oblasti u podtlakové strany profilu [A20].

Výše v textu bylo již poznamenáno, že interakce rázové vlny s mezní vrstvou na podtlakové straně se u moderních velmi dlouhých lopatek objevuje podél celé podtlakové strany lopatky. Přitom lopatka není prismatická a prohnutí střednice jednotlivých profilů, které lopatku vytvářejí, se po výšce lopatky mění. Toto prohnutí souvisí především s rychlostními trojúhelníky (viz Obrázek 3) a může při návrhu

oběžné lopatky a celého lopatkového kola nastat situace, že povrch podtlakové strany se po výšce lopatky mění postupně z konvexního na konkávní. Příklady interakce s mezní vrstvou na konvexním povrchu podtlakové strany profilu jsou na interferogramu a šlírovém obrazu v Obrázku 89. Oba obrazy proudového pole byly pořízeny při nenávrhových stavech proudění ve středním řezu dlouhé lopatky [A8]. Interferogram dokumentuje typické struktury, které vznikají při interakci v případě, že nedochází ke vzniku odtržení mezní vrstvy - zaznamenává interakci s mezní vrstvou, která je pravděpodobně turbulentní. Naproti tomu šlírový obrázek, pořízený sice při stejném výstupním isoentropickém Machově čísle, ale při podstatně jiném úhlu náběhu, ukazuje interakci, která je pravděpodobně interakcí s laminární mezní vrstvou. Pozorujeme místní odtržení pod místem dopadající rázové vlny. Během interakce dochází k turbulizaci mezní vrstvy. Rozdíl v úhlu náběhu mezi oběma

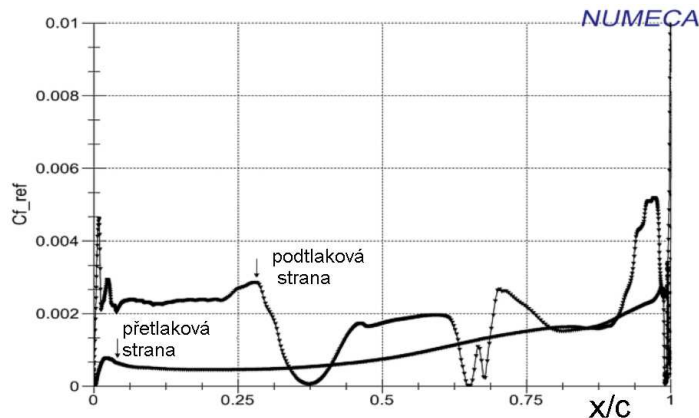


**Obrázek 91:** Rozložení isoentropického Machova čísla u podtlakové strany profilu v rekompresní oblasti (interferogramy na Obr.90) [A20].

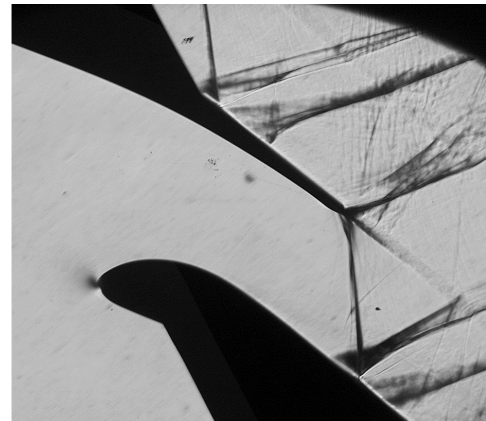
režimy je značný, činí  $\Delta i = 50^\circ$ . V odstavci 3.2.2 bylo v souvislosti se zvukovou čarou pojednáno též o rekompresní oblasti. Detail rekompresní oblasti obou zkoumaných případů je na Obrázku 90. Jak je vidět, u režimu s turbulentní interakcí je jev rekompresce podstatně silnější - nepříznivý tlakový gradient způsobí přechod laminární mezní vrstvy do vrstvy turbulentní ještě před místem dopadu rázové vlny. Totéž potvrzuje z těchto interferogramů vyhodnocené rozložení isoentropického Machova čísla u povrchu lopatky (diagram na Obrázku 91). Příčina rozdílné intenzity rekompresní oblasti tkví především v odlišném vývoji rychlostního pole u obou případů s důsledkem změny tvaru zvukové čáry. Z diagramu na Obr. 91 vidíme, že zvukového bodu na podtlakové straně je v případě kladné incidence (tj. tehdy, kdy stagnační bod na profilu je posunut výrazně směrem k přetlakové straně profilu) dosaženo o  $\Delta x/c = 0,02$  dříve. Zvuková čára je tudíž více prohnuta než v případě záporného úhlu náběhu a rekompresní proces je silnější.

U geometrie tohoto středního řezu byla věnována (s ohledem na zajímavé výsledky experimentu) zvýšená pozornost problematice korektní numerické simulace proudových polí. Byl například proveden výpočet, využívající komerční výpočetní prostředek NUMECA s přechodovým modelem  $\gamma$ -Re a modelem turbulence SST  $k-\omega/k-\varepsilon$  [A22]. Pro porovnání byly provedeny i výpočty pro laminární a plně

turbulentní proudění. Vypočítané rozložení součinitele povrchového tření podél obou stran profilu s použitým přechodovým modelem je v diagramu na Obrázku 92.

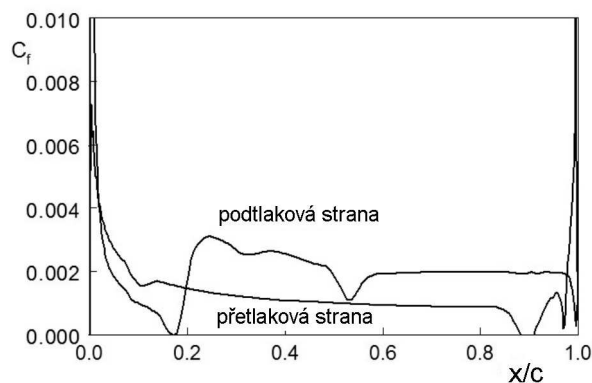


**Obrázek 92:** Rozložení součinitele povrchového tření na profilu, výpočet s přechodovým modelem  $\gamma$ -Re a modelem turbulence SST  $k$ - $\omega$ / $k$ - $\varepsilon$ , NUMECA [A22].

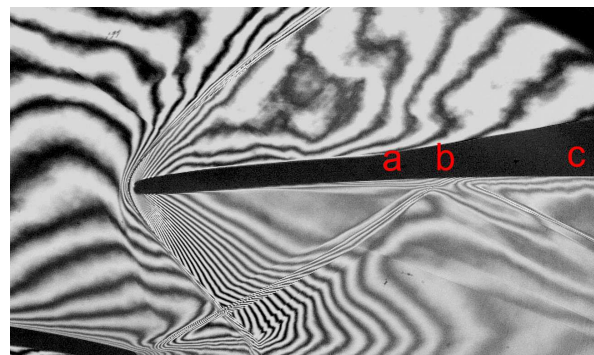


**Obrázek 93:** Interakce vnitřní větve výstupní rázové vlny s laminární mezní vrstvou na podtlakové straně sousedního profilu,  $M_{2is} = 1,206$ ,  $\iota = 0^\circ$  [A8].

Výpočet ukazuje na lokální odtržení v oblasti interakce s vnitřní větve výstupní rázové vlny na podtlakové straně v oblasti ( $x/c \sim 0,65 \div 0,7$ ). Přesto, že výpočet předpovídá ve shodě s experimentem vznik místního odtržení mezní vrstvy, je rozsah odtržení jiný než ukazuje experiment. Dokonce ani výpočet, který byl proveden



**Obrázek 94:** Rozložení součinitele tření podél profilu špičkového řezu (varianta profilu pro oběžnou lopatku Škoda 1525mm),  $M_1 = 1,45$ ,  $M_{2is} = 2,0$ , výsledek numerické simulace [A23].

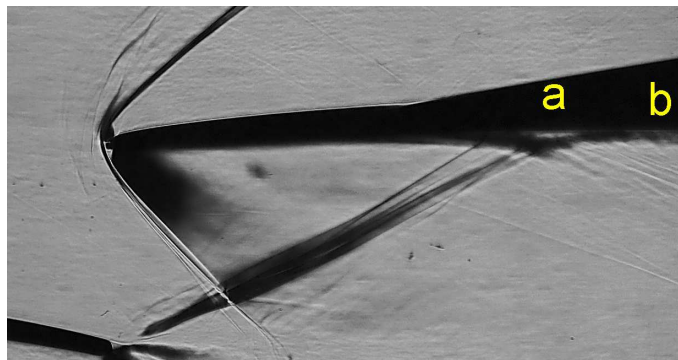


**Obrázek 95:** Interakce vnitřní větve výstupní rázové vlny s mezní vrstvou na podtlakové straně sousedícího profilu (varianta profilu pro oběžnou lopatku Škoda 1525mm), interferogram,  $M_1 = 1,886$ ,  $M_{2is} = 2,096$  [A10].

s laminární podmínkou, neukazuje shodu s rozsahem separační zóny, zjištěné experimentálně (viz šířkový obrázek, naměřený u zkoumaného režimu na Obrázku 93).

Výrazně jiná je situace, pokud k interakci vnitřní větve výstupní rázové vlny s mezní vrstvou dochází na konkávní podtlakové straně sousedícího profilu u špičky dlouhé lopatky. Mezní vrstva v místě interakce je turbulentní. Především při nenávrhových stavech proudového pole pozorujeme turbulentní interakci

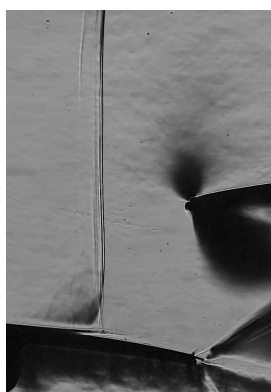
s přítomností místního odtržení mezní vrstvy. Pro špičkové řezy velmi dlouhých lopatek je pro podtlakovou stranu řady profilů příznačná velmi intenzivní expanse v blízkosti náběžné hrany. Ta je ale velmi záhy a náhle následována poměrně rozsáhlou oblastí, kde k další expansi již nedochází, dokonce často pozorujeme tendenci k mírnému nárůstu statického tlaku. Podle řady numerických simulací ve shodě s experimentálními daty dochází v této oblasti k přechodu laminární mezní vrstvy do turbulentní. V provozních stavech proudového pole je místo interakce rázové vlny s mezní vrstvou obvykle až za touto oblastí. Výpočty proudového pole s



**Obrázek 96:** Interakce vnitřní větve výstupní rázové vlny s mezní vrstvou na podtlakové straně sousedícího profilu, šlírová metoda,  $M_1 = 2,012$ ,  $M_{2is} = 2,149$  [A10].

modelování přechodu v mezní vrstvě byly provedeny Strakou a Příhodou [A23], kteří použili ve vlastním výpočtovém kódu Hellstenův EARS model turbulence [42] doplněný modelem zkráceného přechodu s algebraickou rovnicí pro součinitel intermitence dle [43]. Vypočítaný zkrácený přechod je patrný z rozložení součinitele tření  $C_f$  v diagramu na Obr. 94, který se nalézá přibližně v poloze  $x/c \sim 0,15$ . Interakce rázové vlny s mezní vrstvou je ve vzdálenosti  $x/c \sim 0,5$

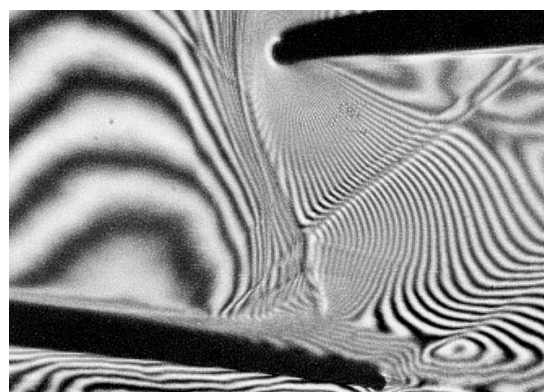
od náběžné hrany. Interferogram na dalším obrázku (Obr. 95) ukazuje obvyklou situaci v místě interakce: tloušťka mezní vrstvy narůstá vlivem nepříznivého tlakového spádu (a), poměrně složitá interakce rázové vlny s mezní vrstvou (b) je po proudu následována silnou smykovou vrstvou (c). Transsonické struktury, které se objevují v proudovém poli špičkových řezů dlouhých lopatek oběžných kol jsou obvykle velmi citlivé i na malé změny podmínek proudění na vstupu a výstupu. Šlírový snímek proudového pole na Obrázku 96 ukazuje situaci, kdy dojde mírným



a) šlírová metoda



b) interferogram



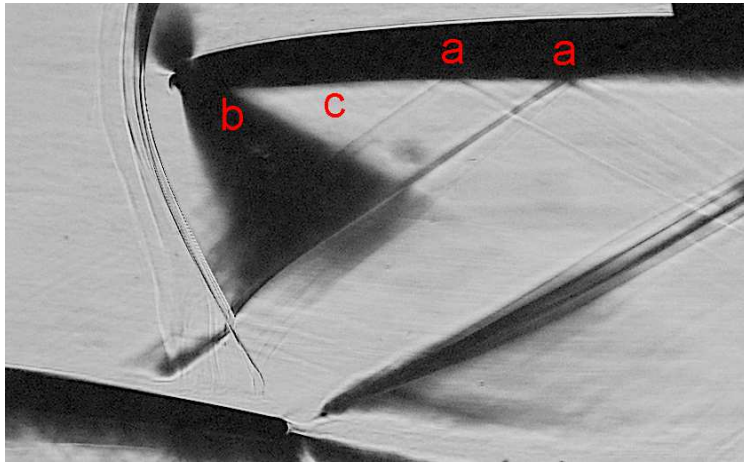
**Obrázek 98:** Složitá interakce vnitřní větve čelní rázové vlny s mezní vrstvou na přetlakové straně sousedícího profilu,  $M_1 = 1,416$ ,  $M_{2is} = 1,746$  [A10].

**Obrázek 97:** Interakce kolmé vstupní rázové vlny s mezní vrstvou na přetlakové straně sousedícího profilu,  $M_1 = 1,124$ ,  $M_{2is} = 1,592$  [A10].

zvýšením vstupního Machova čísla (vzhledem k případu na Obr. 95) k malé změně úhlu náběhu (platí zde podmínka jedinečného úhlu náběhu): v proudovém poli se

objeví místní oblast odtržení mezní vrstvy s následující velmi silnou smykovou vrstvou.

Případ interakce vnitřní větve vstupní rázové vlny s mezní vrstvou na přetlakové straně sousedícího profilu (v Obrázku 85 označeno číslem 2) se objevuje u velmi dlouhých lopatek, které mají při patřičném protitlaku na vstupu supersonickou rychlost. V autorem zkoumaných případech dochází vždy k interakci s mezní vrstvou, která je s velkou pravděpodobností laminární (např [A9], [A10], [A19]). Toto tvrzení podporuje nejen běžná, experimentálně zjištěná složitá struktura interakce, nýbrž i průběh součinitele tření na přetlakové straně, zjištěný numerickou simulací



**Obrázek 99:** Složitá interakce s mezní vrstvou na přetlakové i podtlakové straně sousedících profilů,  $M_1 = 1,45$ ,  $M_{2is} = 2,0$  [A20].

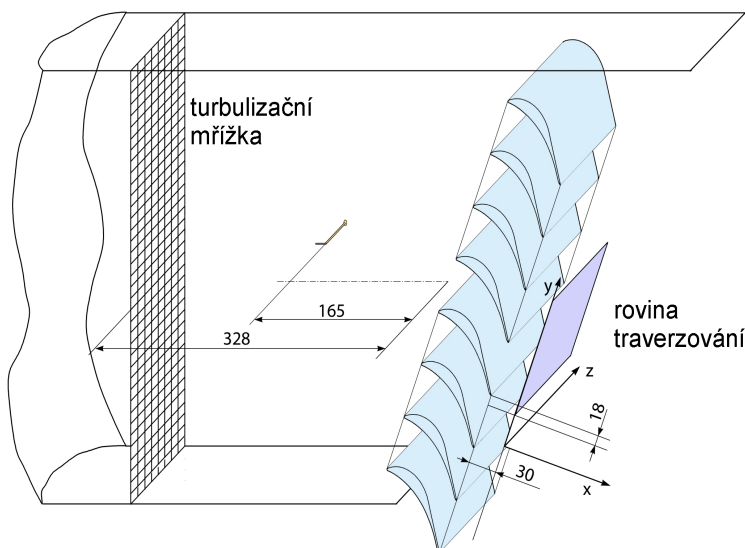
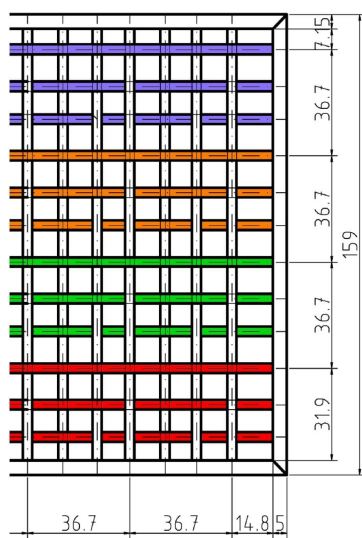
(viz Obrázky 92 a 94). Interakci odlehle čelní rázové vlny, která je ještě přibližně kolmá, můžeme pozorovat na příkladu v Obrázku 97. Rozpoznáváme separační oblast v mezní vrstvě a silnou disipativní smykovou vrstvu u povrchu profilu za místem interakce. Při požadavku zvyšování hodnoty vstupního Machova čísla, za předpokladu dostatečně nízkého protitlaku za mříží, dojde k interakci šikmé rázové vlny s laminární mezní vrstvou. Místo interakce se

posouvá směrem k odtokové hraně, často je místem interakce oblast blízkého úplavu za odtokovou hranou (Obr. 99) Interakce v případě nedostatečně nízkého protitlaku je velmi složitá a opět běžně pozorujeme vznik místní oblasti s odtržením mezní vrstvy (Obrázek 98). Pozorujeme pak interakci dvou rázových vln a vznik tangenciální nespojitosti (srovnej se schématem na Obr. 86b). Struktury vznikající při této složité interakci potlačují expansi na podtlakové straně sousedícího profilu a celá struktura se vykazuje obvykle nestacionárním chováním (viz informace o nerozeběhnutém supersonickém režimu v odstavci 3.2.11). Tato konfigurace se může naneštěstí vyskytovat někdy i v návrhovém stavu, kdy nebylo při projektu předpokládáno, že mezní vrstva v místě interakce bude ještě laminární.

Otázkou zde je ale vliv turbulence vstupního proudu na vývoj mezní vrstvy na přetlakové straně. Při aerodynamických experimentech, o které se zde opíráme, je při vysokých vstupních rychlostech stupeň turbulence na vstupu do mříže obvykle vysoký. (Při  $M_1 = 0,41$  se stupeň turbulence pohybuje v mezích  $Tu = (1,59 \div 1,78)\%$  [A22], [44], [A25] pro vyšší rychlosti nemáme údaje). V turbíně je turbulence na vstupu do oběžného kola vyšší, udávají se v literatuře hodnoty okolo  $Tu = 6\%$ . To může ve skutečnosti způsobit urychlení přechodu na přetlakové straně, takže popisované interakce by pak byly ve skutečném stroji interakcemi s turbulentní mezní vrstvou. Při snaze zvyšování turbulence v aerodynamickém tunelu selhávají při vysokých vstupních rychlostech dostupné prostředky experimentálního modelování. Turbulizační mřížky by totiž musely vzhledem k útlumu turbulence být umístěny poměrně blízko roviny náběžných hran, kde pro vysokou rychlost by na mřížce vznikala nepřijatelná ztráta celkového tlaku. Druhým problémem je nevyrovnané

proudové pole za takovým turbulizačním prostředkem, jehož stopy jsou patrné i v proudovém poli za měřenou mříží<sup>(3)</sup>.

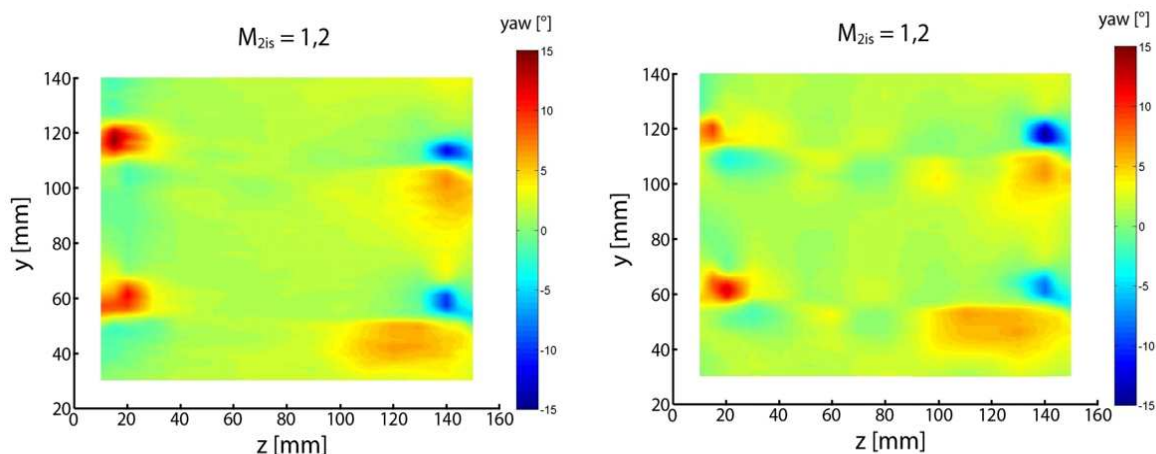
(3) Při měření na středním řezu lopatky 1080mm (etalonová geometrie SE1050) byl ověřován vliv turbulizační mřížky, umístěné před mříží, na celé proudové pole. Vstupní rychlost v mříži byla  $M_1 = 0,41$ . Turbulence proudu v mřížce prudce narůstala na cca šestinásobek původní turbulence. Se vzrůstající vzdáleností po směru proudu došlo za mřížkou k postupné disipaci energie vírových



**Obrázek 100:** Turbulizační mřížka [A26].

**Obrázek 101:** Schéma měření při 3D traverzování pětiovtorovou sondou za mříží SE1050 [A26].

struktur malých měřítek vytvořených touto mříží a intenzita turbulence rychle klesala. Před rovinou náběžných hran (cca 250mm za turbulizační mřížkou) byla hodnota turbulence již cca poloviční (tj. 4,2%). Traverzování sondou se žhaveným drátkem před náběžnými hranami měřené profilové mříže nevyrovnaný průběh stupně turbulence napříč kanálem [44], který měl periodický průběh ukázalo související s konstrukcí turbulizační mřížky (viz Obr.100), tvořené sítí drátů, uspořádaných v šesti rovinách za sebou. Měření 3D proudového výstupního pole za odtokovými hranami pětiovtorovou

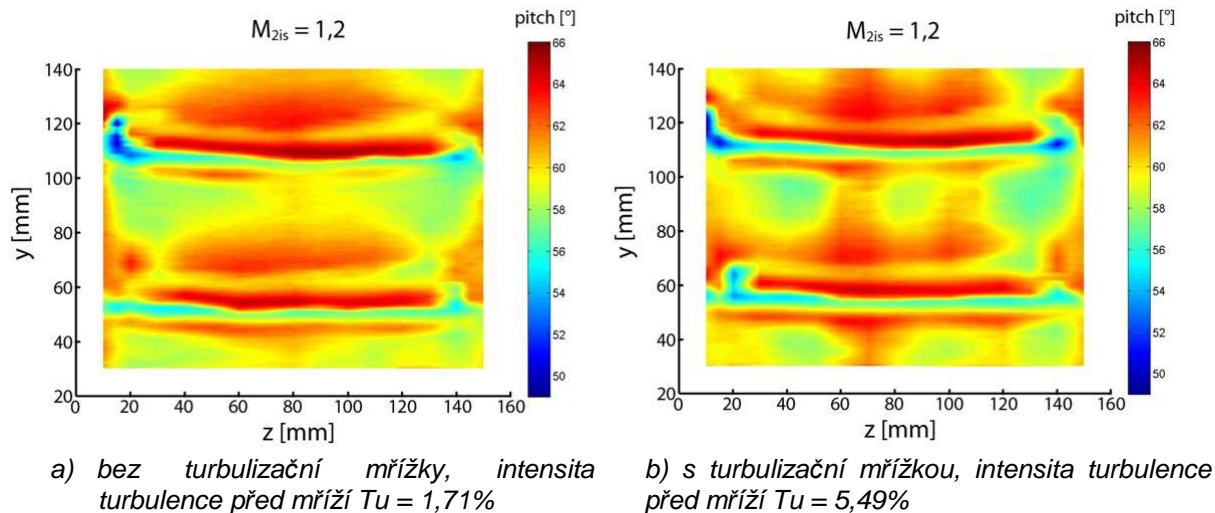


**a) bez turbulizační mřížky, intenzita turbulence před mříží  $Tu = 1,71\%$**

**b) s turbulizační mřížkou, intenzita turbulence před mříží  $Tu = 5,49\%$**

**Obrázek 102:** Naměřená mapa hodnot úhlu vybočení (yaw) 3D traverzováním pětiovtorovou sondou za mříží [A26].

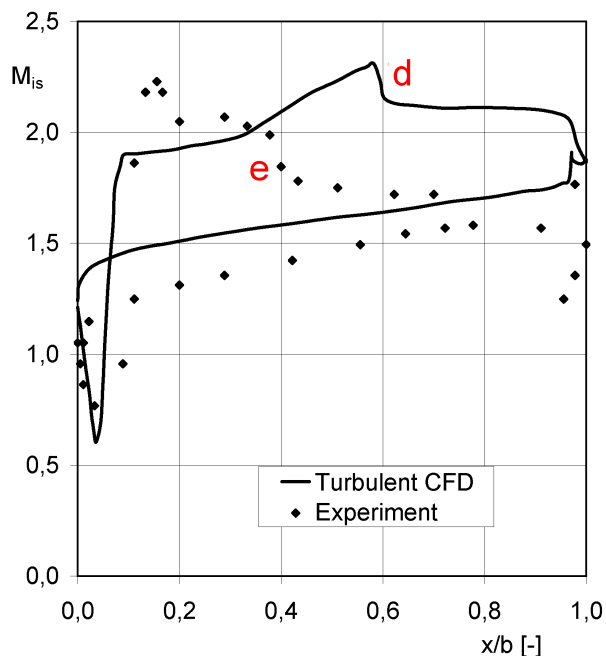




**Obrázek 103:** Naměřená mapa hodnot úhlu náklonu (pitch) 3D traverzováním pětivotorovou sondou za mříží [A26].

kuželovou sondou (viz schéma na Obr. 101) ukázalo, že neperiodicita vstupního proudu způsobená turbulizační mřížkou se projevuje i za měřenou mříží. To potvrzují příklady rozložení úhlu vybočení a úhlu náklonu na Obrázcích 102 a 103) srovnané s měřením bez turbulizační mřížky. Ztráta celkového tlaku na turbulizační mřížce byla při  $M_1 = 0,41$  cca  $\Delta p_0 = 7,5 \text{ kPa}$ , před mřížkou byl celkový tlak  $p_0 = 98,5 \text{ kPa}$ .

Třetí oblast interakce přichází v úvahu ve špičkových řezech v případě, že vhodné vstupní a výstupní parametry proudu spolu s vhodnou geometrií profilů zajistí interakci nejen interakci vnitřní větve vstupní rázové vlny s mezní vrstvou na



**Obrázek 104:** Rozložení isoentropického Machova čísla podél profilu špičkového řezu, srovnání experimentu (Obr. 98) a turbulentního výpočtu,  $M_1 = 1,45$ ,  $M_{2is} = 2,0$  [A20].

přetlakové straně přilehlého profilu, ale i vznik odražené vlevo běžící rázové vlny, která následně interaguje s mezní vrstvou na podtlakové straně profilu, před níž čelní vlna původně vznikla. V případě interakce s turbulentní mezní vrstvou na přetlakové straně profilu je předpokládána dodatečná expanse na podtlakové straně, která je ukončena až dopadající vnitřní větví výstupní rázové vlny. Vnitřní větev čelní rázové vlny při turbulentním proudění dopadá do oblasti odtokové hrany a interaguje s blízkým úplavem za touto odtokovou hranou. Takový předpoklad potvrzuje turbulentní CFD simulace, provedená Rudasem [A2]. V diagramu na Obrázku 104 je řešení s plně turbulentním modelem vyneseno plnou čarou, místo dopadu vnitřní větve výstupní rázové vlny je označeno písmenem d. V experimentálních výsledcích je nabízen jiný obraz. Vlivem složitě

interakce s laminární vrstvou, která je v místě interakce odtržena, je supersonická expanse na podtlakové straně potlačena vlevo běžícími vlnami, šířícími se z oblasti interakce (na Obr. 99 vidíme rázové vlny označené písmeny (a)). Hodnoty Machova čísla u podtlakové strany dosahují maxima na konci strmé expanse za náběžnou hranou v blízkosti bodu (b) na Obr. 99 a pak následuje stagnační oblast s přibližně nulovým tlakovým gradientem (c).

Celkově nepříznivé expanzí poměry vyúsťují ve změnu úhlu vnitřní větve výstupní rázové vlny, a tím k posunutí místa její interakce s podtlakovou stranou sousedícího profilu (bod (e) v Obr. 104) proti proudu. Toto vše má nepříznivý vliv nejen na ztráty kinetické energie, ale rovněž i na aerodynamické zatížení profilu v tečném směru - klesá síla, která roztáčí rotor turbíny.

Při posuzování interakce rázové vlny s mezní vrstvou, která je laminární, je třeba mít stále na zřeteli skutečnost, že tato interakce je jedním z hlavních zdrojů nestability transsonického proudění. V [11] Dvořák toto tvrzení dokazuje na případu interakce na osamoceném profilu, kdy vzniká charakteristická struktura  $\lambda$  - rázová vlna.

### 3.3 Vírové řady za odtokovými hranami

Bylo již poznamenáno v předchozích odstavcích, že je z hlediska životnosti a montážní praxe nevhodné navrhovat profily lopatek s ostrou náběžnou hranou. Toto platí i o odtokových hranách dlouhých oběžných lopatek. Tupá nebo zaoblená odtoková hrana zakládá určitou pravděpodobnost, že se za profilem bude tvořit vírová stezka.

Vznik vírové řady je podmíněn dosažením určité hodnoty Strouhalova čísla  $Sh$ . Pro obtékání válce o průměru  $d$  rychlostí  $w$  platí v oblasti Reynoldsova čísla  $400 \leq Re \leq 5 \cdot 10^4$  [45] relace:

$$Sh = \frac{fd}{w} \approx 0,2, \quad (3.3.1)$$

kde  $f$  je frekvence vytváření vírů. Zdravkovich [46] uvádí výsledky měření Strouhalova čísla v závislosti na Reynoldsově číslu pro obtékání válce pro rozsah  $50 \leq Re \leq 6 \cdot 10^6$ , ze kterých vyplývá pro  $2 \cdot 10^4 \leq Re \leq 10^5$  hodnota  $Sh \approx 0,19$ .

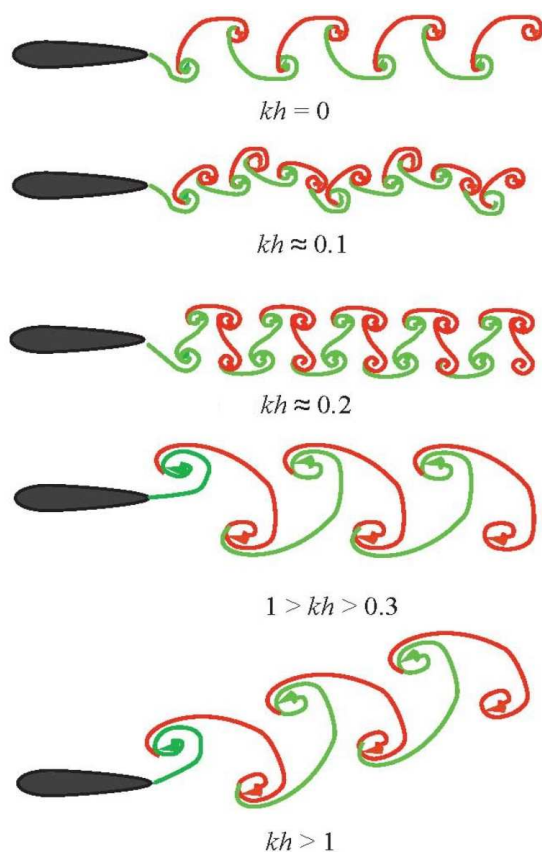
Vznikající vírová řada má díky mechanismu vzniku jednotlivých vírů na odtokové hraně střídavé (šachovnicové) uspořádání. Stabilitu v případě takové vírové řady (von Kármánova vírová řada), definujeme jako schopnost jednotlivých vírů (vychýlených z jakýchkoliv příčin z jejich původní polohy) zůstat v blízkosti této původní polohy. Prostředky teoretické hydromechaniky von Kármán odvodil podmínku takto definované stability jako:

$$\frac{h}{l} = 0,2806, \quad (3.3.2)$$

kde  $h$  je příčná vzdálenost řad vírů a  $l$  představuje vzdálenost dvou sousedních vírů v jedné řadě. Přitom i při jejím splnění může nestabilní pohyb vzniknout [47]. Tato podmínka (3.2.2) spíše určuje jedinečné uspořádání vírů, při kterém (na rozdíl od uspořádání jiných), je systém schopen malou (nikoliv velkou) nestabilitu utlumit.

Velikost Strouhalova čísla v praxi určuje řada parametrů, z nichž jednu skupinu tvoří ty, které určují vírovou řadu ideálního dvourozměrného případu s časově stálými okrajovými podmínkami, druhou skupinu tvoří ty parametry, které zachycují vliv

odchylek od ideální představy, tj. vliv trojrozměrnosti proudění a časově proměnných okrajových podmínek. Do první skupiny patří především vliv mezních vrstev a vliv geometrie odtokové hrany. Do skupiny druhé patří vliv stěn měřicího prostoru, vliv poměru tloušťky odtokové hrany ku její délce (štíhlost odtokové hrany), pulsace v nabíhajícímu proudě, chvění odtokové hrany a celého měřicího prostoru atd.



**Obrázek 105:** Struktura úplavu za oscilujícím profilem pro různé hodnoty bezrozměrového parametru  $kh$  (3.3.3), výsledky experimentální studie [50].

Schéma supersonické struktury proudě v oblasti odtokové hrany je na Obrázku 44 (spolu s popisem) v odstavci 3.2.4. V transsonické oblasti se vírové řady vyvíjejí za spolupůsobení dvou oddělených smykových vrstev a obvykle nejsou běžným případem von Kármánových řad. Často vznikají souběžně dva víry - je to častější případ než vznikání vírů v časově střídavém sledu. Bývají pozorovány i jiné způsoby, kdy například odplouvají z obou stran profilu víry ve dvojicích. Možné jsou při transsonických rychlostech i přechodové stavy, při kterých jsou vírové řady smíšeny s obvyklým prouděním v úplavu bez přítomnosti koherentních struktur. Nastane-li situace podobná stavu proudového pole na Obrázku 110, je třeba vzít v úvahu, že tato zvláštní situace ovlivňuje polohu rázové vlny, zatížení profilu a dynamiku proudového pole.

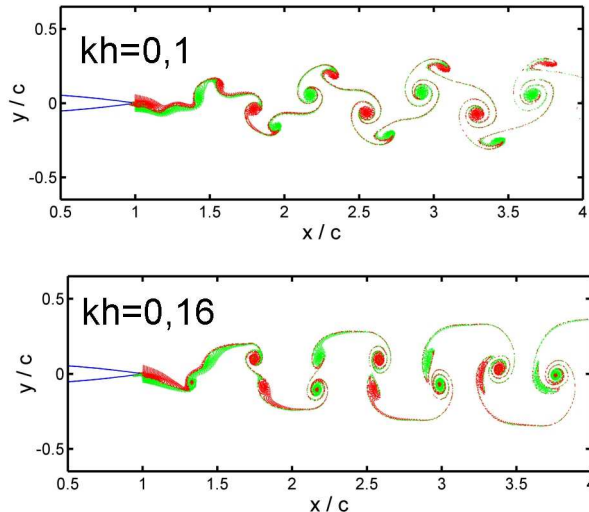
Synchronizace vírů, které vznikají za odtokovou hranou, byla zkoumána řadou autorů, povětšinou přístupem, kdy jsou sledovány děje v úplavu za kmitajícím profilem v závislosti na bezrozměrném parametru  $kh$ ,

vycházejícím ze Strouhalova čísla, respektujícího pohyb bodu odtržení, který je definován jako:

$$kh = \frac{2\pi fL}{V}, \quad (3.3.3)$$

kde  $f$  je frekvence kmitání tělesa,  $L$  amplituda kmitu a  $V$  rychlost proudění tekutiny před tělesem. Jak experimenty, tak i numerické simulace potvrdily možnosti vzniku řady jednoduchých i velmi složitých konfigurací vírových struktur za odtokovou hranou [49]. Na Obrázku 105 je zaznamenán příklad výsledku experimentální práce (Williamson a Roshko [50]), zajímavé jsou i výsledky numerických simulací (Young a Lai [51] na Obr. 106.

Všechny složité případy nestability vírové řady, které vznikají při transsonickém obtékání lze jen stěží vysvětlit užitím obvyklé teorie stability [49]. Účinným podnětem pro vyvolání nestability při odplývání vírů jsou obvykle pouze poruchy přicházející z volného proudu. Při rychlostech blízko rychlosti zvuku pozorujeme zmenšování

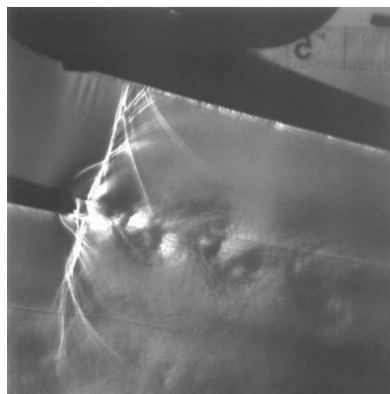


**Obrázek 106:** Struktura úplavu za oscilujícím profilem pro dvě hodnoty bezrozměrového parametru  $kh$  (3.3.3) - výsledky numerické simulace [51].

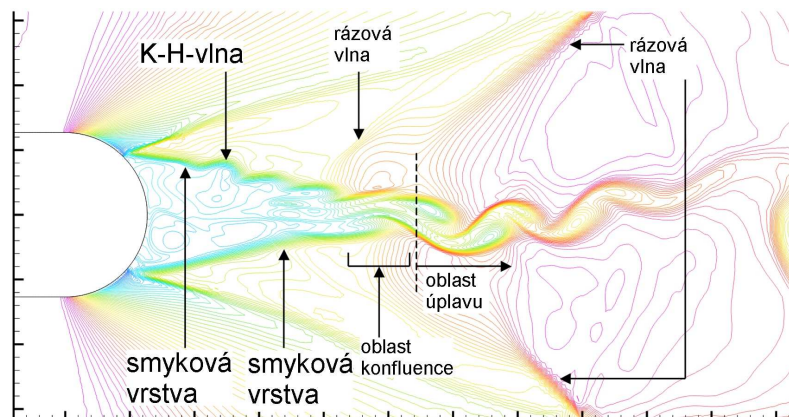
okrajových vzdáleností mezi vznikajícími víry, s důsledkem v podobě poměrně úzkého úplavu za rázovou vlnou (Obr. 107). Stabilní poloha rázové vlny a slabých poruch zabraňuje ovlivňování blízkého úplavu nesymetrickými tlakovými poruchami, které by se pohybovaly proti proudu a zmenšovaly stabilitu vznikající vírové stezky. Je ovšem možné, že významné nestability volné smykové vrstvy se rozšiřují po proudu pomocí Kelvinova- Helmholtzova mechanismu z oblasti blízkého úplavu. Tato možnost byla ukázána výpočtem [52], který využil časově přesnou Eulerovu metodu, příklad výsledku této simulace je na Obrázku 108.

rozměru odtokové hrany (tj. geometrický rozměr  $d$ , zvětšený o pošinovací tloušťky mezní vrstvy na podtlakové a přetlakové straně profilu). Problematická je v

V praxi je nutno při úvahách o vhodných podmínkách vzniku vírových řad za odtokovou hranou uvažovat vždy efektivní hodnotu



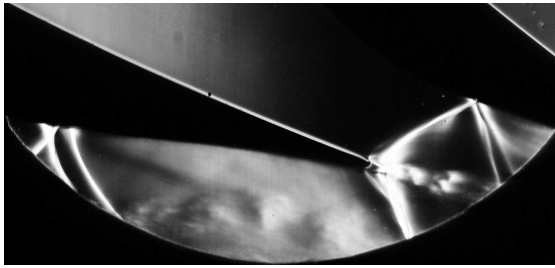
**Obrázek 107:** Von Kármánova vírová stezka při  $M_2 = 0,97$ , šlívová metoda [49].



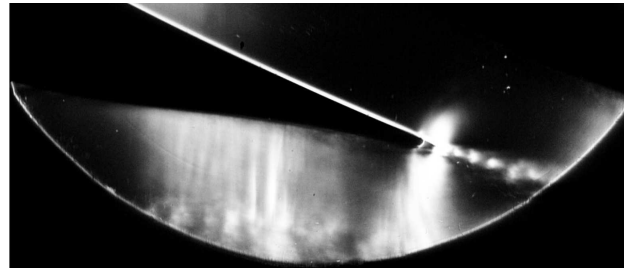
**Obrázek 108:** Nestacionární proudové pole s nestabilní vírovou stezkou za odtokovou hranou – isochory, numerická simulace [51].

experimentu též přesná identifikace jednotlivých vírů a jejich středů. Veliký vliv na hodnotu Strouhalova čísla má při experimentu i vzdálenost bočních stěn [48]. Nabízí se srovnání zjištěných hodnot Strouhalova čísla s hodnotami, které pro obtékání rovné desky s tupou odtokovou hranou reálně naměřili Vlček a Maršík [48]. Strouhalova čísla, jimi zjištěná, se pohybovala (v závislosti na rychlosti a frekvenci) v

intervalu  $0,1 < Sh < 0,4$  a měření pokrývala oblast rychlostí od hodnot subsonických až po hodnoty transsonické ( $M_{MAX} = 1,3$ ). Je jisté, že soustavy vírových řad, které vznikají za odtokovými hranami profilových či lopatkových mříží, představují

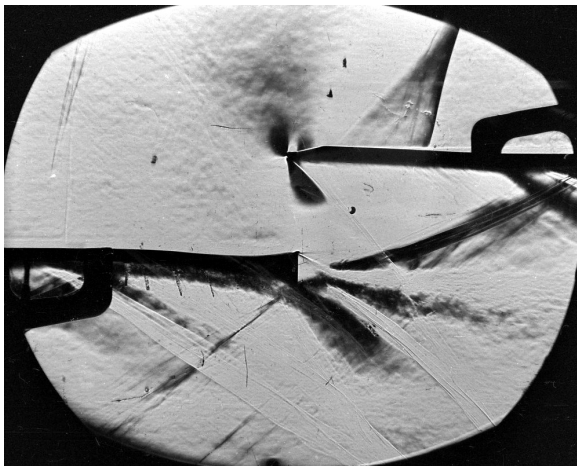


Obrázek 109: Ukázka okamžitého stavu proudového pole při rychlosti  $M_2 = 1,037$ , šlírová metoda, radiální rozváděcí mříž [A17].

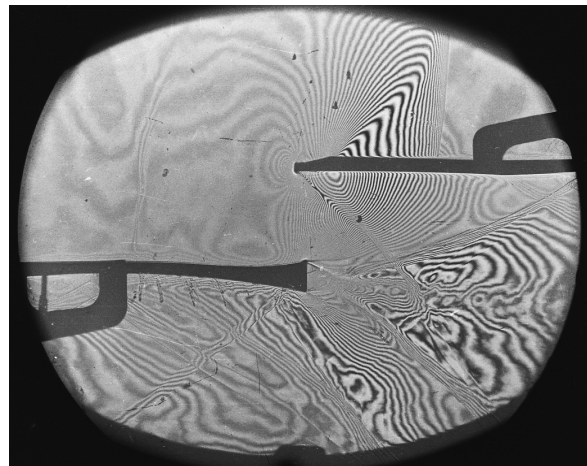


Obrázek 110: Soustava kolmých rázových vln mezi lopatkou a úplavem za sousední lopatkou při rychlosti  $M_2 = 0,913$ , šlírová metoda, radiální rozváděcí mříž [A17].

nestabilní zdroj nestacionarit v proudovém poli v systému, který je na okrajích definován stabilními stacionárními podmínkami [A17]. Z pozorování je zřejmé, že při určitých geometrických parametrech zkoumané mříže může docházet v mezilopatkovém kanále až ke vzniku takových stavů s vírovou řadou, kdy řada zasahuje výrazně do výstupní části sousedícího kanálu (Obrázek 109) [A17]. Časté je velmi osobité utváření tvaru kanálu mezi úplavem, formovaným vírovou stezkou, a sousední lopatkou. Tím může dojít i k posunutí aerodynamického hrdla mimo hrdlo geometrické do oblasti za odtokovou hranou - k ucpání poté dochází v místě mezi úplavem a podtlakovou stranou sousední lopatky (Obrázek 110). V transsonické oblasti existuje reálné nebezpečí vzniku vírové stezky za tupou odtokovou hranou samobuzenými oscilacemi transsonického proudu (například problematika nerozeběhnutého supersonického proudění).

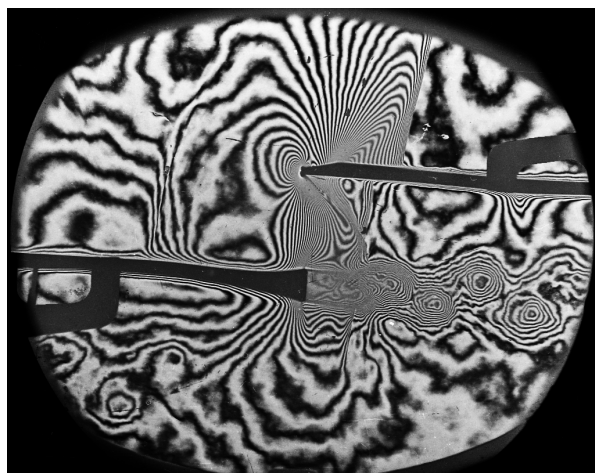


Obrázek 111: Proudění v profilové mříži s netradičně navrženým profilem pro špičku dlouhé lopatky, oblast návrhového bodu, šlírová metoda,  $\iota = 0^\circ$ ,  $M_{2is} = 1,68$ .

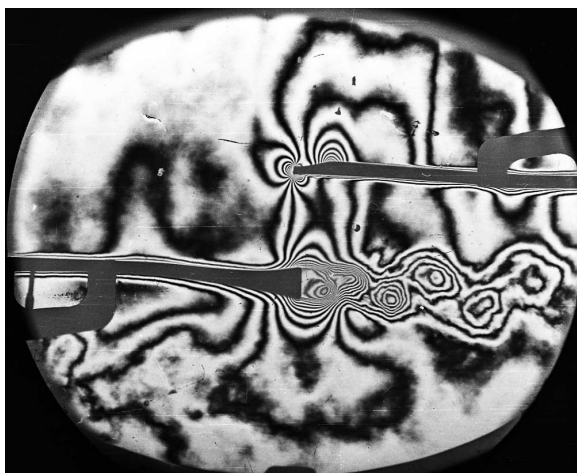


Obrázek 112: Proudění v profilové mříži s netradičně navrženým profilem pro špičku dlouhé lopatky, oblast návrhového bodu, interferogram,  $\iota = 0^\circ$ ,  $M_{2is} = 1,68$ .

Při návrhu turbínových profilů je problematice vzniku vírových řad za odtokovou hranou věnována vždy značná pozornost. Obecně platí, že je potřeba se



*Obrázek 113: Proudění v profilové mříži s netradičně navrženým profilem pro špičku dlouhé lopatky, nenávrhový stav, interferogram,  $\iota = -2^\circ$ ,  $M_{2is} = 0,912$ .*

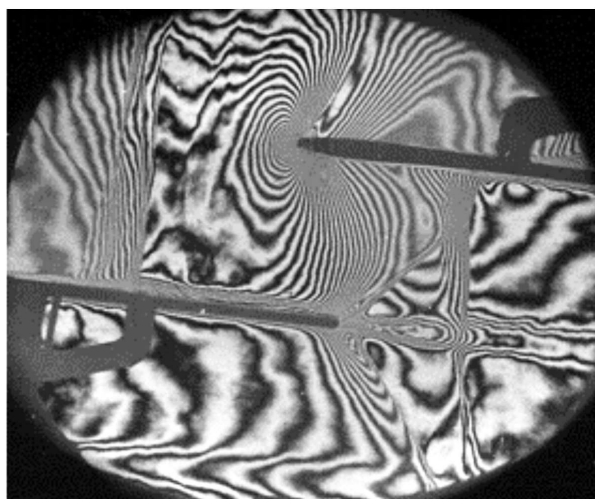


*Obrázek 114: Proudění v profilové mříži s netradičně navrženým profilem pro špičku dlouhé lopatky, nenávrhový stav, interferogram,  $\iota = -2^\circ$ ,  $M_{2is} = 0,566$ .*

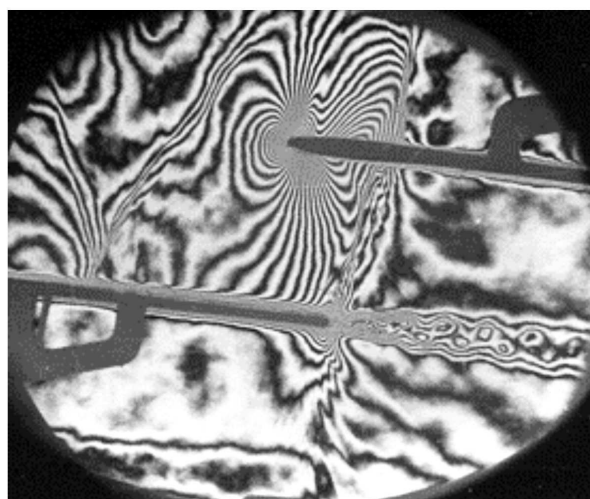
v návrhovém bodě vyhnout takovým podmínkám na odtokové hraně, které by vznik a rozvoj vírových stezek umožňovaly. Dynamické účinky tlakových oscilací na lopatku, které jsou vyvolány vírovými stezkami, jsou závažným problémem pro chod stroje i pro jeho životnost. Rovněž ztráty jsou přímo ovlivněny odplouváním vírů, neboť během tohoto procesu dochází ke změnám tlaku na dno v recirkulační oblasti [52]. Problém vírových řad se obvykle posouvá do oblasti problematiky provozování dlouhých lopatek při nenávrhových stavech. I tam je třeba obezřetnosti.

Příkladem může být supersonický profil s extrémně tvarovanou odtokovou hranou, navržený pro špičku dlouhé oběžné lopatky, který v okolí návrhového bodu vykazoval velmi dobré vlastnosti. V nenávrhových stavech ovšem docházelo k propagaci takových vírových stezek, že při experimentu došlo ke složení dynamických sil, způsobených vírovou řadou s aerodynamickým zatížením profilu. Důsledkem byla destrukce měřeného modelu [53]. Snímky proudového pole na Obr. 111 a Obr. 112 ukazují situaci v oblasti návrhového bodu profilu. Jak z interferogramu, tak i ze šlírového snímku nelze potvrdit přítomnost výrazných a stabilních vírových struktur. Při mírně záporných úhlech náběhu a vyšších protitlacích nastávají ale vhodné podmínky pro rozvoj vírových řad. Ty jsou vzhledem k netypickému tvaru odtokové hrany rovněž netypické a vyvolanými dynamickými účinky ohrožují soudržnost celého modelu profilové mříže (viz vírové stezky na interferogramech na Obr. 113 a Obr. 114).

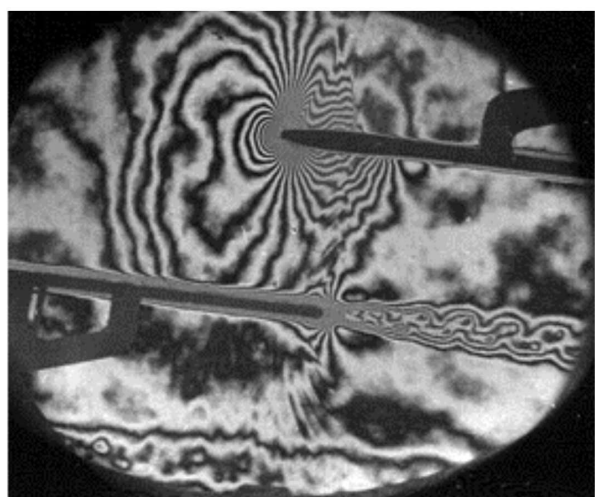
V souladu s popsanou teorií o vzniku vírových struktur identifikujeme při měření jejich vznik v případě vhodných geometrických podmínek na odtokové hraně obvykle při protitlacích za mříží, které odpovídají oblasti Machova čísla  $M_{2is} \sim < 1,1$ . Problematika vírových stezek je zvláště závažná u špičkových částí dlouhých oběžných lopatek, profilování má obvykle poměrně tlustou odtokovou hranu a je málo tuhé. Geometricky jsou špičkové řezy oběžných kol tak uspořádány, že mají veliký úhel ustavení profilů v mříži a velkou poměrnou rozteč. Dochází tudíž k situaci, že úplav za odtokovou hranou jedné lopatky odplouvá prakticky podél celé



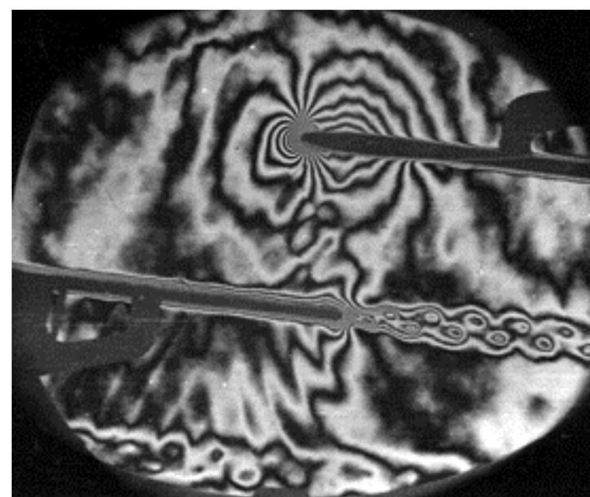
a)  $M_{2is} = 1,105$ ,  $Re = 6,79 \cdot 10^4$



b)  $M_{2is} = 0,920$ ,  $Re = 6,60 \cdot 10^4$



c)  $M_{2is} = 0,825$ ,  $Re = 6,36 \cdot 10^4$

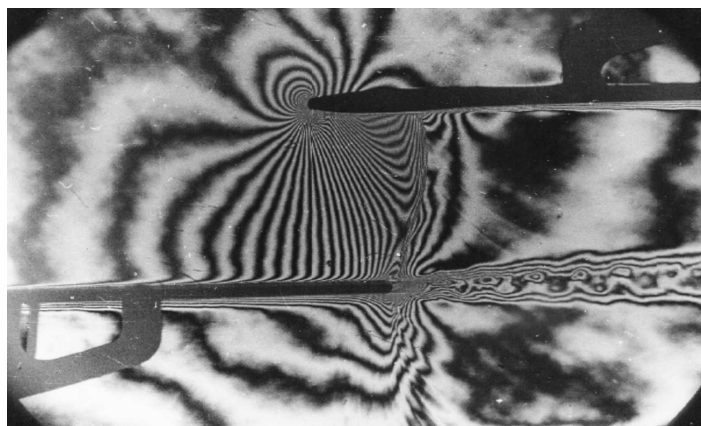


d)  $M_{2is} = 0,655$ ,  $Re = 5,51 \cdot 10^4$

**Obrázek 115:** Různé formy úplavu a vírových stezek za profilem špičkového řezu lopatky Škoda 1080mm (nenávrhové stavy proudění [53]).

podtlakové strany sousedícího profilu a dochází k utváření virtuálního mezilopatkového kanálu mezi podtlakovou stranou a smykovou vrstvou ohraničující úplav (podobně jako v případě na obrázcích Obr.109 a Obr.110, kde je tento efekt pozorován u kruhové radiální mříže). Rozložení tlaku u podtlakové strany je ovlivněno efektivním tvarem smykové vrstvy ohraničující úplav. Ten se cyklicky proměňuje, jak odplouvají jednotlivé víry stabilní vírové stezky (či dokonce jak vírová řada cyklicky vzniká a zase zaniká v případě její nestability). Vzniká tedy na profilu přídavné dynamické namáhání u podtlakové strany, jehož důsledkem jsou s určitostí problémy spojené s životností celého stroje a jeho klidným chodem. Závažnost celé problematiky si uvědomíme při úvahách o nenávrhových stavech, při kterých je turbína provozována (ať při jejím rozbíhání nebo doběhu), případně při regulaci jejího výkonu. Čtyři případy nenávrhového stavu proudového pole v modelu špičky oběžné lopatky Škoda 1080mm, která byla použita v turbíně Jaderné elektrárny v Temelíně jsou na Obrázku 115. Pozorujeme v závislosti na Reynoldsově čísle  $Re$  a na výstupním Machově isoentropickém čísle  $M_{2is}$  proměny struktury úplavu a celého proudového pole. Je zajímavé srovnávat různé formy vírových stezek na obrázcích

b) až d) s pozorováním a popisem jednotlivých módů, které jsou např. v [49], [50] a [51] - viz Obr. 105 a Obr. 106. Pěknou poněkud nesymetrickou vírovou řadu

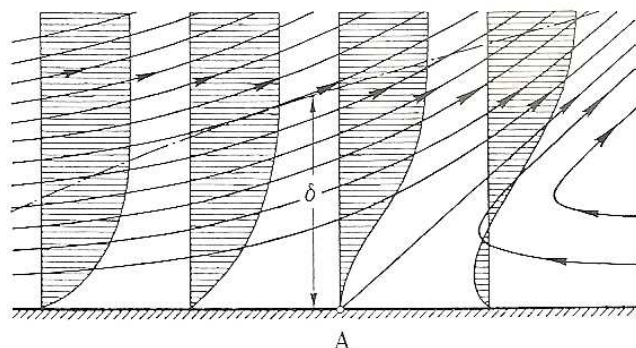


**Obrázek 116:** Nesymetrická vírová stezka,  $M_{2is} = 0,907$ ,  $Re = 6,57 \cdot 10^4$  [53].

ohraničenou nestejně silnou smykovou vrstvou vidíme za profilem s tupou odtokovou hranou na Obrázku 116. Jde zřejmě o důsledek aerodynamických poměrů před odtokovou hranou. Podstatně silnější tloušťka mezní vrstvy na podtlakové straně profilu před odtokovou hranou vyúsťuje ve změnu efektivního tvaru odtokové hrany a podmínek v blízkém úplavu (za spolupůsobení tlakových poruch), takže vznikne pozorovaná asymetrie.

### 3.4 Odtržení proudu v lopatkových mřížích oběžného kola posledního stupně

Odtržení proudu je závažným důsledkem nejen nepříznivých úhlů vstupního proudu a vysokých tlaků za mezilopatkovým kanálem, ale i transsonické interakce rázové vlny s mezní vrstvou.



**Obrázek 117:** Odtržení mezní vrstvy v blízkosti místa odtržení (bod A) [54].

Vlastní fyzikální příčinu vzniku odtržení proudu spatřujeme obvykle především v nepříznivém tlakovém gradientu na povrchu obtékaného povrchu. Nebezpečí odtržení vzrůstá v přímé úměře se strmostí nárůstu tlaku. Průběh proudnic v okolí místa odtržení spolu s proměnou rychlostního profilu v mezní vrstvě je ve schématu na Obrázku 117. V důsledku zpětného proudění u stěny dochází k výraznému nárůstu tloušťky mezní vrstvy a s ním spojeným odvodem

hmoty z mezní vrstvy do vnějšího proudu. V bodě odtržení opouští proudnice pod jistým úhlem stěny. Poloha místa odtržení je dána podmínkou, že gradient rychlosti kolmo ke stěně je zde nulový, což znamená, že zde je nulové i třecí napětí:

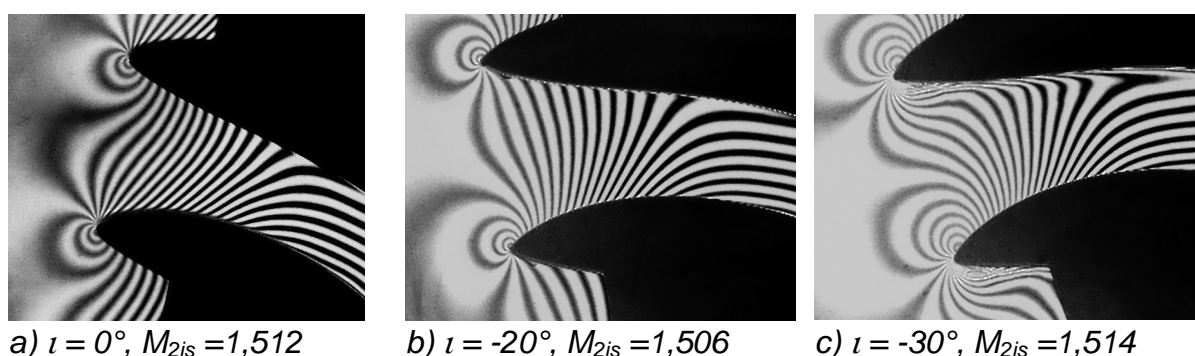
$$\tau_w = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_w = 0. \quad (3.4.1)$$

Tento přístup, který není při popisu mechanismu vzniku odtržení komplikován přítomností transsonických struktur, se v profilových mřížích posledního stupně uplatňuje především v oblasti náběžných hran profilu, kde je nízká subsonická rychlost nabíhajícího proudu. Tedy zejména ve spodní polovině lopatky. Při kladných úhlech náběhu vzniká na podtlakové straně profilu za náběžnou hranou podtlaková špička, následovaná záhy poklesem rychlosti (tedy nárůstem tlaku). Zde dochází ke



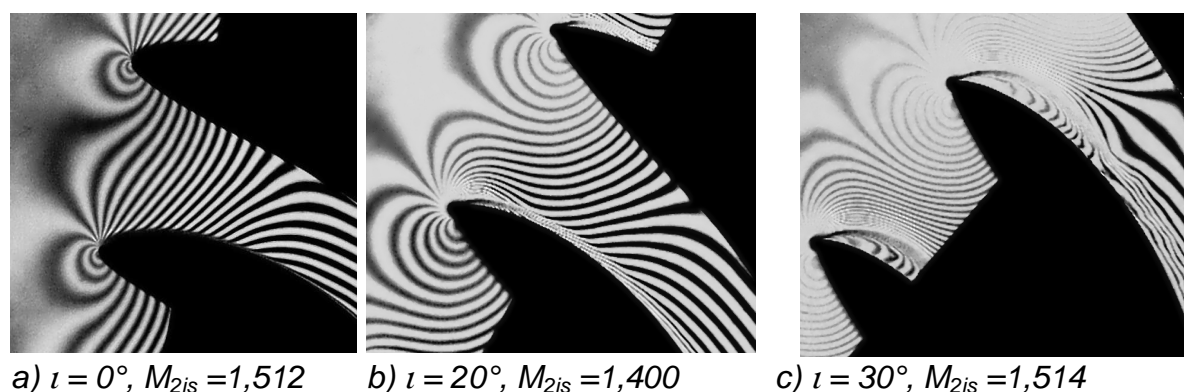
vzniku odtržení. Dále po proudu může dojít díky příznivým tlakovým gradientům k narovnání proudnic a zpětnému přimknutí mezní vrstvy a proudu. Hovoříme pak o uzavřené oblasti odtržení. U turbínových profilových mříží má odtržení na náběžné hraně většinou právě charakter lokálního odtržení. Podobně je tomu i při záporných úhlech náběhu, kdy vzniká oblast odtržení na opačné straně, na straně přetlakové. Náchylnost ku vzniku odtržení proudu za podzvukově obtékanou náběžnou hranou se proměňuje směrem od patního řezu. Jestliže v patních mřížích je typickým jevem odtržení na podtlakové straně, pak v řezech okolo středu listu se náchylnější k odtržení stává i strana přetlaková.

Kompaktnost patního řezu, spočívající především v tvaru profilů a jejich hustoty (malé hodnoty poměrné rozteče) a charakteru rychlostního pole v mříži, je příčinou obvykle velmi rozsáhlé oblasti vstupních úhlů proudu, které zaručují provoz bez vzniku výrazné oblasti odtržení. Pozorujeme obvykle pouze odtržení na podtlakové straně profilu, přetlaková strana patních řezů bývá vůči jeho vzniku odolnější.



*Obrázek 118: Patní řez dlouhé oběžné lopatky, vývoj proudového pole u podtlakové strany při změně úhlu náběhu  $\iota$  z nominální hodnoty směrem do záporných hodnot, interferogramy [A5].*

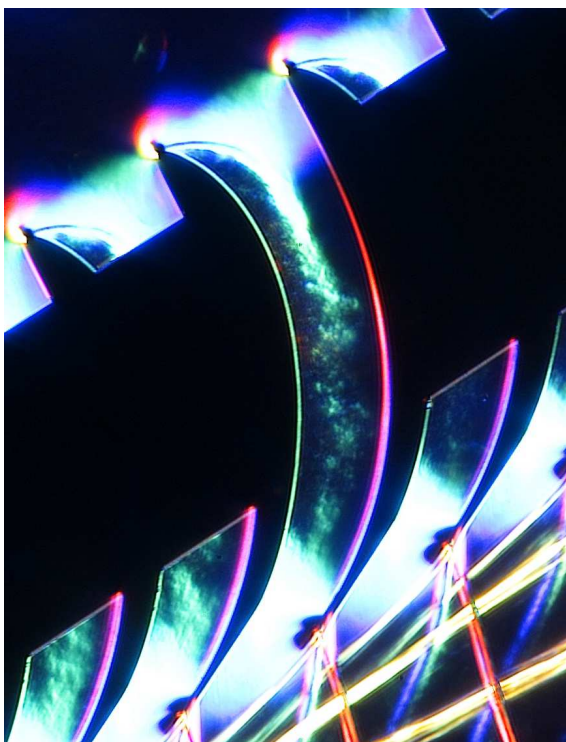
Například patní řez, představující jednu z variant pro lopatku Škoda 1375mm, není dle výsledků experimentu náchylný k odtržení proudu v rozsahu měřených úhlů



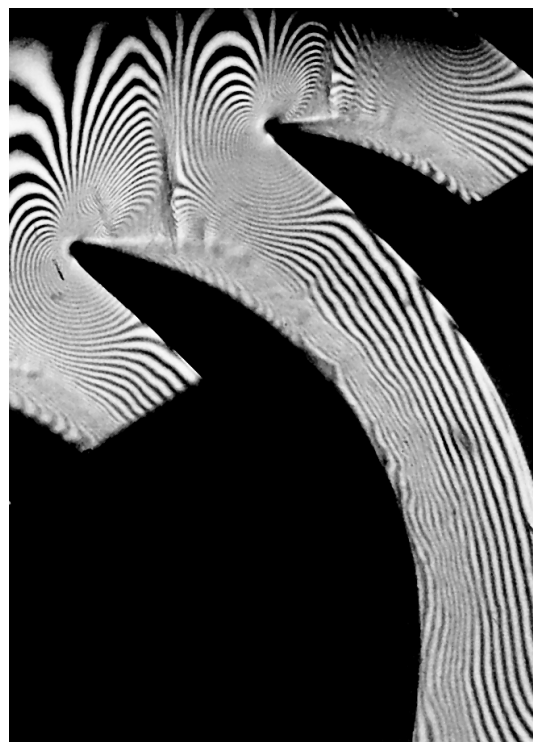
*Obrázek 119: Patní řez dlouhé oběžné lopatky, vývoj proudového pole u přetlakové strany při změně úhlu náběhu  $\iota$  z nominální hodnoty směrem do kladných hodnot, interferogramy [A5].*

náběhu  $-30^\circ < \iota < +20^\circ$ . Pouze při extrémní hodnotě kladného úhlu náběhu ( $\iota = +30^\circ$ )

dochází ke vzniku uzavřené separační oblasti, bod přimknutí je v poloze cca 30% osově hloubky měřené profilové mříže. Závislost odtržení a jeho rozsahu za náběžnou hranou na protitlaku za mříží nebyla pozorována vůbec.



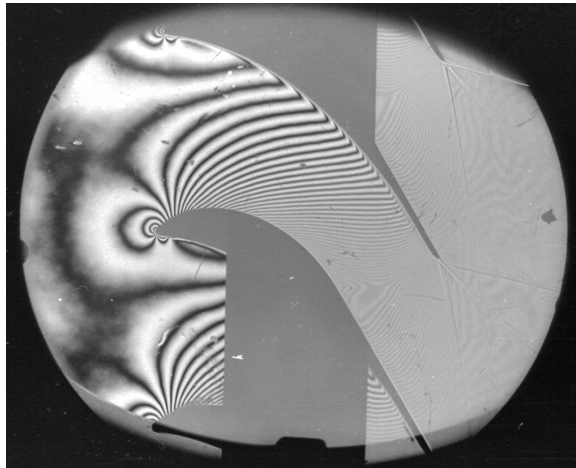
*Obrázek 120: Patní řez dlouhé oběžné lopatky, rozsáhlá oblast odtržení na podtlakové straně,  $\alpha = 34^\circ$ ,  $M_{2is} = 1,698$ , barevná šlírová metoda [A6].*



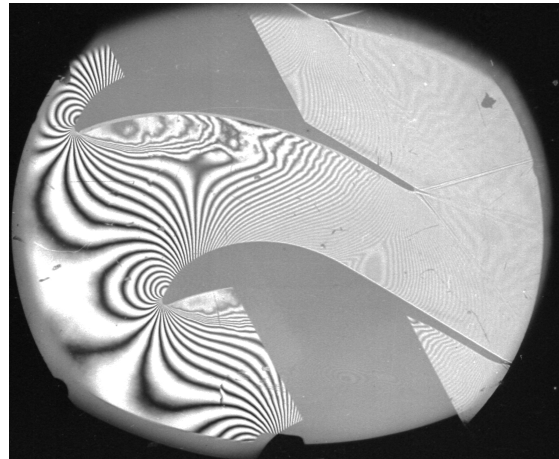
*Obrázek 121: Odtržení proudu na podtlakové straně patního profilu s přítomností rázových vln,  $\alpha = 30^\circ$ ,  $M_{2is} = 1,392$ , interferogram [A27].*

Na interferogramech v Obrázku 118 pozorujeme vývoj proudového pole u podtlakové strany profilu při zvětšování hodnoty úhlu náběhu. Bod zbrzdění se postupně posouvá na podtlakovou stranu profilu. Až při úhlu náběhu  $\alpha = -30^\circ$  je na přetlakové straně patrná pod náběžnou hranou oblast tzv. podtlakové špičky, která přechází v krátkou stagnační oblast s následnou expansí. Důsledkem je poměrně tlustá mezní vrstva na přetlakové straně, Proudění je ale stále bez odtržení.

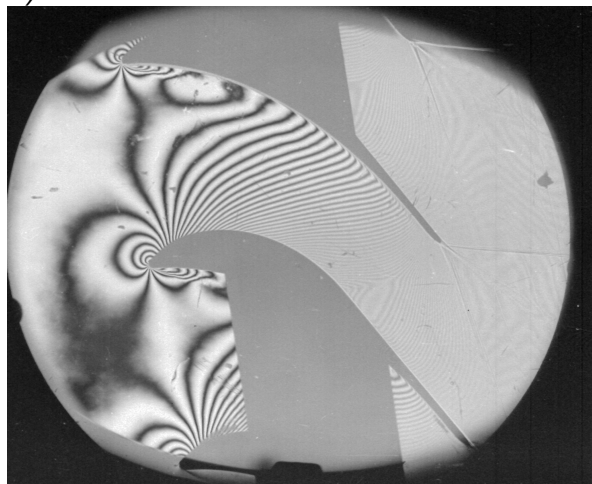
Při kladných změnách úhlu náběhu (Obr.119) vzniká při vyšších hodnotách úhlu náběhu za náběžnou hranou na podtlakové straně podtlaková špička. Nepříznivý tlakový gradient za touto špičkou vede k nárůstu tloušťky mezní vrstvy na profilu. Při úhlu náběhu  $\alpha = +30^\circ$  pozorujeme již uzavřenou oblast odtržení. Při dalším zvyšování úhlu náběhu se oblast odtržení rozšiřuje směrem k odtokové hraně. To dobře vidíme na Obrázku 120, který byl pořízený v jiné variantě patního řezu barevnou šlírovou metodou při úhlu náběhu  $\alpha = +34^\circ$  [14]. Rozsah odtržení zde doposud není takový, že by došlo k posunutí polohy zvukového hrdla do oblasti mezi smykovou vrstvou ohraničující odtržení a přetlakovou stranou sousedícího profilu. Šlírový obrázek dobře ukazuje složitou strukturu zavířeného turbulentního proudového pole za místem přimknutí, která zaujímá podstatnou část mezilopátkového kanálu. V závislosti na geometrii patního řezu může dojít při velkých kladných odchylkách úhlu náběhu k extrémním situacím, kdy odtržení zaujímá tak významnou část mezilopátkového kanálu, že dochází k posunu zvukového hrdla proti proudu do vstupní části profilové mříže a místnímu dramatickému nárůstu rychlosti



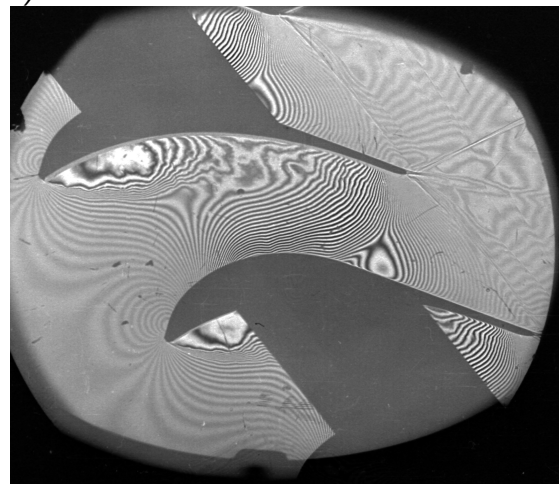
a)  $\alpha = -20^\circ$



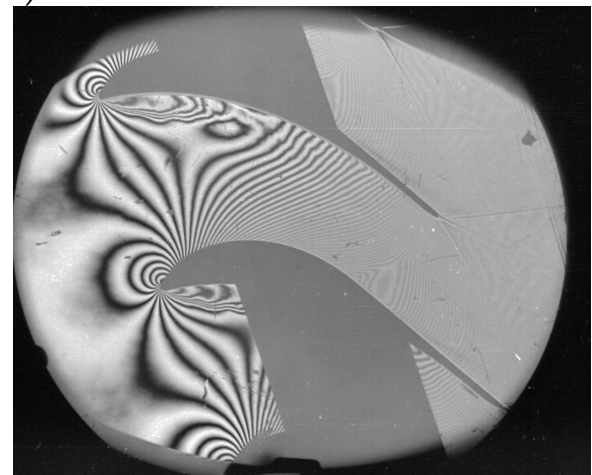
d)  $\alpha = -50^\circ$



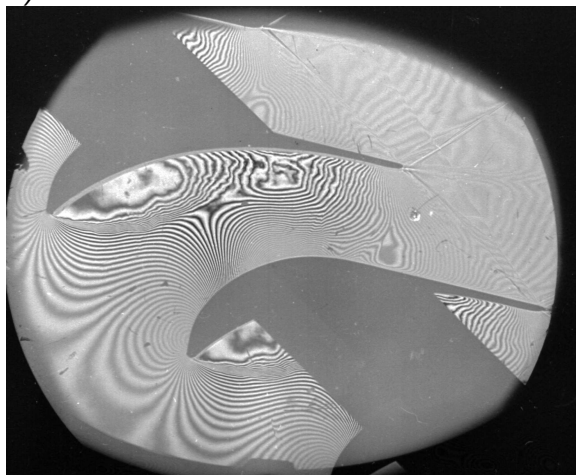
b)  $\alpha = -30^\circ$



e)  $\alpha = -60^\circ$



c)  $\alpha = -40^\circ$



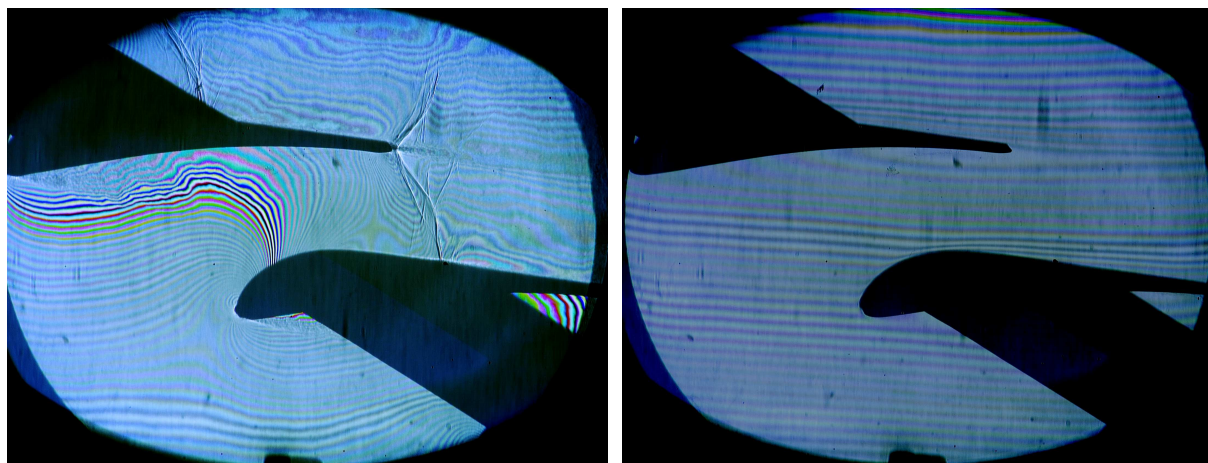
f)  $\alpha = -67^\circ$

**Obrázek 122:** Vývoj odtržení u přetlakové strany profilu v řezu 320mm od paty lopatky Škoda 1080mm (etalon SE1050),  $M_{2is} \sim 1,5$ , interferogramy [A14].

ve vstupním průřezu. Vstupní rychlost ze při úhlu náběhu  $\alpha = 30^\circ$  pohybuje okolo hodnoty  $M_1 = 0,8$  (při jmenovitém vstupním úhlu při aerodynamickém ucpání mezilopátkového kanálu to je  $M_1 = 0,4$ ). Mezi smykovou vrstvou na hranici odtržení a přetlakovou stranou vedlejšího profilu pozorujeme za hrdlem, vysunutým do vstupu

mříže, typický jev střídavých kompresních vln a expansních oblastí, nazývaný některými autory pseudorázovou vlnou [11] (Obr. 121).

Je rovněž nutné mít stále na paměti (mimo jiné se zřetelem na snahy numerických simulací proudění s odtržením), že tlustá smyková vrstva, která ohraničuje oblast odtržení, se projevuje do určité míry jako proměnlivá, nestacionární struktura. Podobně problematické chování pozorujeme u bodu opětovného přimknutí, jehož přesná poloha je vždy nejistá a navíc nestacionární.



a) interferenční obraz proudového pole

b) referenční interferenční obraz (za klidu)

**Obrázek 123:** Odtržení u přetlakové strany profilu ve středním řezu lopatky Škoda 1220mm, nenávrhové podmínky:  $\iota = -30^\circ$ ,  $M_{2is} = 0,918$ , interferogram (metoda konečné šířky proužku) [A8].

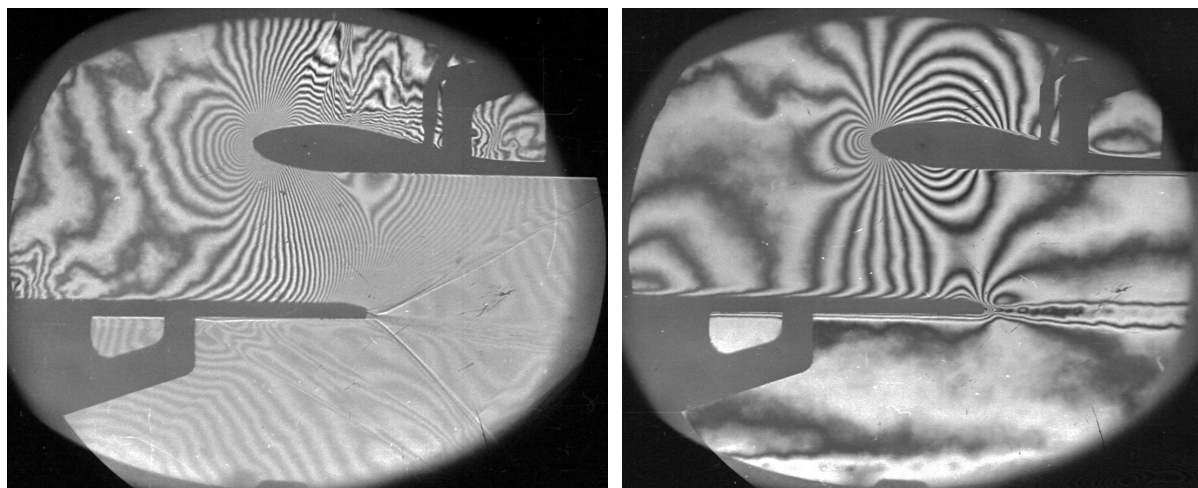
Směrem ke středu lopatky se vlivem rozvějíření zvětšuje plocha mezilopatkového kanálu a mění se poměrně výrazně i tvar profilu lopatky, především dochází ku zmenšování prohnutí střednice a zmenšuje se postupně i plocha profilu. Experimenty ukazují, že k odtržení se zde stávají náchylnějšími vedle podtlakových stran i přetlakové strany profilů (např. [A8], [A14], [A21]). Například řez vzdálený 320mm od paty lopatky Škoda 1080mm (etalonová mříž, někdy označovaná jako SE1050) je náchylný ku odtržení na přetlakové straně již při úhlech náběhu menších než  $\iota = -30^\circ$ . S dalším poklesem úhlu se oblast odtržení postupně rozšiřuje – nejen směrem po proudu, ale zaujímá i stále významnější plochu v mezilopatkovém kanále. Ve sledu intrefrogramů na Obrázku 122 lze pozorovat vývoj této oblasti odtržení v závislosti na změně úhlu náběhu. Při extrémně nízkých hodnotách úhlu náběhu dochází k rozvratu celého proudového pole, zvuková čára se deformuje a posouvá proti proudu směrem ke vstupní části mříže, zajisté se zmenšuje rozměr aerodynamického hrdla a tím klesá i maximum toku hmotnosti, který projde zkoumanou geometrií.

Zároveň ale pozorujeme (podobně jako u patních řezů) i vznik odtržení u podtlakové strany při vyšších kladných hodnotách úhlu náběhu.

Dále po výšce lopatky, v oblasti okolo středního řezu, byla pozorována citlivost vzniku odtržení na úhel náběhu podobná jako u právě popsaného řezu. Pro představu můžeme na Obrázku 123a pozorovat rozsáhlou oblast odtržení na přetlakové straně profilu v mříži modelující střední řez lopatky Škoda 1220mm. Proudové pole je zachyceno při nenávrhovém úhlu náběhu a nenávrhovém výstupním Machově čísle. Použitou interferometrickou metodou byla metoda konečné šířky proužku. Interferenční proužky v tomto případě nejsou čarami

konstantního indexu lomu. K vyhodnocení je nutno mít referenční interferenční obraz proudového pole, pořízený za klidu (Obr.123b). Při používání této metody je nutno používat kvůli identifikaci interferenčního maxima polychromatické světlo.

V horní polovině lopatky se situace postupně mění. Zkušenosti ukazují, že zde platí úměra mezi vzdáleností řezu od špičky a citlivostí proudového pole na změny vstupních a výstupních parametrů. To se týká samozřejmě i citlivosti konkrétního



a)  $\alpha = -6,5^\circ$ ,  $M_{2is} = 1,510$

a)  $\alpha = -6,5^\circ$ ,  $M_{2is} = 0,600$

**Obrázek 124:** Održení u přetlakové strany profilu v řezu lopatky Škoda 1080mm, vzdáleném 800mm od paty lopatky, nenávrhové podmínky, interferogram [A14].

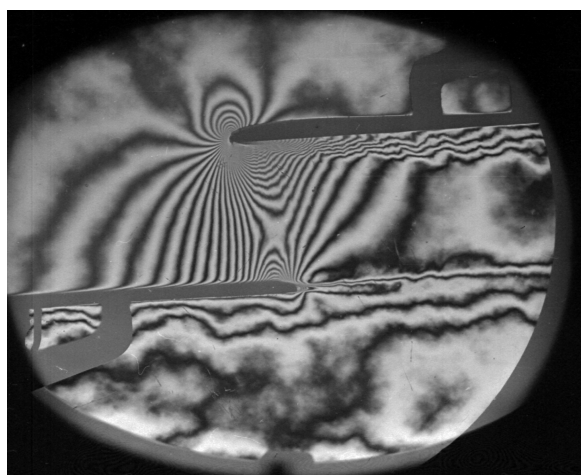
uspořádání na vznik odtržení v blízkosti náběžné hrany.

V experimentálním modelování zde ale vystupuje do popředí jedna významná těžkost, týkající se možnosti volby hodnot nenávrhového vstupního úhlu. Obvykle se lze pohybovat jen ve velmi malé oblasti vstupních úhlů (u špičkových řezů to například bývá většinou interval  $\Delta\alpha \pm 3^\circ$ ). Profily špičkových řezů (a jejich zmenšené modely pro měření) jsou obvykle poměrně velmi tenké. Při výrobě modelu se pohybujeme na hranici možností strojírenské výroby. Jakýkoliv výrazný vzrůst aerodynamické síly na profil může vést k porušení modelu, proto jsme při přetěžovacích experimentech vázáni podmínkou malých hodnot kladných úhlů náběhu. Velikost aerodynamické síly na profily mříže je na špičce lopatky velmi citlivá na úhel náběhu (viz následující kapitola č. 4 - "Aerodynamické tlakové síly působící na vybrané řezy dlouhých oběžných lopatek").

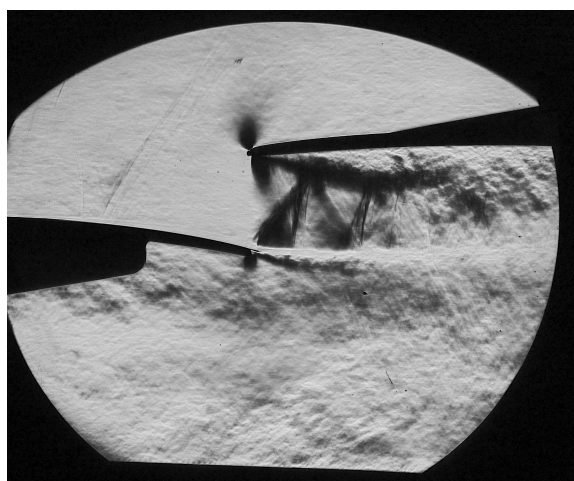
Naopak, i při malých záporných úhlech náběhu, aerodynamická síla dramaticky klesá, často se setkáváme i s její inverzí. Při záporných úhlech náběhu ale dochází k rozvoji nestacionárních dějů v proudovém poli. To je dáno především tím, že vstupní rychlost je v oblasti špičky velmi vysoká (těsně pod rychlostí zvuku nebo i nadzvuková). Záporné úhly náběhu její velikost ještě zvětšují a často se dostáváme do situace vzniku nerozbežnutého supersonického proudění. Jeho důsledkem jsou oscilace aerodynamické síly, které mohou měřené modely poškodit. Také vznik vírových řad a dalších nestacionárních jevů zde nelze podcenit (viz odst. 3.3).

Z výše popsaných důvodů máme jen velmi málo údajů o odtržení v oblasti náběžné hrany v řezech horní třetiny oběžné lopatky, zapříčiněných změnou úhlu náběhu. Ale, zejména u profilů s opačně prohnutou střednicí pozorujeme odtržení na podtlakové, konkávní (!) straně při nenávrhovém subsonickém provozu (tzn. při vysokém protitlaku).

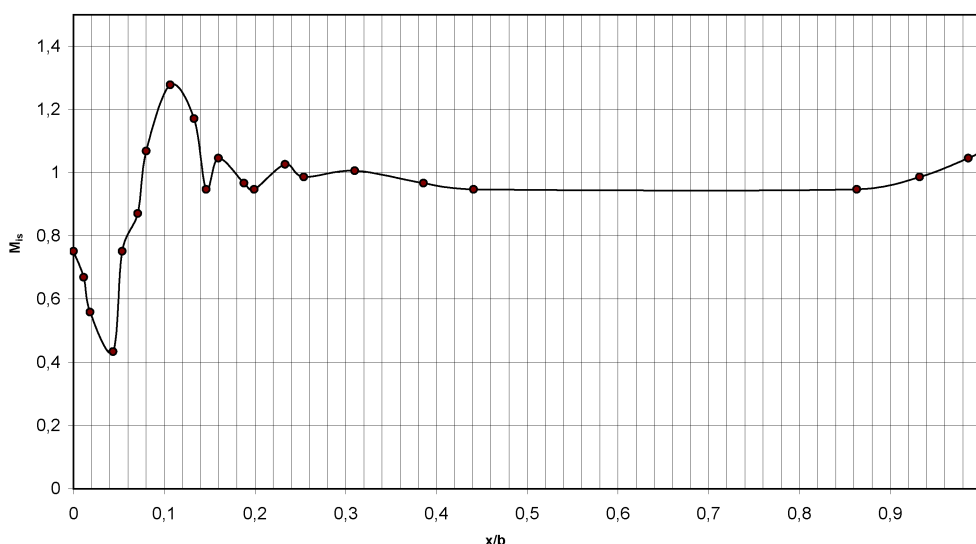
Řez lopatkou Škoda 1080 mm ve vzdálenosti 800 mm od paty byl měřen Šafaříkem [32] v rozmezí úhlu náběhu  $-6,5^\circ \leq \iota \leq 5^\circ$ . Profil má tlustou tvarovanou náběžnou část, která přechází přibližně v polovině hloubky profilu v tenký, přibližně



a) špičkový řez lopatky Škoda 1080mm,  $\iota = 4^\circ$ ,  $M_{2is} = 0,705$ , interferogram [A14]



b) špičkový řez lopatky Škoda 1375mm,  $\iota = 0^\circ$ ,  $M_1 = 0,882$ ,  $M_{2is} = 0,899$ , šlířová metoda [A10].



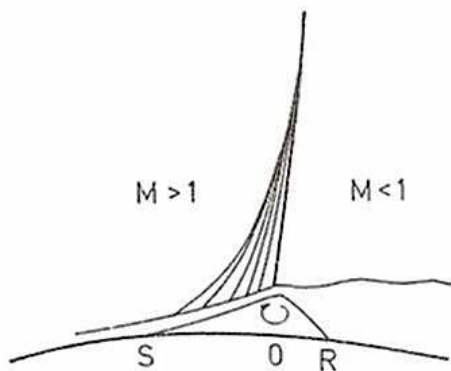
c) průběh isentropického Machova čísla na hranici odtržení u podtlakové strany profilu na Obrázku 125b [A10].

**Obrázek 125:** Příklad subsonického odtrženého proudění na podtlakové straně špičkových řezů dlouhých lopatek.

deskový profil. Pozorujeme vznik uzavřené oblasti odtržení na přetlakové straně profilu při záporném úhlu náběhu  $\iota = -6,5^\circ$ , za místem jeho největší tloušťky (Obr.124a). Vznik tohoto odtržení ovšem souvisí s vysokými hodnotami Machova

čísla na vstupu do modelu a s účinky interakce rázové vlny s mezní vrstvou (viz níže v tomto odstavci). Při subsonických rychlostech nebylo odtržení pozorováno (Obr. 124b), pouze došlo k nárůstu tloušťky mezní vrstvy.

Oproti tomu, v subsonické oblasti často pozorujeme odtržení na podtlakové straně profilů, které mají opačně prohnutou střední čáru profilu (i třeba jen velmi mírně).



*Obrázek 126: Schéma turbulentní transsonické interakce se vznikem odtržení proudu [11].*

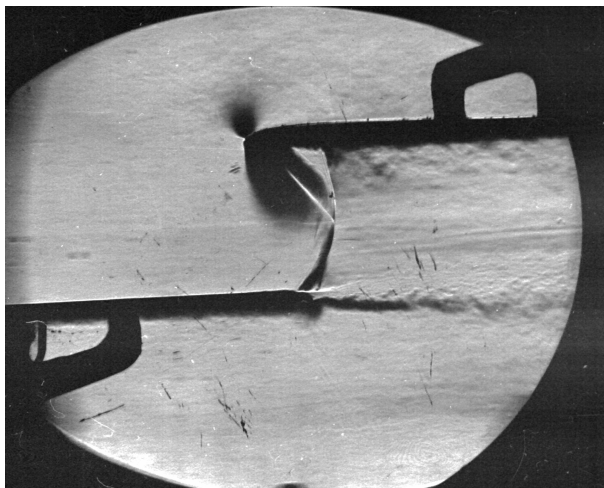
Positivní nárůst tlaku za náběžnou hranou vede ke splnění podmínky (4.1.1) pro odtržení, prakticky nulový gradient tlaku ve výstupní části mříže směrem k výstupní rovině nepodporuje zpětné přimknutí. Příklady je na Obrázku 125a. Obrázek 125b ukazuje rozsáhlé odtržení na náběžné hraně při subsonických podmínkách na vstupu i na výstupu mříže s profilem s výrazněji opačně prohnutou střednicí. Vstupní i výstupní rychlost jsou si prakticky rovny. Zajímavé jsou zde transsonické struktury v nově vytvořeném efektivním kanálu mezi smykovými vrstvami.

Jak pozorujeme, v transsonické oblasti k důvodu vzniku odtržení (4.1.1) přistupují i další hlediska, související s účinky interakce rázové vlny a následným vývojem proudového pole. Základní skutečností pro vznik odtržení v transsonickém proudovém poli je interakce

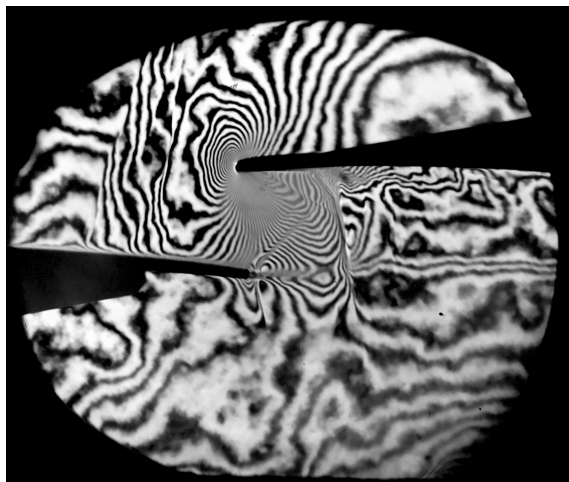
rázové vlny s mezní vrstvou.

Nejprve se zaměříme na osamocený profil. Tato interakce je ve velké většině případů doprovázena právě vznikem odtržení proudu. Rozsah odtržení závisí na řadě skutečností, především na intenzitě rázové vlny a její poloze.

Důležitou okolností je též zakřivení obtékaného profilu v oblasti interakce a charakter a vývoj příslušné mezní vrstvy. Rozsah oblasti odtržení je tedy především dán vzdáleností, na níž pronikají mezní vrstvou proti proudu tlakové poruchy z místa interakce a též vzdáleností, na níž se proudové pole vyrovná s prudkým tlakovým vzrůstem v rázové vlně (hovoříme o tzv. *restituci* tlaku). Vzdálenost, na které dojde k restituci tlaku, jinými slovy znamená vzdálenost, kde tlak v proudovém poli nabude hodnoty odpovídající tlaku v daném místě obtékání bez odtržení – proudnice v těsné blízkosti profilu se vrací na své původní místo, tj. dochází ke zpětnému přimknutí proudu. Rázová vlna, která vzniká na profilu v místě O, vyvolává v mezní vrstvě tlakové poruchy, které pronikají podle své intenzity a charakteru mezní vrstvy proti proudu a způsobují v bodě S odtržení proudu. Současně dojde k deformaci efektivního tvaru povrchu profilu (viz schéma turbulentní interakce s odtržením na Obrázku 126). Na něm vznikají ve vnějším proudu kompresní vlny, které uskutečňují část komprese a tím zmenšují intenzitu terminální rázové vlny. Na intenzitě terminální rázové vlny závisí další vývoj obtékání po proudu za ní. Není-li tak silná, že by převedla proudění do oblasti podzvukových rychlostí, dochází za ní k otáčení proudnic směrem od povrchu (u šikmé rázové vlny se úhel proudu vždy mění směrem k vlně). Proudnice se zhušťují podobně jako v supersonickém difusoru. Jelikož se stěna zakřivuje ve smyslu opačném, dochází k růstu tloušťky oblasti odtržení. Až v okamžiku, kdy tlak dosáhne hodnoty odpovídající rychlosti zvuku, se začnou proudnice opět rozšiřovat. Není-li v té chvíli již odtržení příliš rozvinuté

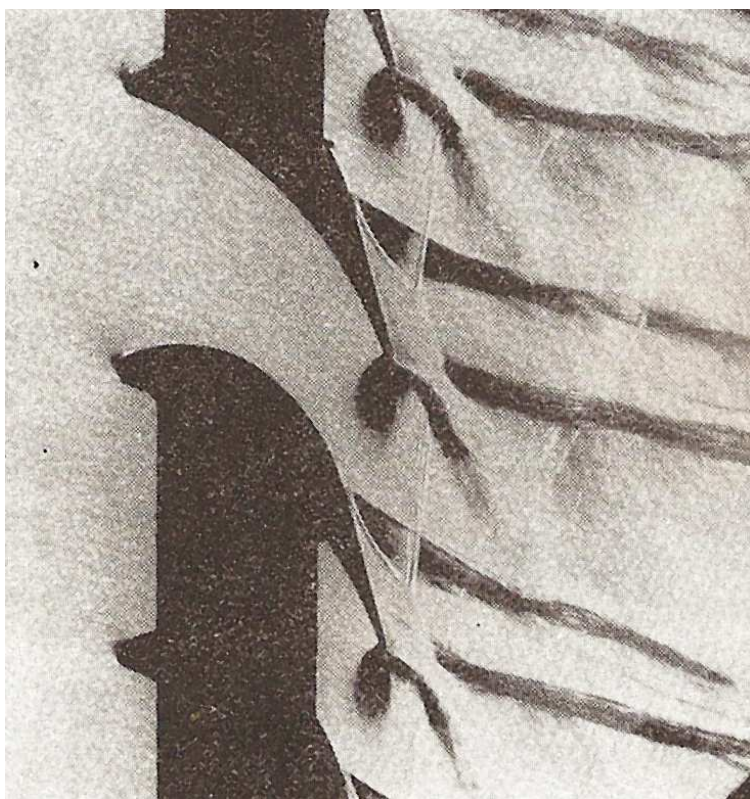


a) špičkový řez lopatky Škoda 1080mm,  $\iota = 4^\circ$ ,  $M_{2is} = 0,885$ , šlírová metoda [A14].



b) studie špičkového řezu lopatky Škoda 1525mm,  $M_1 = 1,155$ ,  $M_{2is} = 1,106$ , inerferogram [A28].

**Obrázek 127:** Příklady transsonického odtrženého proudění na podtlakové straně špičkových řezů dlouhých lopatek.



**Obrázek 128:** Příklad velmi rozsáhlého transsonického odtržení proudu na podtlakové straně u odtokové hrany, šlírová metoda,  $M_{2is} = 1,4$  [11].

a zakřivení povrchu příliš velké, začnou se proudnice postupně znovu přichylovat k povrchu. Tento děj podporuje růst tlaku způsobený míšením ve smykové vrstvě na hranici odtržení, který se zvyšuje současně s tím, jak se smyková vrstva přibližuje zpět ke stěně [11].

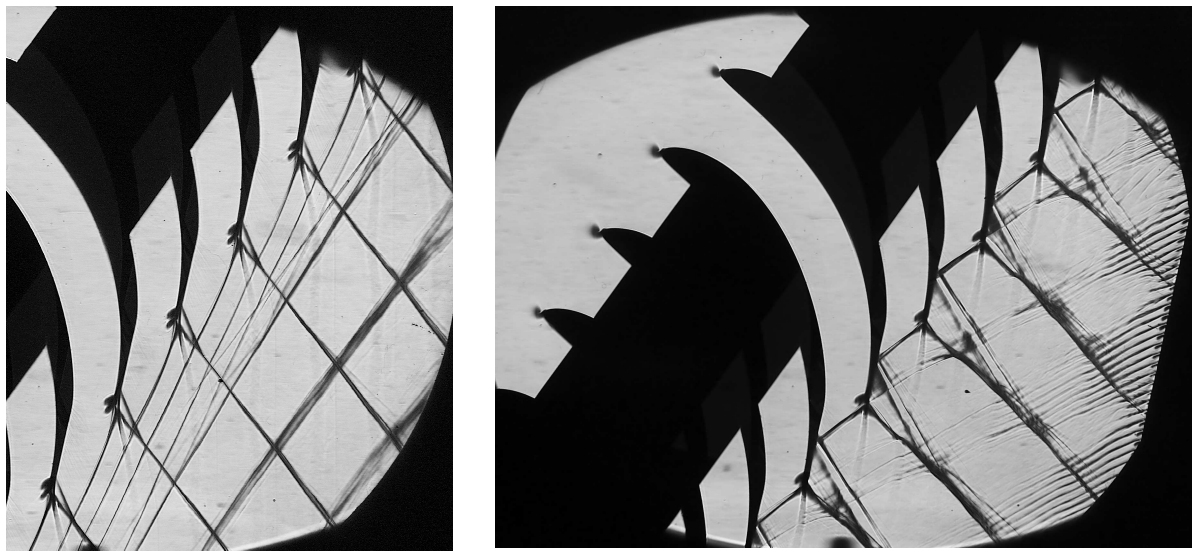
Je-li zvukových podmínek dosaženo hned v oblasti interakce, pak rychlé rozšiřování proudnic je schopno vrátit zatím nerozvinuté odtržení zpět k povrchu.

Podrobný rozbor jednotlivých případů vzniku odtržení při interakci rázové vlny s mezní vrstvou u izolovaného profilu včetně empirických kritérií pro předpovědění odtržení proudu je uveden například v

V profilových mřížích lze příčiny odtržení proudu při interakci rázové vlny s mezní vrstvou rozdělit do několika charakteristických skupin, členěných dle příčiny jeho vzniku. Příčinami jsou zejména geometrické parametry mříže (včetně vstupního



úhlu náběhu), tvar profilu a také protitlak za mříží. Obecně lze říci, že skutečností, které mohou vznik a vývoj transsonického odtržení v profilové mříži ovlivňovat, je více než v případě izolovaného profilu. Tudíž je řešení jednotlivých případů obtékání

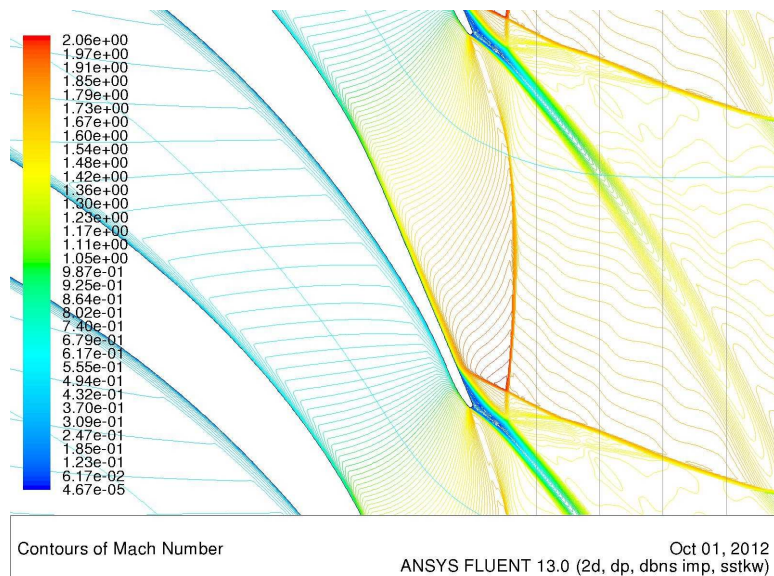


a) nízký protitlak, odtržení na podtlakové straně,  $M_{2is} = 1,820$       b) návrhový stav proudového pole,  $M_{2is} = 1,368$

**Obrázek 129:** Transsonické proudění v okolí odtokové hrany, studie patního řezu oběžné lopatky Škoda 1375mm [A6].

profilů mříže s transsonickým odtržením složitější než u osamocenému profilu.

V prostorovém uspořádání, typickém pro rotorový mezilopatkový kanál posledního stupně, vzniká odtržení proudu při interakci vnitřní větve výstupní rázové vlny s mezní vrstvou na podtlakové straně sousedícího profilu. Pokud se vyskytuje v návrhovém bodě, je obvykle jen malým místním odtržením, souvisejícím s procesem laminární nebo turbulentní interakce (viz odstavec 3.2.12 „Interakce rázové vlny s mezní vrstvou“). Jiná situace je v nenávrhových stavech.



**Obrázek 130:** Transsonické proudění v okolí odtokové hrany, studie patního řezu oběžné lopatky Škoda 1375mm, numerická simulace limitního zatížení mříže,  $M_{2is} = 1,548$  [55].

Dominantní vliv na vznik a rozvoj odtržení u špičkových řezů, zejména u těch s opačně prohnutou střednicí profilu, má pokles výstupního Machova čísla (tj. vysoký protitlak). Dojde k zatlačení vnitřní větve rázové vlny směrem do mezilopatkového kanálu, rázová vlna se stává silnější. Přitom tlakové

poruchy, vznikající při interakci, pronikají často mezní vrstvou daleko před vlastní místo interakce a odtržení se začíná rozvíjet již i v blízkosti náběžné hrany. Za náběžnou hranou současně vznikne soustava tlakových vln, zeslabující dopadající vnitřní větve výstupní rázové vlny. Pozorujeme složitou interakci vnitřní větve výstupní rázové vlny, často za vzniku Machova odrazu a tangenciální nespojitosti, šířící se dále po proudu (příklady jsou na Obr.127a a Obr.127b).

V řezech pod špičkou lopatky, v oblasti středu listu, pozorujeme často opačný jev. K odtržení dochází při snižování protitlaku. Transsonické odtržení poblíž odtokové hrany je svým charakterem často podobné odtržení na izolovaném profilu, neboť se nalézá mimo mezilopátkový kanál, ve výstupní části profilové mříže. Současně se zvyšováním výstupního Machova čísla se zvětšuje supersonická deviace proudu na odtokové hraně. Tato zvětšená deviace je příčinou změn poměrů na odtokové hraně, které vedou k posunutí bodu odtržení na podtlakové straně od odtokové hrany směrem proti proudu. Pěkným příkladem vzniku velikého odtržení z příčin nízkého protitlaku může být šlírový obraz proudového pole na Obrázku 128. Odtržení je tak rozsáhlé, že pozorujeme komplexní rozvrat struktury výstupního supersonického pole.

Na dalším šlírovém obrázku (Obr. 129a) vidíme situaci ve studii patního řezu pro oběžnou lopatku Škoda dlouhou 1375mm. Ve zkoumaném režimu je dosaženo limitního zatížení profilu, vnitřní větve výstupní rázové vlny míjí odtokovou hranu sousedícího profilu. Na zviditelněné stopě úplavu pozorujeme účinky supersonické deviace proudu na odtokové hraně. Bod odtržení je posunut na podtlakové straně proti proudu. Na smykové vrstvě, která ohraničuje odtrženou oblast, vznikají kompresní vlny, které se skládají ve vnější větve výstupní rázové vlny. Pro srovnání je na šlírovém obrázku (Obr. 129b) zobrazeno proudové pole u odtokové hrany naměřené v návrhovém bodě. Rozdíl výstupního Machova čísla mezi oběma režimy je  $\Delta M_{2is} \sim 0,45$ . Vznik tohoto odtržení předpověděla i studie limitního zatížení, využívající numerickou simulaci komerčním programem ANSYS FLUENT [55] – Obrázek 130.

Problematika odtržení v lopátkových mřížích je velice komplexní oblast vysokorychlostního aerodynamického výzkumu, její znalost je velmi důležitá i s ohledem na nenávrhový provoz strojů, neboť odtržení může mít zásadní vliv na silové namáhání lopatek i na jejich dynamické chování. Aerodynamickým silám i při nenávrhových stavech je věnován následující odstavec.

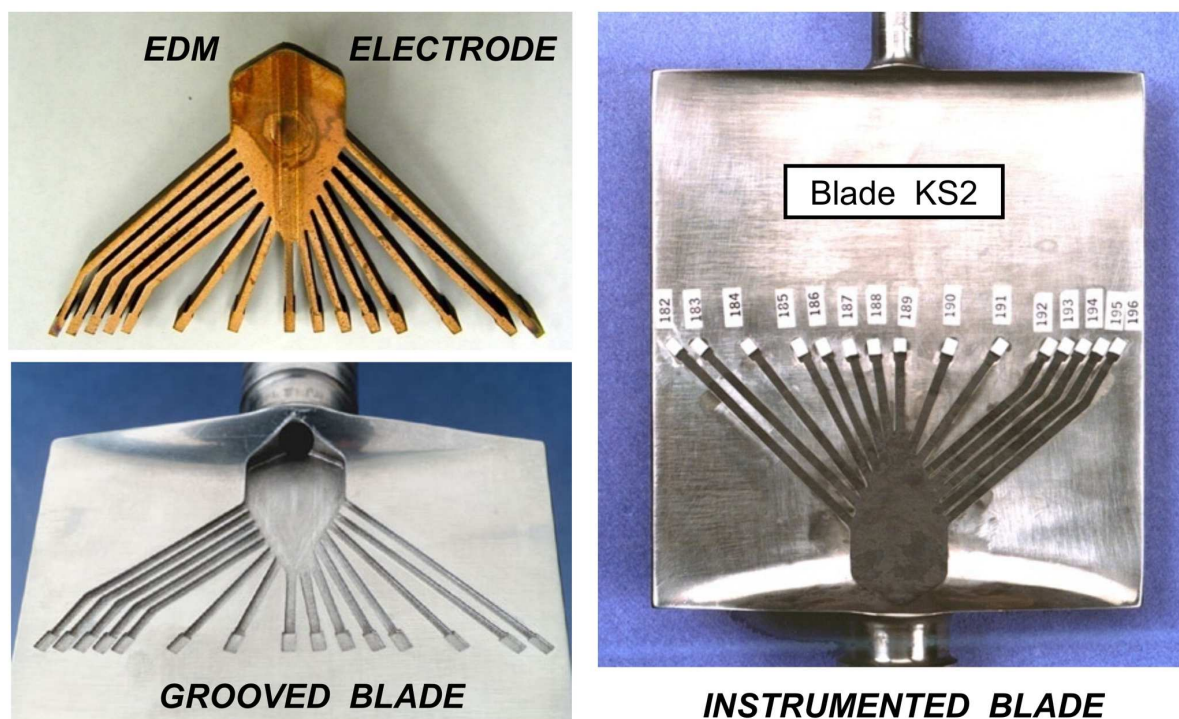
#### **4 AERODYNAMICKÉ TLAKOVÉ SÍLY PŮSOBÍCÍ NA VYBRANÉ ŘEZY DLOUHÝCH OBĚŽNÝCH LOPATEK**

V aerodynamickém experimentálním výzkumu existuje řada postupů jak zjistit síly působící na obtékaná tělesa. To konečně vždy bylo jedním z jeho hlavních cílů, další otázky (například znalost údajů o ztrátě kinetické energie) se zřejmě staly důležitějšími později. Tomuto prvotnímu zaměření odpovídá i samostatný dodnes používaný název aerodynamika, spojující v sobě dvě řecká slova *ἀήρ* a *δυναμική*. První slovo v sobě skrývá význam vzduchu či povětří, tedy tekutiny stlačitelné - plynu. Druhé slovo (dynamiké) je obecně širokým pojmem, zahrnujícím v sobě české pojmy jako účinek, vzájemné působení apod. Ovšem slovo blízké významem je i *δύναμις*, *-εως*, které je v klasické řečtině výrazem pro *moc*, případně *moc válečnou* (nebo též *sílu* vojska) [83]. V našem oboru jsou v užším smyslu ve slově *δυναμική*

schovány především pojmy jako hmotnost a síla a jejich vzájemný vztah. Tolik laický pokus o etymologický a sémantický rozbor slova *aerodynamika*. Tedy odvažujeme se tvrdit, že vzájemné silové působení těles a stlačitelné tekutiny je prvotním zájmem oboru - jde zde o splnění účelové příčiny existence daného jsoucna (viz Úvod).

Pro zjištění velikosti sil se často vyskytuje v diskusích snadný návod: využít některého z principů aerodynamických vah. To je věc v klasické aerodynamice křídel letadel a leteckých profilů dostatečně probádaná. Nicméně, v případě transsonických proudových polí ve složité geometrii profilové prismatické mříže, jde o záležitost velmi složitou. Není to ani tak otázka vlastního měření sil, co věc znesnadňuje, jako spíše problematika prostorových a mechanických komplexních vazeb v měřicím prostoru. Proto se velmi často využívá nepřímých způsobů určení aerodynamické síly.

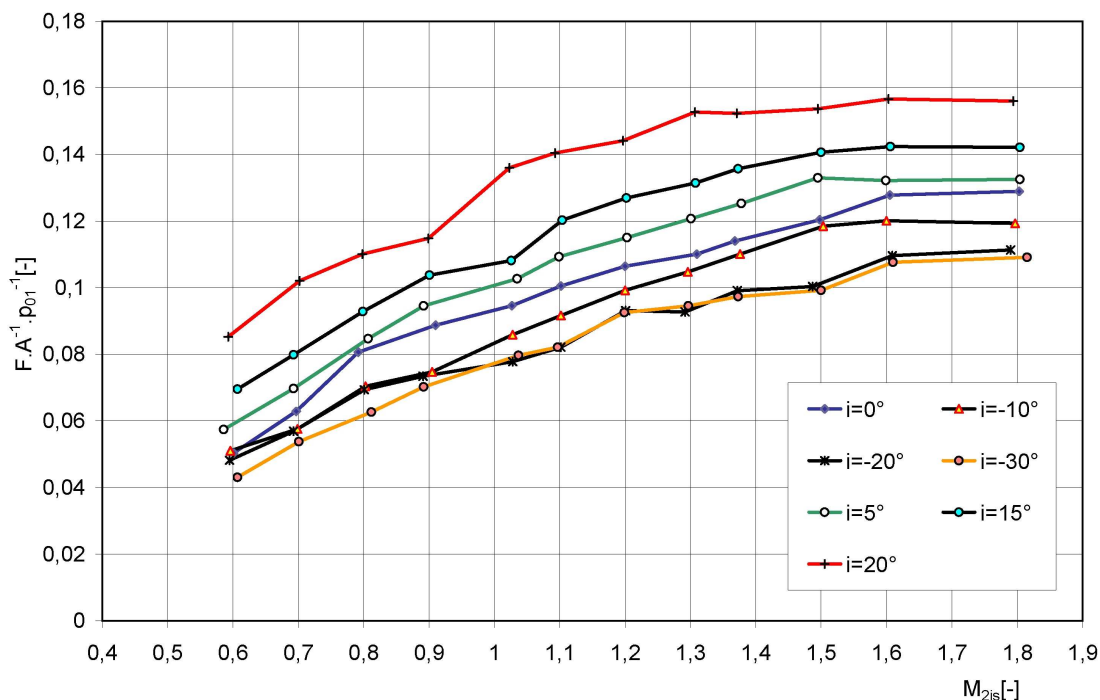
V odstavci 3.2.3 byl vztahem (3.2.12) definován pojem bezrozměrové tangenciální síly na profil, kterou stanovujeme z rozložení tlaku po profilu ve směru otáčení turbíny, tj. ve směru tangenciálním, jenž je směrem otáčení oběžného kola.



**Obrázek 131:** Instrumentace prismatického profilu miniaturními nekomerčními tlakovými převodníky Kulite: snímače, lopatka, konečné sestavení [37].

Rozložení tlaku experimentálně zjišťujeme buď pomocí takzvané drenáže profilu nebo z optických interferometrických měření.

Drenáž lopatky (tj instrumentace podtlakové i přetlakové strany dostatečným množstvím odběrů statického tlaku je věc technicky problematická, zvláště u tenkých profilů, které bývají v horní polovině oběžné lopatky. Problematicky se tato metoda jeví i u ostatních řezů, neboť odtokové části použitých profilů jsou obvykle též tenké. Možná je náhrada odběrů statického tlaku tlakovými převodníky. Toto řešení, které je zobrazeno na Obrázku 131, ovšem prozatím překračuje obvyklé finanční možnosti našeho výzkumu [37]. Elektroerozivním obráběním byl do lopatky vyroben složitý otvor pro vložení soustavy miniaturních tlakových snímačů, ty byly i s elektrickými přívody vyrobeny na zakázku u firmy Kulite a vlepny do připraveného otvoru v lopatce

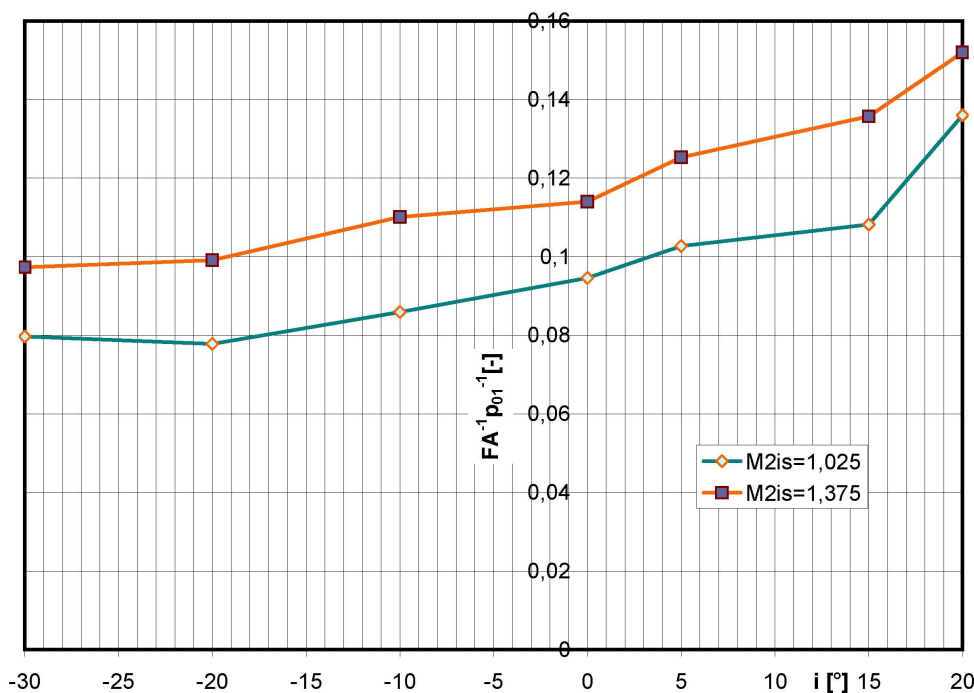


**Obrázek 132:** Závislost bezrozměrového silového účinku na vybraných parametrech proudového pole, varianta patního řezu dlouhé oběžné lopatky (dle [A6]).

Proto s výhodou využíváme možnosti, které skýtá interferometrická metoda při měření prismatických rovinných mříží. Při vyhodnocování interferometrických polí obvykle vycházíme z předpokladu jejich isoentropie, tj. že v celém vyhodnocovaném poli je konstantní celkový tlak. To samozřejmě např. v oblasti za rázovou vlnou v mezilopátkovém kanálu neplatí a výsledky tedy podléhají určitému zkreslení, které není většinou velké (stejný problém by byl i v případě tlakové drenáže lopatky). Podstatnějším problémem je určení statického tlaku u povrchu profilu za rázovou vlnou, pokud je referenční odběr umístěn na profilu před ní (a naopak). Zde je vhodné mít na povrchu pokud možno více odběrů (nežli jen jeden na podtlakové straně a jeden na straně přetlakové, popřípadě nemít žádný odběr statického tlaku). V mezních a smykových vrstvách využíváme předpokladu pro vyvinutý proud o konstantní hodnotě statického tlaku napříč mezní vrstvou. Z praxe (a ze srovnávání výsledků nezávislých metod) lze potvrdit, že pokud ovládáme plně znalosti teorie dynamiky plynů, dobře se orientujeme v transsonických strukturách proudových polí a v možnostech interferometrické metody, systematické i nahodilé odchylky nejistot (při využití interferometrické metody nekonečné šířky proužku) nejsou v transsonické oblasti velké.

Citlivost silových účinků na změny okrajových podmínek proudového pole závisí především na poloze řezu po délce lopatky. Vlastní velikost síly v návrhovém bodě je dána především prohnutím střednice (přesněji pro transsonický obor: úhlem otočení proudu v mříži), poměrem vstupního a výstupního tlaku a samozřejmě i rozdílem mezi vyklenutím podtlakové a a vydutím přetlakové strany profilu (u profilu s obvykle prohnutou střednicí). V případě záporných úhlů náběhu mluvíme o tzv. odlehčení profilové mříže, tzn. že síla klesá. Pokud je úhel náběhu kladný, mříž je přetěžována a síla na profil roste. V praxi často hovoříme v případě záporných úhlů náběhu o proudění "na hřbet" profilu, v případě kladných úhlů náběhu o proudění "do žlábků"

profilu. Je nutno mít ovšem na paměti, že u špičkových řezů dlouhých lopatek s opačně prohnutou střednicí profilu je toto praktické klasické názvosloví matoucí.



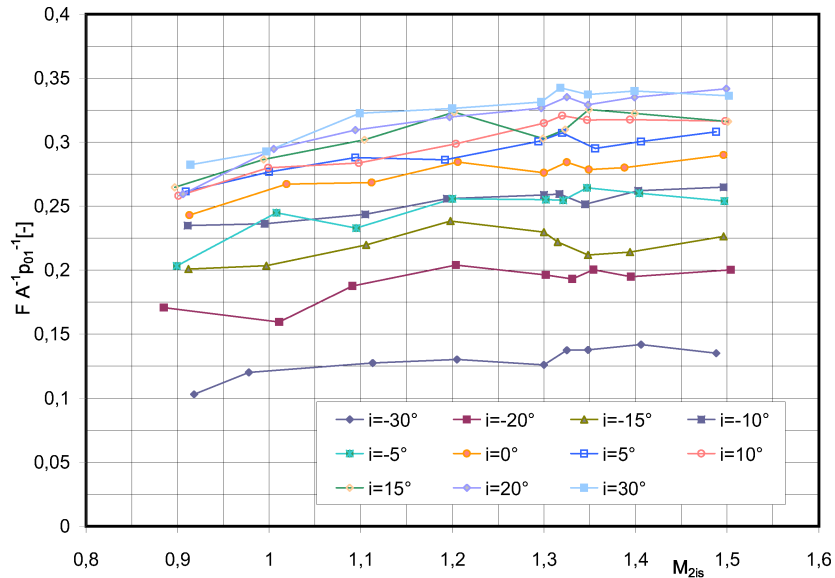
**Obrázek 133:** Závislost bezrozměrového silového účinku na úhlu náběhu při návrhových protitlacích studie patního řezu dlouhé oběžné lopatky (dle[A6]).

Na Obrázku 132 je vynesena závislost bezrozměrové aerodynamické síly na Machově čísle za mříží s parametrem úhlu náběhu pro jednu variantu patního řezu dlouhé lopatky. Jednotlivé křivky nás informují o postupném nárůstu bezrozměrové síly až do oblasti dosažení limitního zatížení mříže při  $M_{2is} \sim 1,6$ . Potvrzují i přetěžování profilu při kladných úhlech náběhu a naopak. Toto je dobře vidět na dalším diagramu (Obr 133), kde jsou vyneseny dva silové průběhy pro dvě konstantní hodnoty Machova čísla za mříží (jde o rychlosti ve dvou návrhových stavech, pro které je mříž určena). Ve srovnání s dalším případem zde pozorujeme malou citlivost bezrozměrové síly na změny jak vstupního úhlu proudu, tak i na hodnoty protitlaku.

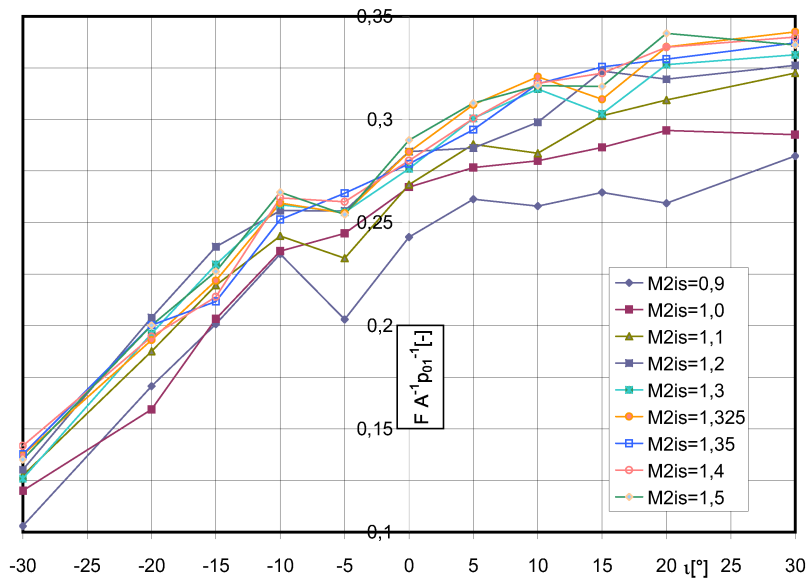
Střední řez vykazuje již citlivost větší a z hlediska přenosu výkonu je významnější než patní nebo špičková oblast lopatkového listu, diagramy jsou na Obrázku 134. To se projevuje i na velikosti aerodynamických sil. Oproti patnímu řezu pozorujeme (v absolutních hodnotách) zvýšenou citlivost silového účinku jak na protitlak, tak na úhel náběhu. Velmi závažná je situace u špičkového řezu. Ze zjištěných údajů o síle působící na profil v tangenciálním směru vyplývá závěr o extrémní citlivosti všech špičkových řezů, které byly experimentálně zkoumány. Příkladem mohou být diagramy na Obrázku 135, které se týkají dvou variant špičkového řezu velmi dlouhé oběžné lopatky. Vzhledem k platnosti pravidla jedinečného úhlu náběhu (definice viz odstavec 3.2.6) je údaj úhlu náběhu nahrazen v případě supersonické vstupní rychlosti hodnotou této rychlosti, která je mu přímo úměrná. Pro orientační představu doporučujeme diagram na Obr. 64, který na základě výpočtu numerickou metodou poskytuje údaj o přibližně lineární korelaci.

Pro interval vstupního Machova čísla  $1,95 \geq M_1 \geq 1,0$  ze změny úhel náběhu přibližně jen v rozsahu  $1^\circ \geq \iota \geq -1^\circ$ . Výjimečná citlivost na malé změny úhlu náběhu je

ještě podpořena vysokou citlivostí na změnu protitlaku. Při malých odchylkách od nominálního stavu se dramaticky mění struktury proudového pole, což se odráží nejen na velikých změnách silového účinku, ale i na ztrátách kinetické energie



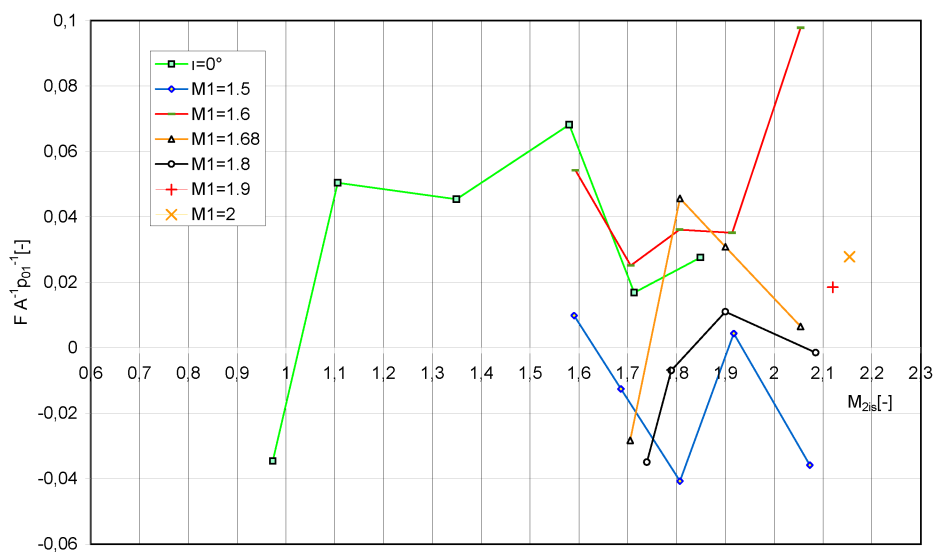
a) závislosti na protitlaku při konstantním úhlu náběhu



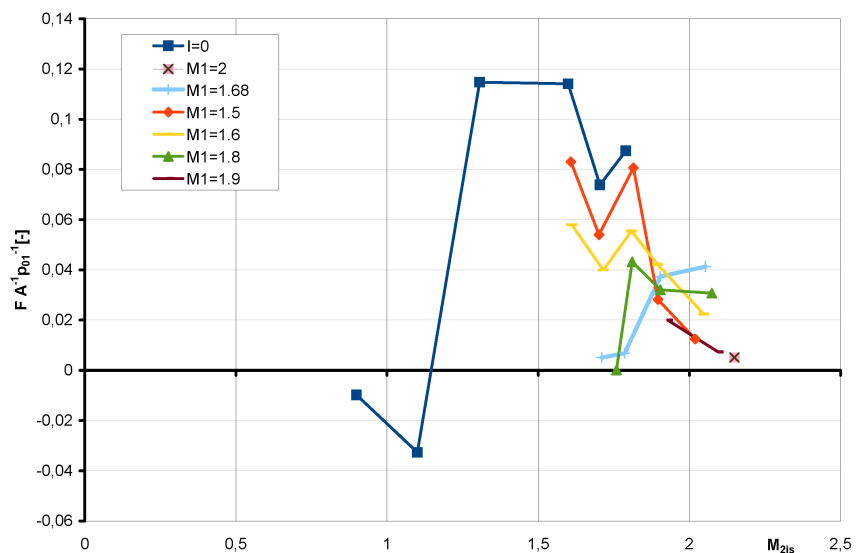
b) závislosti na úhlu náběhu při konstantním protitlaku

**Obrázek 134:** Závislost bezrozměrového silového účinku na vybraných parametrech proudového pole, varianta středního řezu dlouhé oběžné lopatky (dle[A8]).

(např.[A24], [A30]). Přes složitost naměřených dat pozorujeme obvyklý trend, kdy při odlehčování mříže (tj. při poklesu úhlu náběhu, či při nárůstu supersonické vstupní rychlosti) síly klesají a naopak. Vedle extrémní citlivosti obou profilů je zajímavé si povšimnout i rozsahu bezrozměrové síly. U varianty s profilem "B" jsou síly na profil větší, k inverzi tlakové síly prakticky nedochází. Poměrná rozteč i úhel ustavení profilů v mříži jsou u obou variant stejné. Rozdílný je pouze profil. Profil "B" má především více prohnutou střednici (ovšem v opačném smyslu než je obvyklé) a poněkud ztenčenou náběžnou část. Srovnání tvarů obou profilů je na Obrázku 136.

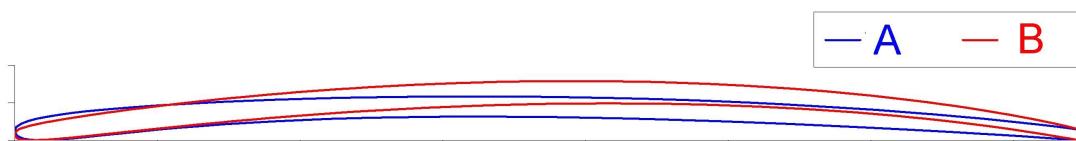


a) varianta profilu "A"



b) varinta profilu "B"

**Obrázek 135:** Závislost bezrozměrového silového účinku na vybraných parametrech proudového pole, dvě zkoumané varianty špičkového řezu navržené pro dlouhou oběžnou lopatku [A10].



**Obrázek 136:** Srovnání tvaru profilu obou variant špičkového řezu dlouhé oběžné lopatky [A10].

## 5 NĚKTERÉ ASPEKTY EXPERIMENTÁLNÍHO VÝZKUMU V OBORU TRANSSONICKÝCH PROFILOVÝCH MŘÍŽÍ

V předchozích kapitolách bylo odděleně pojednáno o řadě problémů transsonického aerodynamického experimentu. Nicméně se zdá být účelným se na závěr celé práce této problematice souvisleji věnovat.

Aerodynamická modelová měření v případě úloh, které vycházejí z oblasti stavby velikých strojů, se prakticky bez výjimky uskutečňují na modelech s konečným počtem lopatek. Pomocí těchto modelů se pokoušíme modelovat periodický případ nekonečné mříže. Současně předpokládáme platnost představ o dvourozměrné aproximaci proudového pole.

Proudící tekutinou v aerodynamickém tunelu obvykle bývá suchý vzduch, v modelových experimentech nejsme prozatím schopni modelovat proudění mokré páry, tedy takové, jaké se často skutečně vyskytuje v oběžném kole posledního stupně nízkotlaké části parní turbíny.

Rovněž bývá problémem dosáhnout shodné velikosti Reynoldsova čísla s jeho hodnotou na díle a podobně.

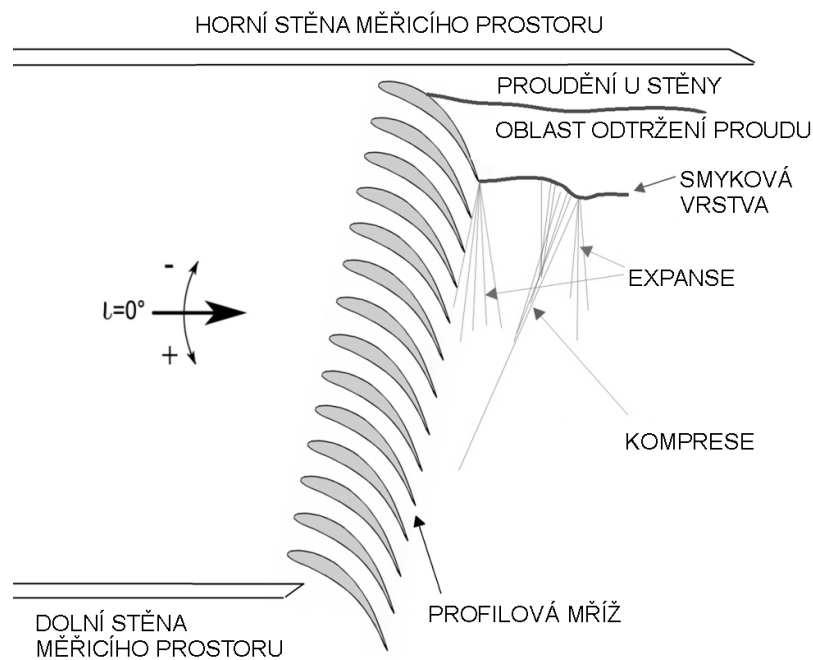
Podívejme se nyní blíže na problematiku, jak docílit periodicitu vstupního a výstupního proudového pole při měření na modelu s konečným počtem lopatek.

### 5.1 Periodicita výstupního supersonického proudového pole

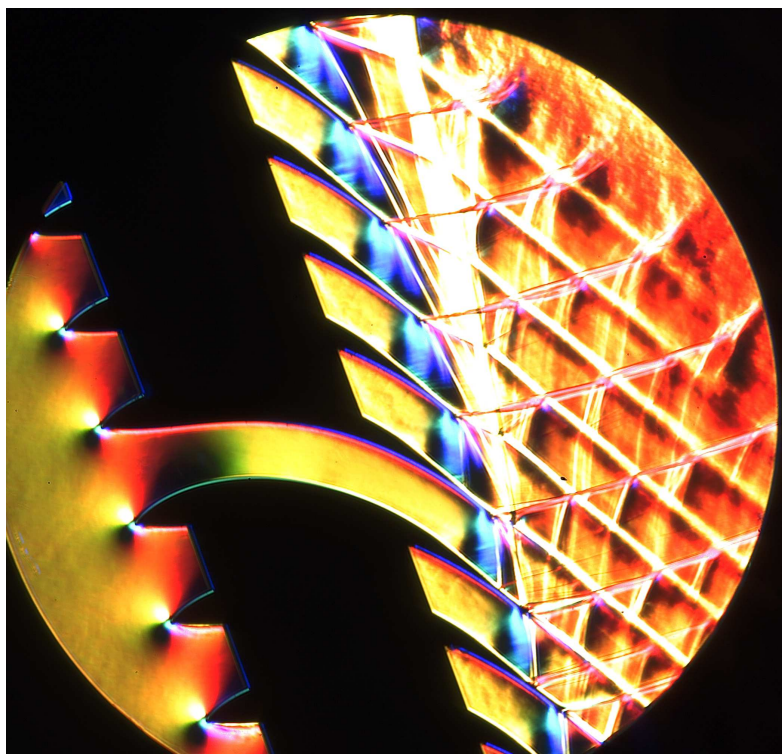
V podzvukové oblasti lze nalézt v literatuře řadu doporučení, kolik profilů minimálně má mít rovinná prismatická profilová mříž, aby bylo možno ve třech středních mezilopatkových kanálech modelu předpokládat, že je splněna podmínka periodicity proudění [87], [88]. Naneštěstí tato doporučení zcela postrádají platnost v případě výstupního (a vstupního) supersonického proudového pole.

V případě supersonického výstupu z přímé prismatické lopatkové mříže dochází na odtokové hraně laterálních profilů ke vzniku volné smykové vrstvy, která ohraničuje oblast odtržení proudu. Schéma v Obr. 137 dokumentuje situaci u podtlakové strany krajního profilu u horní stěny měřicího prostoru aerodynamického tunelu. Proudové pole mezi horní stěnou a náběžnou částí podtlakové strany prvního profilu se vlivem pozitivního takového gradientu po splnění podmínky (4.1.1) odtrhne. Tato oblast odtržení je ve směru proudu ohraničena dvěma volnými smykovými vrstvami, přičemž spodní smyková vrstva má počátek na odtokové hraně prvního profilu. Na odtokové hraně dochází k supersonické expansi, která je doprovázena velkým otočením proudu. Expansní vlny vytvarují zároveň i smykovou vrstvu. Poněkud dále po proudu, tam, kde se již neuplatňuje expanse má smyková vrstva snahu se odklonit zpět do směru proudu. Na konkávním povrchu dojde ke vzniku kompresních vln, které se dále od smykové vrstvy složí do tzv. parazitní rázové vlny. Za ní opět dojde k expansi a celý proces, popsáný již i v předchozích kapitolách, se opakuje. Vzniklé parazitní rázové vlny spolu s nechtěnou expansí na odtokové hraně laterálních profilů potlačují periodicitu ve výstupní části profilové mříže. Barevná šlírový obrázek (Obr.138) ukazuje proudové pole za modelem patního řezu dlouhé lopatky, které je ovlivněno jak expansí na odtokové hraně horního krajního profilu, tak i následující parazitní rázovou vlnou. V horních kanálech



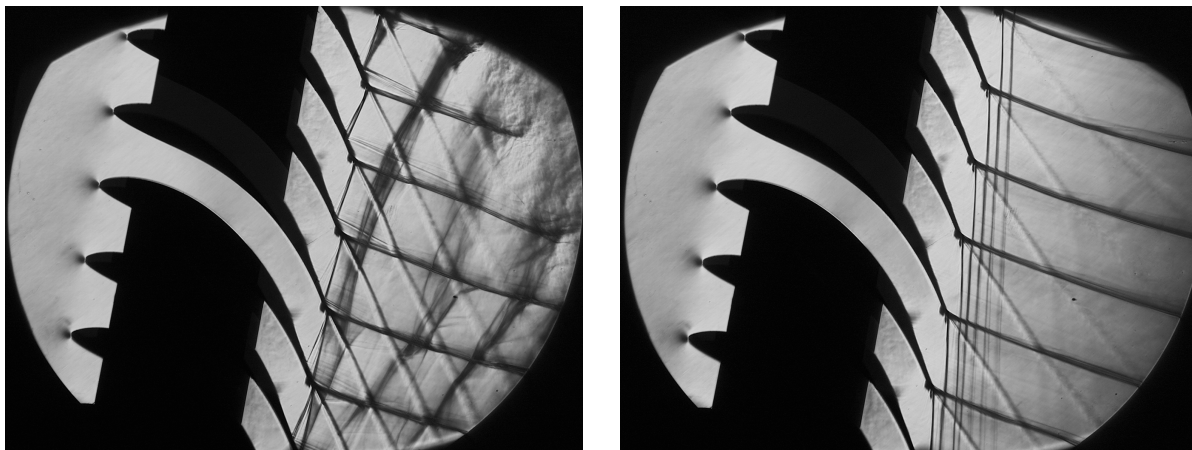


**Obrázek 137:** Vznik aperiodicity výstupního supersonického proudového pole za konečnou prismatickou lopatkovou mříží [A11].



**Obrázek 138:** Barevný šlírový snímek proudového pole v modelu patního řezu,  $\iota = -30^\circ$ ,  $M_{2is} = 1,2$ . Limitního zatížení by bylo dosaženo až při  $M_{2is} \sim 1,5$  [A11].

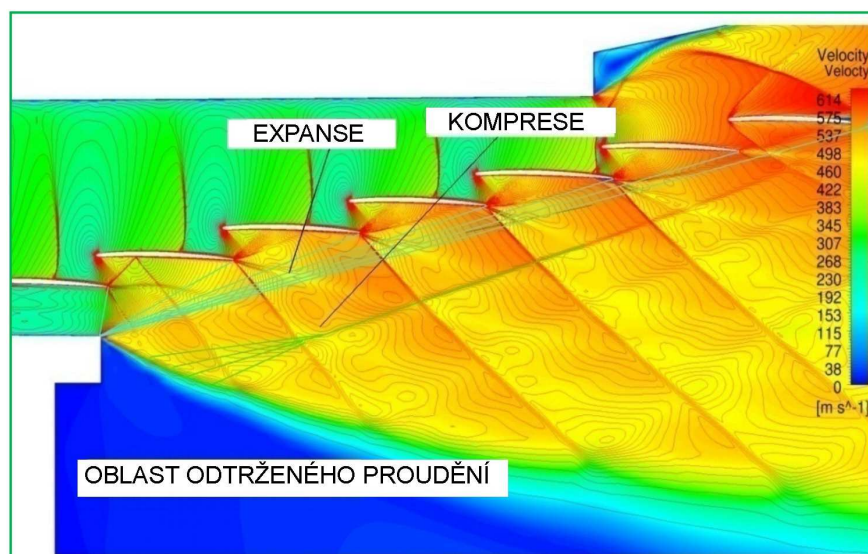
se dokonce zdá, že je překročena podmínka limitního zatížení profilu (podmínka 3.2.11), ve střední části mříže je výstupní část proudového pole kompletně rozrušena účinkem dopadající parazitní rázové vlny, pouze poslední dva viditelné kanály v obrázku ukazují očekávanou strukturu výstupního proudového pole, odpovídající poměrně vysokému protitlaku.



a)  $M_{2is} = 1,402$ , neperiodické proudové pole s parazitními rázovými vlnami      b)  $M_{2is} = 1,828$ , periodické proudové pole bez parazitních rázových vln

Obrázek 139: Šlírový snímek proudového pole v modelu patního řezu,  $\alpha = 0^\circ$  [A11].

To, zda a jak ovlivní výstupní proudové pole expansí a kompresní vlny, přicházející z hranice odtržení u laterálního profilu, závisí na řadě faktorů. Především je to geometrické uspořádání konkrétního experimentu a pak také velikost protitlaku. Tato tvrzení pěkně dokumentují dva následující šlírové snímky proudového pole v mříži z

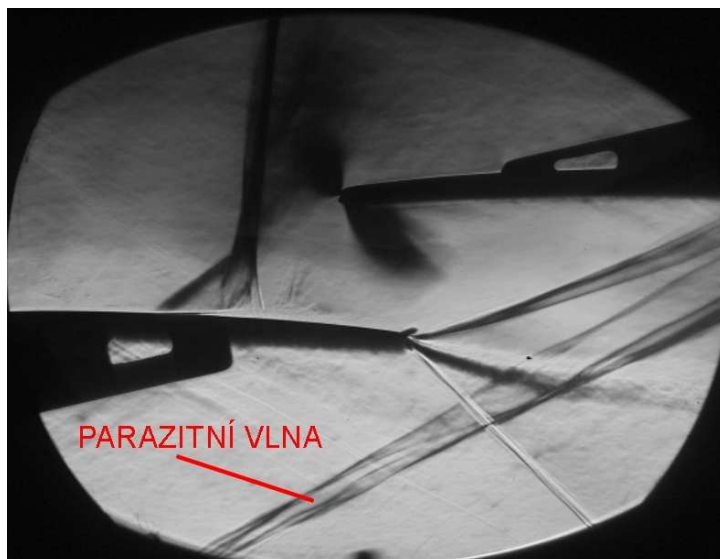


Obrázek 140: Numerická simulace proudění ve špičkovém řezu dlouhé oběžné lopatky, model reálného umístění konečné mříže v aerodynamickém tunelu [59].

předchozího obrázku. První (Obr. 139a) ukazuje důsledek natočení modelu (jiný vstupní úhel proudu), druhý obrázek (Obr. 139b) je geometrickým uspořádáním totožný s prvním, pouze je velmi nízký protitlak za mříží. Proudové pole je dokonale periodické - smyková vrstva ohraničující odtržení u horního krajního profilu je nízkým protitlakem tvarována a směřována tak, že

parazitní jevy jsou odkloněny daleko po proudu až za měřicí prostor.

Proudové pole je při experimentu obvykle ovlivňováno strukturami, které se utvářejí u smykové vrstvy u toho laterálního profilu, jehož podtlaková strana směřuje ven z mříže. Smyková vrstva na druhé straně konečné mříže (kde směřuje v tečném směru ven přetlakový povrch posledního profilu, je obvykle tak formována, že jak expansí tak i kompresní poruchy směřují za mříž dále po proudu a neovlivňují měřenou oblast.



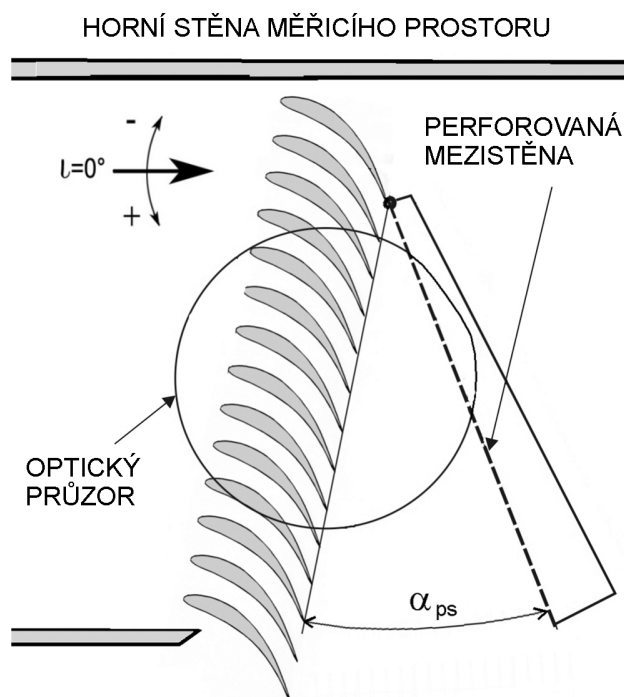
**Obrázek 141:** Šlírový snímek proudového pole v modelu špičkového řezu  $\iota = 0^\circ$ ,  $M_{2is} = 1,801$  [A31].

Složitá situace při měření špičkových řezů dlouhých lopatek, které mají opačně prohnutou střednici, velikou poměrnou rozteč, veliký úhel ustavení profilu v mříži, tenký profil a velmi veliký vstupní úhel proudu, může vyúšťovat v takovou zástavbu modelu do měřicího prostoru, kdy část měřené mříže zasahuje do vstupního kanálu aerodynamického tunelu. Smyková vrstva ohraničuje oblast odtržení za spodním blokem vstupního kanálu, kde je již prostor tzv. uklidňovací komory. Celý mechanismus přibližuje numerická simulace

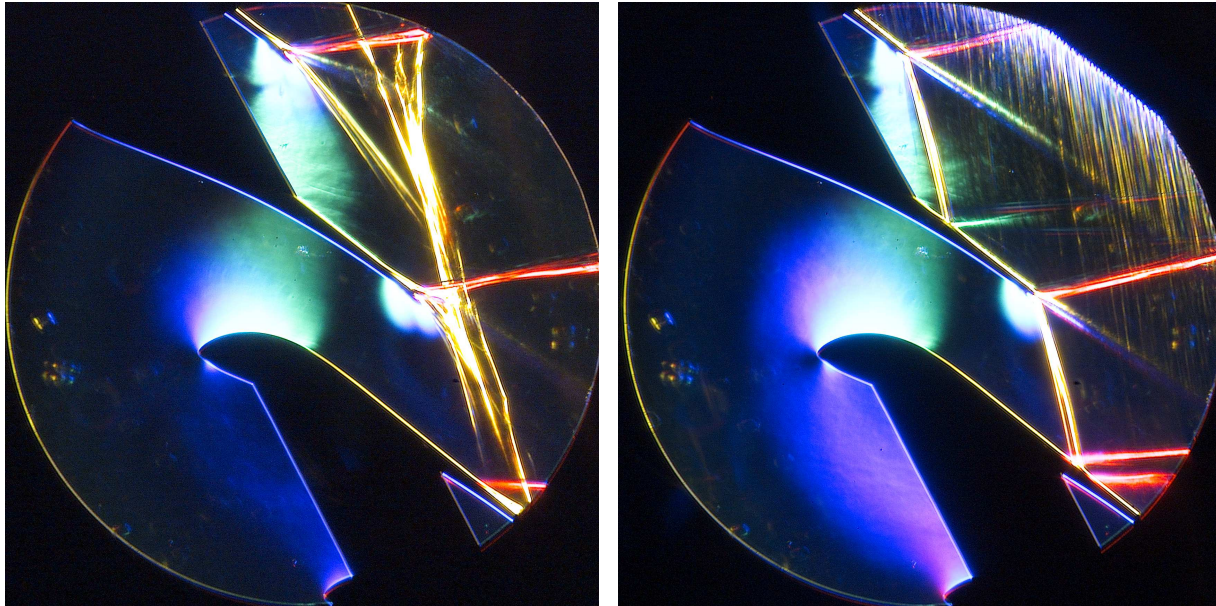
Barotova [59] uskutečněná komerčním výpočetním programem (Obr. 140). Tato numerická simulace měla mimořádný přínos pro pochopení dějů v měřicím prostoru, neboť měřicí postupy pneumatických a optických metod lze aplikovat jen v omezené oblasti; velmi těžko získáváme údaje, které by pomáhaly odhalovat skutečné příčiny pozorovaných dějů v oblasti okolo středního mezilopatkového kanálu (Obr. 141).

Experimentální techniky, které napomáhají docílit periodického supersonického proudového pole za konečnou mříží, využívají různých sestav perforovaných stěn, klapek opatřených systémy slotů a podobně. Cílem využití těchto technických prostředků je zamezit vzniku smykové vrstvy na volné hranici odtržení [60]. V této práci se omezíme na popis využití jedné stavitelné perforované ventilované mezistěny (Obr. 142).

Při návrhu perforované mezistěny je důležitý poměr plochy perforace ku celkové ploše mezistěny  $R$ . Obvykle volíme  $R = 0,5$ . Tato hodnota vychází z linearisované teorie rušení vln v perforované stěně aerodynamického tunelu (při řešení je zanedbán nárůst entropie a vztahy pro stlačitelnost média jsou linearisovány [61]). Poměr je pak nezávislý na Machově čísle a na intenzitě dopadající rázové vlny.



**Obrázek 142:** Příklad měřicího prostoru s instalovanou perforovanou mezistěnou [A11].



a) bez použití perforované mezistěny

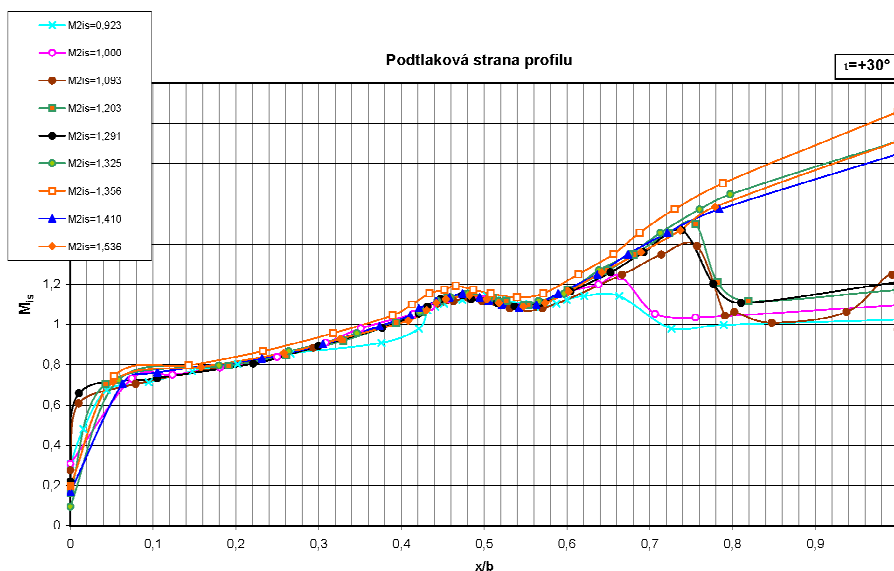
b) s perforovanou mezistěnou

**Obrázek 143:** Barevný šlírový snímek proudového pole v modelu středního řezu dlouhé oběžné lopatky,  $\iota = 0^\circ$ ,  $M_{2is} = 1,5$  [A11].

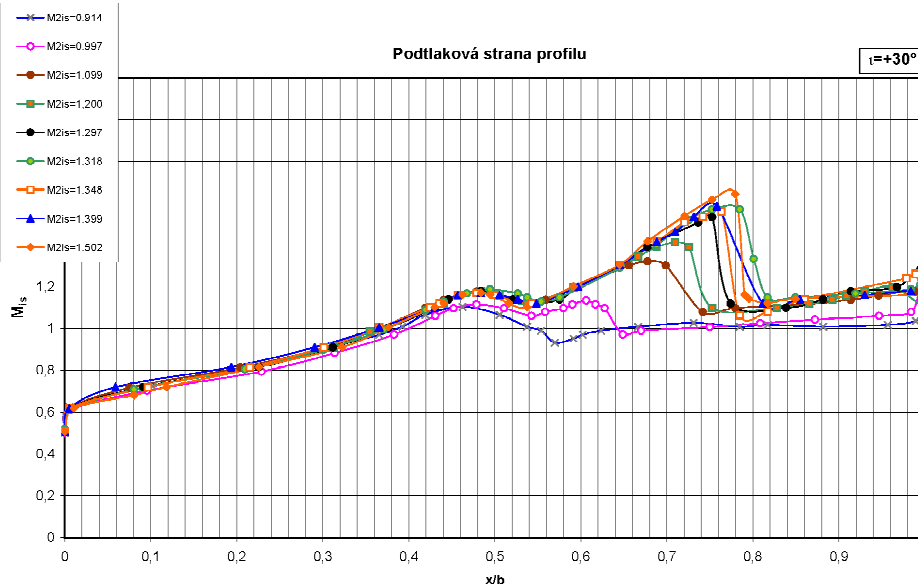
Z uvedené teorie vyplývá vztah pro poměr přírůstku statického tlaku v částečně odražené vlně (od perforované stěny)  $\Delta p_r$  a přírůstku statického tlaku v dopadající vlně  $\Delta p_{sh}$ :

$$\frac{\Delta p_r}{\Delta p_{sh}} = 1 - 2R. \quad (5.1.1)$$

Pokud bude tedy  $R = 0,5$ , odražená vlna nevznikne. Ve skutečnosti vždy k určitému odrazu dochází, ale odražené vlny jsou slabé. Intenzita odražených vln a zamezení



**Obrázek 144a:** Rozložení isoentropického Machova čísla u podtlakové strany profilu středního řezu dlouhé lopatky pro různé protitlaky bez použití perforované mezistěny,  $\iota = 30^\circ$  [A11].



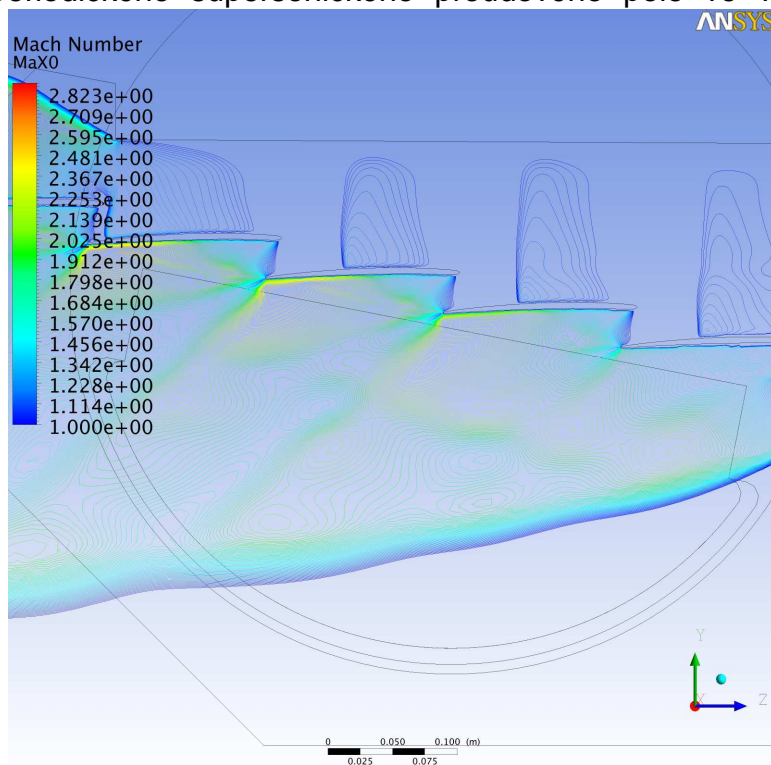
**Obrázek 144b:** Rozložení isoentropického Machova čísla u podtlakové strany profilu středního řezu dlouhé lopatky pro různé protitlaky, využito perforované mezistěny,  $\iota = 30^\circ$  [A11].

vzniku smykové vrstvy závisí na správném nastavení úhlu  $\alpha_{ps}$ , který svírá perforovaná mezistěna s rovinou odtokových hran mříže. Při jeho orientační volbě se můžeme řídit jednoduchým "empirickým kosinovým pravidlem", které bývá využíváno při návrhu turbostrojů [62], nebo využít výsledků předběžných numerických simulací z nekonečné lopatkové řady. Přesto je potřeba při měření vždy provést předběžná měření a určit správné hodnoty tohoto úhlu pro jednotlivá Machova čísla za mříží. Při příliš malém úhlu  $\alpha_{ps}$  vzniká nebezpečí potlačení expanse v mříži, pokud je jeho hodnota naopak příliš velká, na perforované stěně vznikne tlustá mezní vrstva, na níž začnou opět vznikat parazitní expanse a kompresní vlny. Příklad aplikace perforované mezistěny na střední řez dlouhé oběžné lopatky je na Obrázku 143. V levém obrázku vidíme zcela rozvrácené výstupní proudové pole vlivem přídavné expanse a parazitní rázové vlny, perforovaná mezistěna nebyla použita. Pravý šířový obrázek (Obr.143b) ukazuje stav s optimálně nakloněnou perforovanou stěnou, drobné poruchy vycházející od perforace dotvrzují omezenou platnost linearisované teorie dle [61]. Důsledky neperiodičnosti výstupního proudového pole na rozložení Machova čísla u podtlakové strany profilu středního řezu z Obrázku 143 ukazuje srovnání na Obrázcích 144a a 144b. Je zde opět srovnán stav bez použití perforované mezistěny se stavem po dosažení periodicity. Změny jsou patrné především až za aerodynamickým hrdlem, ve druhé polovině poměrné hloubky mříže.

Perforovaná stavitelná mezistěna je účinným prostředkem pro podstatné vylepšení periodicity výstupního proudu, nicméně, jak zkušenosti ukazují je nutno nejprve provést řadu předběžných experimentů, aby nedocházelo např. k potlačení expanse a podobně a výsledky nebyly ovlivněny jejím nevhodným natočením (úhel  $\alpha_{ps}$ ). Zde je nutno zdůraznit, že je velmi výhodné mít již ve stádiu přípravy měření předběžné výsledky numerických simulací, které napomáhají ku správné orientaci experimentátora při nastavování všech parametrů měřicího zařízení.

## 5.2 Periodicita supersonického vstupního proudového pole

Ve vstupním proudovém poli v případě nabíhajícího supersonického proudu vzniká systém vstupních rázových vln, které se vytvářejí před náběžnými hranami jednotlivých profilů. V odstavci 3.2.8 byl vysvětlen princip, vedoucí ku ustanovení periodického supersonického proudového pole ve vstupu do konečné mříže. V

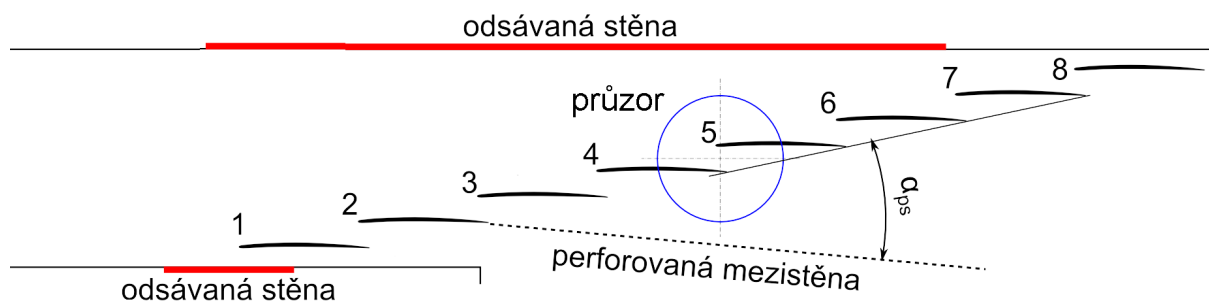


**Obrázek 145:** Numerická simulace proudění v modelu špičkového řezu dlouhé lopatky komerčním software, situace v aerodynamickém tunelu. Zobrazeny pouze oblasti nadzvukové rychlosti, proudění zprava doleva,  $M_1 \sim 1,1$  [55].

oblasti režimů, ve které se uskutečňuje většina experimentů, je dána jednoznačná souvislost mezi vstupním

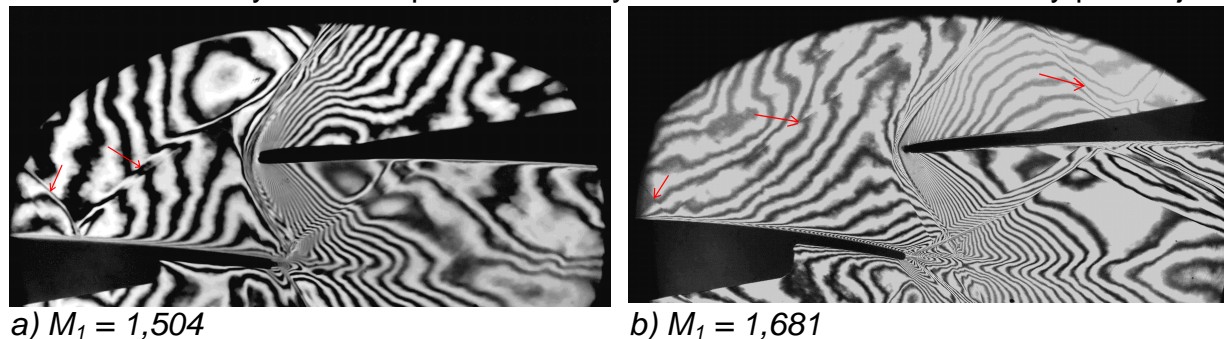
supersonickým Machovým číslem a vstupním úhlem proudu - platí tzv. pravidlo jedinečného úhlu náběhu. Problémy s periodicitou ale vznikají kvůli soustavě vnějších větví vstupních rázových vln. Vnější větve jednotlivých čelních rázových vln totiž dopadají na horní stěnu měřicího prostoru aerodynamického tunelu, kde dochází k interakci s mezní vrstvou na této stěně a vzniku soustavy odražených rázových vln, které dopadají do vstupní části měřeného modelu. Ve vstupním proudovém poli poškozují nejen jeho

periodicitu, ale rovněž mění velmi významně jeho vlastnosti. Přitom každá dopadající čelní vlna i vlna odražená má jinou intenzitu. Ta závisí na tom, jak daleko od horní stěny je náběžná hrana profilu, před kterým vlna vznikla. Toto je pěkně znázorněno v

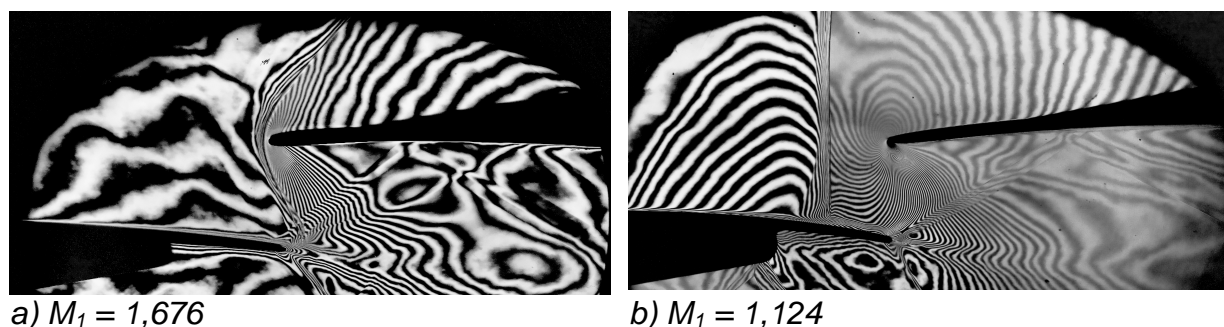


**Obrázek 146:** Adaptace měřicího prostoru pro měření supersonických profilových turbínových mříží [A32].

Obrázku 145 na dostupném příkladě numerické simulace proudění v modelu špičkového řezu dlouhé lopatky, který je zabudován do reálné geometrie aerodynamického tunelu. V tomto dostupném příkladu [55] je na vstupu pouze odlehlá kolmá čelní rázová vlna, vstupní Machovo číslo jen mírně překračuje rychlost zvuku, zvýrazněny jsou jen oblasti s nadzvukovou rychlostí, k odrazu od horní stěny nedochází. Při vyšších vstupních Machových číslech se čelní rázové vlny přibližují k



Obrázek 147: Vstupní proudové pole s parazitními rázovými vlnami (odraz od horní stěny měřicího prostoru - označeno červenými šipkami, špičkový řez dlouhé oběžné lopatky, interferogramy [A10], [A28].

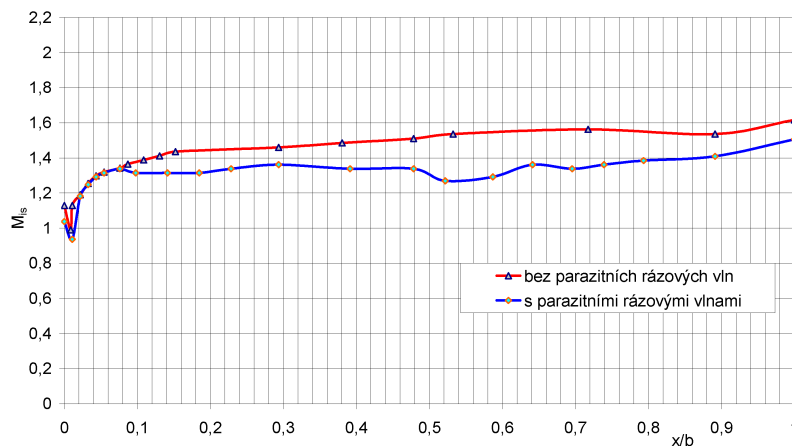


Obrázek 148: Vstupní proudové pole bez parazitních rázových vln, dobrá funkce perforované stěny v horní stěně měřicího prostoru, špičkový řez dlouhé oběžné lopatky, interferogramy [A9].

náběžným hranám profilů mříže a vnější větve se stávají vlnami šikmými. K zamezení odrazu od horní stěny a zachování periodicity je nezbytně nutné v experimentu využít poznatků o odsávaných stěnách opatřených perforací, či soustavami slotů. Příklad takového měřicího prostoru, který je využíván k měření špičkových řezů dlouhých oběžných turbínových lopatek je na schématu v Obr.146. Kvůli problematické zástavbě velmi dlouhého modelu, který zasahuje až do vstupní části za nadzvukovou trysku, je prospěšné pro zvýšení periodicity využít i odsávání u spodní stěny kanálu - dojde tu ke snížení odporu v kanále mezi stěnou a spodní laterální lopatkou.

Příklady proudového pole ve vstupu profilové prismatické mříže s parazitními rázovými vlnami, jejichž původ spatřujeme v interakci vnější větve čelní rázové vlny s horní stěnou měřicího prostoru jsou na interferogramech v Obr.147. Červené šipky upozorňují na parazitní rázové vlny v proudovém poli. Dopadající rázová vlna mění poměry v mezní vrstvě na přetlakové straně profilu, lze se na základě rozborů oprávněně domnívat, že touto interakcí je urychlen přechod mezní vrstvy z laminární do turbulentní (Obr.94) [A23]. Proudové pole při využití ventilované perforované horní

stěny měřicího prostoru je na interferogramech v dalším obrázku (Obr.148). Nespátřujeme zde žádné parazitní skokové změny hustoty.



**Obrázek 149:** Srovnání rozložení isoentropického Machova čísla u přetlakové strany špičkového řezu dlouhé lopatky s nedokonale potlačenými parazitními rázovými vlnami ve vstupním proudu a bez nich,  $M_1 \sim 1,68$ ,  $M_{2is} \sim 2$  [A28].

Vliv parazitních rázových vln na rozložení Machova čísla u povrchu přetlakové strany profilu je v diagramu na Obr. 149. V diagramu je srovnán případ s parazitními rázovými vlnami ve vstupním proudu s případem periodickým.

Existuje ještě řada dalších technických opatření, která pomáhají uskutečnit experimenty v transsonickém oboru rychlostí tak, aby se co nejvíce přibližovaly abstrahovaným

představám o dvourozměrném a dokonale periodickém proudovém poli, ve kterém jsou zachována i kritéria fyzikální podobnosti mezi modelem a reálným dílem (Reynoldsovo číslo, Strouhalovo číslo a podobně). Podrobný rozbor všech aspektů by přesáhl rozsah této práce, jejíž zaměření je poněkud jiné. Odkazujeme tudíž na řadu literárních pramenů, např. [27],[60], [63],[64].



## 6 ZÁVĚR

Předložená habilitační práce se zabývá vybranými poznatky experimentální a teoretické aerodynamiky stlačitelných tekutin v uzavřených kanálech z oblasti velkých lopatkových strojů - parních turbín velkého výkonu. Poskytuje ucelený přehled o několika specifických oblastech široké problematiky komplexních proudových polí v posledních stupních nízkotlakových dílů těchto parních turbín a o vzájemném vlivu konstrukčního uspořádání a transsonického proudového pole. Ukazuje na nesmírnou citlivost takových polí i na velmi malé změny tvaru lopatky a konstrukčního uspořádání celého oběžného kola. Otázky produkce entropie a trojrozměrného proudění v mezilopatkovém kanále (a s ním souvisejících vírových struktur) nejsou v práci systematicky zpracovány.

S ohledem na cíle práce, které byly formulovány v úvodu, lze říci, že v práci

- bylo systematicky popsáno (s ohledem na vybraná konstrukční uspořádání) transsonické proudové pole v oběžném kole posledního stupně nízkotlakového dílu parní turbíny velkého výkonu
- byl proveden rozbor problematiky supersonického vstupního proudového pole (se zřetelem na srovnání případů s nekonečným a konečným počtem lopatek),
- na základě provedených experimentů byly popsány možné případy interakce rázové vlny s mezní vrstvou, vyskytující se v oběžném kole posledního stupně nízkotlakového dílu parní turbíny velkého výkonu (a to včetně jejich důsledků na provoz stroje), a byl popsán i vývoj silových účinků od tlakových sil podél výšky dlouhé oběžné lopatky,
- byly ukázány praktické možnosti řešení problémů při experimentálním modelování transsonického a supersonického proudění v modelech s konečným počtem profilů,
- bylo napomoheno ku pochopení důležitosti znalosti vybraných aspektů teoretické a experimentální aerodynamiky pro vytváření nových tvarů dlouhých oběžných lopatek.

Úhel pohledu autora vychází z pozic aerodynamického experimentu. Využití vzájemně nezávislých metod měření spolu s dobrou znalostí teoretické aerodynamiky vysokých rychlostí dovoluje poskytnout komplexní pohled na popisovanou problematiku.

Spolu s obrovským rozvojem mikroelektronických logických systémů se velmi dynamicky rozvíjí v poslední desetiletích i výpočetní obor, využívající numerických metod k řešení složitých soustav rovnic, které aproximují reálný aerodynamický děj v reálné geometrii. Jde o velmi progresivní obor, který je na rozdíl od experimentu schopen v relativně krátké době a při vynaložení relativně malých nákladů poskytnout řadu informací o aerodynamických vlastnostech zkoumaného předmětu. Aproximace spočívá v nahrazení kontinuálního prostředí malými diskrétními oblastmi, ve volbě matematického modelu, kterým bude problém řešen, a ve vnášení dalších fyzikálních a časoprostorových modelů, představ a zjednodušujících podmínek.

Praktické zkušenosti ukazují, že v matematickém modelování v mechanice tekutin lze jen stěží bez dobrých znalostí fyzikální podstaty modelované úlohy dosáhnout výsledků, které by se uspokojivě přibližovaly skutečnosti. Zde spatřujeme nezastupitelnou úlohu kvalitního experimentu, jehož výsledky poskytují nejen informace o skutečném chování zkoumaného objektu pro matematické modelování, ale často i prostředky pro korekci použitých metod a jejich vývoj.

S rozvojem výpočetních kapacit a zvyšováním rychlosti a přesnosti výpočtů je možné modelovat stále více složitější průtočné geometrie. Lze modelovat i celý složitý trojrozměrný průtočný kanál transsonického aerodynamického tunelu s vloženým modelem prismatických lopatek. Vyvíjejí se i metody pro modelování účinku perforovaných stěn, které se užívají při měření. Dochází tak k zajímavé a plodné spolupráci experimentátorů a numerických matematiků. Odborníci na aerodynamická měření získávají například důležité informace o chování aerodynamického tunelu, které by experimentální cestou jen stěží dokázali odhalit. To v důsledku vede (ovšem v daných mezích) ke zvyšování úrovně a kvality experimentu. Také se dostávají před započítáním experimentů k údajům z předběžných numerických simulací, které výrazně zvyšují efektivitu poměrně velmi drahých pokusů v aerodynamické laboratoři.

Předložená habilitační práce obsahuje řadu informací, získaných autorem, jeho učiteli a spolupracovníky. Experimentální a teoretickou aerodynamiku vysokých rychlostí je nutno pojímat jako obor kolektivní: bez spolupráce odborníků, kteří na mistrovské úrovni ovládají příslušnou oblast experimentální či teoretické aerodynamiky, konečně i bez kvalitních technických, inženýrských a výrobních pracovníků nelze dosahovat nových a kvalitních poznatků. Nutno podotknout, že je velmi důležité zachování continuity oboru nejen ve smyslu personálním, ale i v uchování, rozvoji a předávání důmyslných prostředků experimentu a praktických dovedností. Platí jistě nejen o kvalitních pracovnících v aerodynamice, že „...*similis est homini patrifamilias, qui profert de thesauro suo nova et vetera (...podoben je hospodáři, který vynáší ze svého pokladu nové i staré)*“ [65].

Během skoro celého jednoho roku, kdy tato práce (nejprve v představách a později již i skutečně) vznikala, autor se často sám sebe ptal po důvodech jejího vzniku. Zda jím je ještě jeden shluk písmen před dalším jménem na náhrobním kameni, či spíše touha, možnost, předat či alespoň zachovat své omezené, ale poctivě nabyté poznatky mladším kolegům. Takže ve shodě s českým literátem [66] je asi nejpřesnějším důvodem toto: „Proč? Zbůhdarma. Namátkou. Z potřeby básně. Z rozkazu bloudící ozvěny a proto, že i věci nejstarší leží v síti přítomného času, a protože touha je jak člunek v rukou tkalcových a jako meč, který i ve snách dobývá ztracenou zemi.“ A také proto, že vysokorychlostní experimentální aerodynamika je nádherný obor.

Pragae, d. XXXI. Augusti A.D. MMXVII

## 7 PRAMENY

### 7.1 Citované práce autorovy

- [A1] Luxa, M., Synáč, J.: Efektivita přeměn energie. In: Vesmír 5/2015, ročník 92 (143), s. 272 - 275, Praha, 2013.
- [A2] Luxa, M. a kol.: High-Speed Aerodynamics Investigation of the Midsection of 48'' Rotor Blade for the Last Stage of Steam Turbine. In: 10th European Conference on Turbomachinery - Fluid Dynamics and Thermodynamics, s. 360-369, Lappeenranta, 2013. ISBN 978-952-265-385-7. ISSN 2243-3384.
- [A3] Luxa, M. a kol.: Aerodynamic Investigation of the Tip Section for Titanium Blade 54". In: 11th European Conference on Turbomachinery - Fluid Dynamics and Thermodynamics, s. 1-13., Madrid, 2015. ISSN 2410-4833.
- [A4] Luxa, M. a kol.: K problematice nestability supersonického vstupního proudového pole v oběžných turbínových mřížích. In: Power System Engineering Thermodynamics and Fluid Flow, ES 2016. Plzeň, 2016. ISBN 978-80-261-0626-5.
- [A5] Luxa, M., Šimurda, D.: Optická měření na mříži TR-P-2. Výzkumná zpráva ÚT AVČR No.: Z-1472/11, Praha, 2011.
- [A6] Luxa, M., Šimurda, D.: Optická měření na mříži TR-P-3. Výzkumná zpráva ÚT AVČR No.: Z-1492/13, Praha, 2013.
- [A7] Luxa, M., Šimurda, D.: Optical measurement on TR-P-4 Cascade. Výzkumná zpráva ÚT AVČR No.: Z-1558/16, Praha, 2016.
- [A8] Luxa, M., Šimurda, D.: Optická měření na transsonické mříži. Výzkumná zpráva ÚT AVČR No.: Z-1476/11, Praha, 2011.
- [A9] Luxa, M., Šimurda, D.: Measurement on TR-U-6 Cascade - Appendix. Výzkumná zpráva ÚT AVČR No.: Z-1540/15, Praha, 2015.
- [A10] Luxa, M., Šimurda, D.: Optical Measurement on TR-U-6 Cascade. Výzkumná zpráva ÚT AVČR No.: Z-1535/15, Praha, 2015.
- [A11] Luxa, M. a kol.: Causes and Solution of Aperiodicity of Supersonic Flow Field Downstream of a Profile Cascade. In: Communications, Vol.14, No. 4A/2012, s.23 - 28, Žilina, 2012. ISSN 1335-4205.
- [A12] Šimurda, D. a kol.: Aerodynamic Research on the Midsection of a Long Turbine Blade. In: Task Quarterly, Scientific bulletin of Academic Computer Centre in Gdansk, Roč. 12, No. 3-4, s. 135-145. Gdansk, 2008. ISSN 1428-6394.
- [A13] Luxa, M., Šimurda, D.: Optická měření na mříži TR-P-1. Výzkumná zpráva ÚT AVČR No.: Z-1384/06, Praha, 2006.
- [A14] Luxa, M. a kol.: Obrazy proudových polí v turbínových lopatkových mřížích I, II. Výzkumná zpráva ÚT AVČR No.: Z-1382/106, Praha, 2006.
- [A15] Šafařík, P. a kol.: On Measurement and Evaluation of Flow Conditions at Limit Load of Turbine Blade Cascades. In: XXI Biennial Symposium on Measuring Techniques in Turbomachinery, s. 1-6, Valencia, 2012.
- [A16] Šimurda, D., Luxa, M.: Pneumatická měření na mříži TR-P-2. Výzkumná zpráva ÚT AVČR No.: Z -1473/11, Praha, 2011.
- [A17] Luxa, M.: Proudění v radiální rozváděcí turbínové mříži při vysokých rychlostech. Disertační práce, FS ČVUT v Praze, Praha, 2005.
- [A18] Luxa, M. a kol.: Experimental Technique for Setup of Supersonic Inlet Flow in a Profile Blade Cascade. In: The Application of Experimental and Numerical Methods in Fluid Mechanics and Energy 2014 - Proceedings of the International Conference, s. 149-152, Žilina, 2014. ISBN 978-80-554-0855-2.

- [A19] Luxa, M., Šimurda, D.: Optical Measurement on TR-U-7 Cascade. Výzkumná zpráva ÚT AVČR No.: Z-1556/16, Praha, 2016.
- [A20] Luxa, M. a kol.: Shock Wave Boundary Layer Interaction in Profile Cascades Representing Rotor Bladings of the Last Stage of Large Output Steam Turbines. In: ECCOMAS Congress 2016 - Proceedings of the 7th European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering, s. 1464-1473, Atény, 2016. ISBN 978-618828440-1.
- [A21] Luxa, M., Šimurda, D.: Optická měření na mříži TR-Z-1. Výzkumná zpráva ÚT AVČR No.: Z-1451/10, Praha, 2010.
- [A22] Váchová, J. a kol.: Transition Model Application on Mid-Section Turbine Blade Cascade. In: Proceedings of the 12<sup>th</sup> International Symposium on Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flows, s.1-8, Lerici, 2015.
- [A23] Luxa, M. a kol.: Investigation of the Compressible Flow through the Tip-Section Turbine Cascade with Supersonic Inlet. In: Proceedings of the 12<sup>th</sup> International Symposium on Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flows, s.1-8, Lerici, 2015.
- [A24] Šimurda, D., Luxa, M.: Pneumatická měření na mříži TR-U-6. Výzkumná zpráva ÚT AVČR No.: Z -1517/14, Praha, 2014.
- [A25] Hofer, T. a kol.: Měření vybraných parametrů proudového pole před mříží TR - L - 3. Výzkumná zpráva ÚT AVČR No.: Z-1458/10, Praha, 2010.
- [A26] Šimurda, D. a kol.: Měření 3D proudového pole za mříží SE1050. Interní sdělení ÚT AVČR, Praha, 2012.
- [A27] Luxa, M. a kol.: Optická měření na mříži TR-P-1(A). Výzkumná zpráva ÚT AVČR No.: Z -1384/06, Praha, 2006.
- [A28] Luxa, M. Šimurda, D.: Optická měření na mříži TR-U-5. Výzkumná zpráva ÚT AVČR No.: Z -1514/14, Praha, 2014.
- [A29] Šimurda, D., Luxa, M.: Pneumatická měření na mříži TR-U-5. Výzkumná zpráva ÚT AVČR No.: Z -1515/14, Praha, 2014.
- [A30] Šafařík, P. a kol.: Four Generations of Last Stage Rotor Bladings for Steam Turbines of Large Output: Aerodynamic research on the Tip Section. In: Interní sdělení ÚT AVČR, Praha, 2013.
- [A31] Luxa, M., Šimurda, D.: Optická měření na mříži TR-U-2. Výzkumná zpráva ÚT AVČR No.: Z-1439/09, Praha, 2009.
- [A32] Luxa, M., Šimurda, D.: Měřicí prostor pro transsonické mříže s malým otočením proudu. Funkční vzorek, No.: INV-13051, Praha, 2013.

## 7.2 Ostatní citované práce

- [1] Patočka, J.: Aristoteles, jeho předchůdci a dědicové. Praha, 1964.
- [2] Bradshaw, P.: Complex Three-dimensional Turbulent Flows. In: Eighth Australian Mechanics Conference, University of Newcastle, 1983.
- [3] Ščeglajev, A.V.: Parní turbíny. 1. svazek. Praha 1983.
- [4] Šafařík, P.: Užití metody charakteristik při výpočtech proudění v lopatkových mřížích. In: Semináře o problémech parních turbín 3, ČVTS, Praha, 1976.
- [5] Thompson, P.A.: Transonic Flow in Curved Channels. In: Transactions of ASME, Journal of Basic Engeneering, No.12/1967.
- [6] Shapiro, A.H.: The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow. Díl I. a II., New York, 1953.
- [7] Mokřý, M.: Aerodynamická měření Machovým - Zehnderovým interferometrem. Výzkumná zpráva ÚT ČSAV No.: Z-239/67, Praha, 1967.

- [8] Šafařík, P.: Proudění v supersonické výstupní části lopatkové mříže. Výzkumná zpráva ÚT ČSAV No.: Z -409/73, Praha, 1973.
- [9] Dvořák, R.: Aerodynamické vlastnosti špičkových turbínových rotorových mříží (TR-B-1,2,3,). Výzkumná zpráva ÚT ČSAV No.: Z-423/73, Praha, 1973.
- [10] Dvořák, R., Šafařík, P.: Aerodynamic Research of the Tip Section of Last Stage Rotor Blades for Steam Turbines of Large Output. IN: ASME Paper No.: C185/79, ASME, 1979.
- [11] Dvořák, R.: Transsonické proudění. Academia, Praha, 1987.
- [12] Liepmann, H.W., Roshko, A.: Elements of Gasdynamics. New York, 1957.
- [13] Dvořák, R.: Vnitřní aerodynamika. ES ČVUT, Praha, 1987.
- [14] Šafařík, P.: Teoretický rozbor transsonické expanse v lopatkové mříži. Výzkumná zpráva ÚT ČSAV No.: Z-856/83, Praha, 1983.
- [15] Šafařík, P.: Přejít mezni vrstvy pod vlivem supersonické komprese při transsonické expansi. In: Kolokvium Dynamika tekutin, sborník příspěvků, s.45-46, Praha, 1994.
- [16] Sieverding, C.H.: Soukromé sdělení (VKI)
- [17] Nagayama a kol.: A Study of the Performance of 2D Turbine Cascades. IN: Mitsubishi review, sv. 19, No. 2, 1982-1983.
- [18] Ainley, D.G., Mathieson, G.C.R.: An Estimation of the Flow in Blade Rows of Axial Turbines, In: ARC R&M 2728, 1955.
- [19] Sieverding, C.H. a kol.: Investigation of Transonic Steam Turbine Tip Sections with Various Blade Suction Side Blade Curvatures. In: Proc. Inst. Mech. Engrs, C195/79, 1979.
- [20] Heinemann, H.: Soukromé sdělení (DLR).
- [21] Dejč, M.E., Trojanovskij, B.M.: Untersuchung und Berechnung axialer Turbinenstufen, VEB Verlag Berlin, Berlin, 1973.
- [22] Šafařík, P. a kol.: On Measurement and Evaluation of Flow Conditions at Limit Load of Turbine Blade Cascades. In: XXI Biennial Symposium on Measuring Techniques in Turbomachinery, s. 1-6, Valencia, 2012.
- [23] Amecke, J., Šafařík, P.: Data Reduction of Wake Flow with Injection of an Other Gas. DLR - Forschungsbericht No.: 95-32, Göttingen, 1995.
- [24] Lichtfuss, H.J., Starke, H.: Supersonic Cascade Flow. In: Progress in Aerospace Science, sv.15, Oxford, 1974.
- [25] Carriere, P.: Confluence of Two Supersonic Jets at the Trailing Edge of Turbine Blade. In: Lecture Series No.:30, VKI, Brussels, 1971.
- [26] Vlček, V.: Proudění v úplavu supersonické odtokové hrany. Výzkumná zpráva ÚT ČSAV No.: Z -418/73, Praha, 1973.
- [27] Bölcs, A, Suter, P.: Transsonische Turbomaschinen, Karlsruhe, 1986.
- [28] Starke, H., Lichtfuss, H.J.: Supersonic cascade performance. AGARD LS 39, 1970.
- [29] Oswatitsch, K.: Möglichkeiten und Grenzen der Linearisierung in der Strömungsmechanik. In: Jahrbuch 1969 der DGLR, Braunschweig, 1970.
- [30] Starke, H.: Utilization of Linear Cascade Experiments in Turbomachine Design Development. Výzkumná zpráva DFVLR No.: IB-325-19-86, Kolín nad Rýnem, 1986.
- [31] Möckel, W.E.: Approximate Method for Predicting Form and Location of Detached Shock Waves Ahead of Plane or Axially Symmetrical Bodies. NACA Report No.: NACA TN1921, 1949.
- [32] Vinogradov, B.C., Sajchudinov, Z.G.: Približennyj metod rasčeta otsojedinnoj golovoj volny pri obtekanii zatuplennyh tel sverchzvukovym potokom. In: Avijacijanija Technika č. 2, VUZOV, Moskva, 1963.

- [33] Zhong, Y.X., Starke, H.: Die Überschallströmung stumfer Plattengitter. Výzkumná zpráva DFVLR No.: IB-325-2-82, Kolín nad Rýnem, 1982.
- [34] Sears, W.R.: Small Perturbation Theory. In: General Theory of High Speed Aerodynamics, Princeton, 1954.
- [35] Šifrin, E.G.: O forme otošedšej volny pri obtekaniji profilej. In: PMM, T33, No.5, Moskva, 1969.
- [36] Levine, P.: The Two Dimensional Inflow Conditions for a Supersonic Compressor with Curved Blades. In: WADC, Tech.Report No. 55-387, 1956.
- [37] Lepicovsky, J. a kol: Methodology of Blade Unsteady Pressure Measurement in the NASA Transonic Flutter Cascade. Výzkumná zpráva NASA, TM-2002-211894, 2002.
- [38] Lepičovský, J.: Výzkum flutteru lopatek turbostrojů v NASA GRC. Přednáška pořádaná ČSM, Praha, 2016.
- [39] Landau, L.D., Lifšic, E.M.: Gidrodinamika. In: Teoretická fyzika, svazek.VI, 3. vydání, Moskva, Nauka, 1986.
- [40] Šimurda D.: Transsonické a supersonické proudění v turbínových profilových mřížích. Disertační práce FS ČVUT v Praze, Praha, 2011.
- [41] Birkhoff, G.: Hydrodynamics, A Study of Logic and Similitude. Princeton University Press, Princeton, 1950.
- [42] Hellsten, A.: A New Advanced  $k-\omega$  Turbulence Model for High-Lift Aerodynamics. In: AIAA Journal, No.43, s.1857-1869, 2005.
- [43] Straka, P., Příhoda, J.: Application of the Algebraic Bypass-Transition Model for Internal and External Flows. In: Proceedings of Conference Experimental Fluid Mechanics 2010, s.636-641, Liberec, 2010.
- [44] Uruba, V. a kol: Měření turbulence v transsonickém aerodynamickém tunelu ÚT. Výzkumná zpráva ÚT AVČR No.: Z-1484/12, Praha, 2012.
- [45] Jonáš, P.: Strouhalovo číslo a jeho význam v mechanice tekutin. n: Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, ročník 46, No.2, s.119-127, 2001.
- [46] Zdravkovich, M.M.: Flow Around Circular Cylinders. Vol. I. Oxford University Press, New York, 1997.
- [47] Kotschin, N.J., Kibel, I.A., Rose, N.W.: Theoretische Hydromechanik. Band I, Akademie - Verlag GmbH, Berlin, 1954.
- [48] Vlček, V. Maršík, F.: Vírové řady v úplavu za tupou odtokovou hranou. Část I. Výzkumná zpráva ÚT ČSAV No.: Z-982/86, Praha, 1985.
- [49] Gostelow, J.P. a kol.: On Vortex Formation in the Wake Flow of Transonic turbine Blades and Oscillating Airfoils. In: Proceedings ASME Turbo Expo 2005, No.:GT2005-69128, Reno, 2005.
- [50] Williamson, C.H.K., Rosko, A.: Vortex Formation in the Wake of an Oscillating Cylinder. IN: Journal of Fluid and Structures, No.2, s.355-381, 1988.
- [51] Young, J., Lai, J.C.S.: Oscillation Frequency and Amplitude Effects on the Wake of a Plunging Airfoils. In: AIAA Journal, No.42/10, s.2042-2052, 2004.
- [52] Motallebi, F.: Base pressure in Transonic speeds – A Comparison between Theory and Experiment. In: Proceedings ASME Turbo Expo 1988, No.: 88-GT-132, 1988.
- [53] Šafařík, P.: Měření na mříži TR-N-1. Interní sdělení ÚT ČSAV, Praha, 1981.
- [54] Schlichting, H., Gersten, K.: Grenzschicht-Theorie. 9.vydání, Springer, Berlin, 1997.
- [55] Rudas, B.: Interní sdělení (Doosan Škoda Power, s.r.o.).
- [56] Lepař, F.: Řecká cvičební kniha pro gymnasia česká. 7. vydání, Praha 1895.

- [57] Gukasova, E.A.: Aerodynamičeskoje soversenstvovanije lopatnych apparatov i gazovyh turbin. Moskva, 1960.
- [58] Straka, P.: Numerická simulace při podpoře experimentálního vysokorychlostního aerodynamického výzkumu proudění v přímých lopatkových mřížích. Disertační práce FS ČVUT v Praze, Praha, 2010.
- [59] Barot, M.: Numerická simulace proudění v mříži TR-U-2. Interní sdělení fy Techsoft Praha, Praha 2011.
- [60] Starcken, H.: A New Technique fro Controlling the Exit Flow Periodicity of the Supersonic Cascades. In: Measuring Techniques in Transonic and Supersonic Cascades and Turbomachines, Zürich, 1977.
- [61] Goethert, B.H.: Transonic Wind Tunnel Testing. Oxford, 1961.
- [62] Dixon, S.L.: Fluid Mechanics and Thermodynamics of Turbomachinery. Amsterdam, 1988.
- [63] Krasnov, N.F. a kol.: Příkladnaja aerodinamika. Moskva, 1974
- [6] Tropea, C. a kol.: Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics. Springer Verlag, Berlin, 2007.
- [96] Vulgata Clementina, Mt 13,52, 1592.
- [97] Vančura, V.: Obrazy z dějin národa českého. Díl I. Praha, 1981.





Autor:

Martin Luxa

Název práce:

**Důsledky konstrukčního řešení oběžného kola posledního stupně nízkotlakového dílu parní turbíny velkého výkonu s velmi dlouhými lopatkami na transsonické proudové pole**

Souhrn:

Předložená habilitační práce se zabývá vybranými poznatky experimentální a teoretické aerodynamiky stlačitelných tekutin v uzavřených mezilopatkových kanálech velkých lopatkových strojů (parních turbín velkého výkonu) a jejich dopadem na stavbu těchto strojů. Poskytuje pokud možno ucelený přehled o problematice několika důležitých specifických oblastí široké problematiky komplexních proudových polí v posledních stupních nízkotlakových dílů těchto parních turbín. Otázky produkce entropie a trojrozměrného proudění v mezilopatkovém kanále (a s ním souvisejících vírových struktur) nejsou v práci systematicky zpracovány. Text je směřován především k zájemcům v oborech energetického strojírenství, leteckých motorů a matematického modelování v mechanice tekutin z praxe i školství. Úhel pohledu vychází z pozic aerodynamického experimentu. Využití vzájemně nezávislých metod měření spolu s dobrou znalostí teoretické aerodynamiky vysokých rychlostí dovoluje poskytnout komplexní pohled na popisovanou problematiku.

Klíčová slova: dlouhá rotorová turbínová lopatka, transsonické proudění, supersonické proudění, experimentální aerodynamika, komplexní proudové pole

Author:

Martin luxa

Title:

**Effects of the design solutions of the blade wheel with very long blades of the last stage of the low pressure cylinder of the steam turbine of large output on transonic flow field**

Summary:

The thesis is concerned with the findings obtained through experimental and theoretical compressible fluid mechanics research in closed interblade flow channel of large turbomachines (steam turbines of large power output) and their influence on the design of these machines. The thesis provides a consistent overview of several specific topics selected from a rather wide range of complex flow fields in the last stages of steam turbines' low pressure cylinders. The thesis does not include systematic solutions to production of entropy and vortical structures in the last stage blade interblade channels. The thesis is aimed mainly at interested persons in energetic engineering, aeronautical engineering and mathematical modelling in fluid mechanics or any other interested industrial or scholar party. Experimental aerodynamics is the main approach of the author. Utilization of mutually independent methods of measurement and thorough theoretical knowledge of high speed aerodynamics allowed a presentation of complex overview of described topics.

Key words: long rotor turbine blade, transonic flow, supersonic flow, experimental aerodynamics, complex flow field