



# Aerodynamické ucpání v nadzvukovém ejektoru

## Disertační práce

*Studijní program:*

P2301 Strojní inženýrství

*Studijní obor:*

Aplikovaná mechanika

*Autor práce:*

**Ing. Jan Kracík**

*Školitel práce:*

prof. Ing. Václav Dvořák, Ph.D.

Katedra mechaniky, pružnosti a pevnosti



## Prohlášení

Prohlašuji, že svou disertační práci jsem vypracoval samostatně jako původní dílo s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím mé disertační práce a konzultantem.

Jsem si vědom toho, že na mou disertační práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb., o právu autorském, zejména § 60 – školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci nezasahuje do mých autorských práv užitím mé disertační práce pro vnitřní potřebu Technické univerzity v Liberci.

Užiji-li disertační práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědom povinnosti informovat o této skutečnosti Technickou univerzitu v Liberci; v tomto případě má Technická univerzita v Liberci právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Současně čestně prohlašuji, že text elektronické podoby práce vložený do IS/STAG se shoduje s textem tištěné podoby práce.

Beru na vědomí, že má disertační práce bude zveřejněna Technickou univerzitou v Liberci v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb., o vysokých školách a o změně a doplnění dalších zákonů (zákon o vysokých školách), ve znění pozdějších předpisů.

Jsem si vědom následků, které podle zákona o vysokých školách mohou vyplývat z porušení tohoto prohlášení.

15. prosince 2020

Ing. Jan Kracík

## **Anotace**

Práce se zabývá studiem proudění stlačitelné tekutiny v nadzvukových ejektorech s osově nastavitelnou hnací tryskou. V úvodní části je představeno téma práce a jsou uvedeny cíle výzkumu. Dále je zaměřena pozornost na teorii týkající se stlačitelného proudění a aerodynamického ucpání. Následuje teorie nadzvukových ejektorů a jejich návrhových metod. Jsou představeny dvě analytické metody používané pro návrh nadzvukových ejektorů, přičemž každá z metod vychází z jiných předpokladů. Další části se zabývají metodami numerického a experimentálního výzkumu. V práci je vyšetřován vliv provozních podmínek a osově vzdálenosti hnací trysky od směšovací komory na proudění v nadzvukovém ejektoru. Je blíže popsána struktura proudění uvnitř ejektoru a proveden rozbor z hlediska aerodynamického ucpání hnaného proudu. Jsou formulovány závěry a uvedeny přínosy práce včetně doporučení pro další výzkum problematiky.

### **Klíčová slova**

aerodynamické ucpání, nadzvukový ejektor, nastavitelná hnací tryska, výpočetní mechanika tekutin

## **Annotation**

This work deals with the investigation of the compressible flow in supersonic ejectors with a movable motive nozzle. First, the thesis topic is introduced and the research objectives are set. Second, attention is paid to the theory of the compressible fluid flow and aerodynamic choking. The next part is devoted to the theory of supersonic ejectors and their design methods. Two analytical methods are introduced, each of them utilizing different assumptions. Following parts discuss the methods of numerical and experimental research conducted. Furthermore, a thorough analysis of the flow inside the ejector for a set of working and geometrical parameters is also carried out. Special attention is paid to the aerodynamic choking of the secondary flow. Finally, the results obtained are evaluated and recommendations for further research are stated.

### **Key words**

Aerodynamic Choking, Computational Fluid Dynamics, Movable Motive Nozzle, Supersonic Ejector

## **Poděkování**

Děkuji mému školiteli prof. Ing. Václavu Dvořákovi, Ph.D. za mnoho poskytnutých rad a především za podporu během působení na univerzitě. Tato práce by nevznikla bez mnohaletých konzultací s mým školitelem. Děkuji rovněž všem kolegům z univerzity.

Jsem hluboce zavázán všem mým přátelům a známým za podporu a užitečné lekce v průběhu života.

Jsem z celého srdce vděčný ženě, která mne přivedla na tento svět a přispěla tak ke vzniku této práce.

*“The first gulp from the glass of natural sciences will turn you into an atheist, but at the bottom of the glass God is waiting for you.”*

*Werner Heisenberg*

# Obsah

1	Úvod .....	15
1.1	Motivace a cíle disertační práce .....	15
2	Teorie nadzvukových ejektorů a proudění v kanále .....	18
2.1	Aerodynamické ucpání .....	18
2.2	Všeobecné poznatky o nadzvukových ejektorech.....	20
2.3	Pracovní režimy nadzvukového ejektoru.....	21
2.4	Charakter proudění hnacího proudu za hnací tryskou .....	24
2.5	Aerodynamické ucpání v nadzvukovém ejektoru .....	26
2.5.1	Aerodynamické ucpání při užití numerických metod výpočtu .....	27
2.5.2	Další pohledy na problematiku aerodynamického ucpání .....	28
3	Analytické metody návrhu nadzvukových ejektorů.....	31
3.1	Obecné vztahy pro výpočet.....	31
3.2	Analytická metoda – G. N. Abramovič .....	33
3.3	Analytická metoda – WX Chen et al. ....	40
3.3.1	Výpočet kritického režimu.....	41
3.3.2	Výpočet podzvukových režimů.....	44
4	Metody numerického výzkumu.....	46
4.1	Základní teorie numerického řešení.....	46
4.1.1	Numerický řešič .....	46
4.1.2	Systém základních bilančních rovnic .....	47
4.1.3	Diskretizace, integrace a linearizace .....	48
4.1.4	Konečný systém rovnic .....	48
4.2	Modelování turbulence.....	49
4.2.1	Turbulentní modely k-ε .....	51

4.2.2	Turbulentní modely $k-\omega$ .....	52
4.3	Řešení proudění v blízkosti pevné stěny.....	53
4.4	Zahrnutí drsnosti povrchu.....	55
4.5	Numerický model nadzvukového ejektoru.....	57
5	Metody experimentálního výzkumu.....	60
5.1	Experimentální zařízení.....	60
5.2	Měření hmotnostního toku.....	63
5.3	Měření statického tlaku na stěně.....	64
5.4	Nejistoty veličin při měření.....	65
5.4.1	Určení nejistot při experimentu.....	65
5.4.2	Alternativní způsob určení hmotnostního toku hnací tryskou.....	66
6	Výsledky a diskuse.....	68
6.1	Výsledky experimentálního výzkumu.....	68
6.1.1	Vliv protitlaku při konstantní poloze hnací trysky.....	69
6.1.2	Vliv polohy hnací trysky při stálých provozních podmínkách.....	77
6.2	Výsledky numerického výzkumu.....	81
6.2.1	Vliv použitého řešiče a diskretizačního schématu.....	81
6.2.2	Nezávislost numerického řešení na výpočetní síti.....	83
6.2.3	Vliv použitého modelu turbulence.....	83
6.2.4	Vliv klidového tlaku hnaného proudu.....	88
6.2.5	Vliv trojrozměrných účinků.....	89
6.3	Rozbor proudění v okolí hnací trysky při různém poměru klidových tlaků.....	93
6.4	Rozbor proudění v ejektoru při různém poměru klidových tlaků.....	96
6.5	Rozbor proudění v ejektoru při různém poměrném protitlaku.....	103
6.5.1	Vliv protitlaku při malých polohách hnací trysky.....	105
6.5.2	Vliv protitlaku při velkých polohách hnací trysky.....	108

6.6	Rozbor proudění v ejektoru při různých polohách hnací trysky .....	111
6.6.1	Vliv polohy hnací trysky na proudění v ejektoru.....	111
6.6.2	Vliv polohy hnací trysky na účinnost ejektoru .....	115
6.6.3	Odchyšky mezi experimentem a numerickým výpočtem .....	116
6.7	Rozbor proudění v ejektoru při uvažování drsnosti stěn .....	118
6.7.1	Vliv drsnosti stěny při malých polohách hnací trysky.....	120
6.7.2	Vliv drsnosti stěny při velkých polohách hnací trysky.....	123
6.8	Rozbory výsledků analytických metod.....	129
6.8.1	Rozbor výsledků Abramovičovy metody .....	130
6.8.2	Rozbor výsledků Chenovy metody.....	132
6.8.3	Porovnání analytických metod s experimentem .....	135
6.8.4	Zohlednění polohy trysky v analytickém modelu.....	136
6.9	Závěry uvedených rozborů .....	137
7	Závěrečné shrnutí a doporučení pro další výzkum .....	141
	Seznam použité literatury.....	143
	Seznam publikací autora .....	149

## Seznam veličin a použitého značení

(Význam zde neuvedeného značení je objasněn na příslušném místě v textu.)

A	průřez	[m <sup>2</sup> ]
A <sub>0</sub>	konstanta turbulentního modelu	[1]
A <sub>s</sub>	konstanta turbulentního modelu	[1]
a	rychlost zvuku	[m·s <sup>-1</sup> ]
a <sub>p(k)</sub>	linearizační koeficient	[1]
b	linearizační konstanta	[dle veličiny]
C	průtokový součinitel	[1]
C <sub>s</sub>	konstanta rovnoměrnosti umělé drsnosti	[1]
C <sub>μ</sub>	konstanta turbulentního modelu	[1]
C <sub>1ε</sub>	konstanta turbulentního modelu k-ε	[1]
C <sub>2ε</sub>	konstanta turbulentního modelu k-ε	[1]
c <sub>p</sub>	měrná tepelná kapacita za konstantního tlaku	[J·kg <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup> ]
c <sub>v</sub>	měrná tepelná kapacita za konstantního objemu	[J·kg <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup> ]
D	průměr potrubí při měření průtoku	[m]
d	průměr	[m]
d <sub>cl</sub>	průměr otvoru clony	[m]
d <sub>h</sub>	hydraulický průměr	[m]
E	celková měrná vnitřní energie	[J·kg <sup>-1</sup> ]
$\overline{\overline{F}}_c$	tenzor konvektivních toků	[dle veličiny]
f <sub>D</sub>	součinitel tření dle Darcyho	[1]
f <sub>e</sub>	vnější (objemové) síly	[N·m <sup>-3</sup> ]
f <sub>F</sub>	součinitel tření dle Fanninga	[1]
$\overline{\overline{F}}_v$	tenzor viskózních toků	[dle veličiny]



H	celková měrná entalpie	[J·kg <sup>-1</sup> ]
h	měrná entalpie	[J·kg <sup>-1</sup> ]
K <sub>sg</sub>	výška nerovností rovnoměrné umělé drsnosti	[m]
k	turbulentní kinetická energie	[m <sup>2</sup> ·s <sup>-2</sup> ]
k <sub>a</sub>	absolutní drsnost	[m]
k <sub>r</sub>	relativní drsnost	[1]
L	délka	[m]
M	Machovo číslo	[1]
M <sub>m</sub>	molární hmotnost	[kg·kmol <sup>-1</sup> ]
M <sub>id</sub>	ideální směšovací bod	[-]
M <sub>sk</sub>	skutečný směšovací bod	[-]
ṁ	hmotnostní tok	[kg·s <sup>-1</sup> ]
NXP	vzdálenost trysky od směš. komory (ang. Nozzle eXit Position)	[m]
p	tlak	[Pa]
P <sub>k</sub>	produkce turbulentní kinetické energie	[J·m <sup>-3</sup> ·s <sup>-1</sup> ]
P <sub>ω</sub>	produkce specifické disipace	[kg·m <sup>-3</sup> ·s <sup>-1</sup> ]
q	aerodynamická funkce průřezu	[1]
q <sub>j</sub>	tepelný tok	[W·m <sup>-2</sup> ]
$\vec{Q}$	vektor zdrojových členů	[dle veličiny]
R <sub>a</sub>	střední aritmetická úchylka povrchu	[m]
Re	Reynoldsovo číslo	[1]
r	kolmá vzdálenost od osy, poloměr (stejně jako y)	[m]
r <sub>v</sub>	individuální (měrná) plynová konstanta	[J·kg <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup> ]
S <sub>k</sub>	obecný zdroj turbulentní kinetické energie	[J·m <sup>-3</sup> ·s <sup>-1</sup> ]
S <sub>ε</sub>	obecný zdroj turbulentní disipace	[J·m <sup>-3</sup> ·s <sup>-2</sup> ]

$S_\omega$	obecný zdroj specifické turbulentní disipace	$[\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{s}^{-2}]$
$S_\phi$	obecný objemový zdroj	[dle veličiny]
$s$	měrná entropie	$[\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}]$
$T$	termodynamická teplota, časová perioda	[K], [s]
$t$	Celsiova teplota, čas	$[\text{°C}]$ , [s]
$U^*$	funkce turbulentního modelu	[1]
$u_\tau$	třecí rychlost	$[\text{m}\cdot\text{s}^{-1}]$
$u^+$	bezrozměrná rychlost	$[\text{m}\cdot\text{s}^{-1}]$
$V$	objem	$[\text{m}^3]$
$v$	rychlost proudění	$[\text{m}\cdot\text{s}^{-1}]$
$\overline{W}$	vektor zachovávaných veličin	[dle veličiny]
$x$	souřadnice ve směru rovnoběžném s osou – axiální	[m]
$x_p$	vzdálenost vnější části hnací trysky od místa dotyku	[m]
$y$	souřadnice ve směru kolmém na osu – radiální	[m]
$y^+$	bezrozměrná tloušťka mezní vrstvy	[1]
$Y_M$	disipace energie vlivem stlačitelnosti	$[\text{J}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}]$
$Y_\varepsilon$	disipace turbulentní disipace	$[\text{J}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{s}^{-2}]$
$Y_\omega$	disipace specifické turbulentní disipace	$[\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{s}^{-2}]$
$z$	Kiselevova funkce	[1]
$\alpha_d$	úhel rozšíření difuzoru	$[\text{°}]$
$\alpha^*$	konstanta turbulentního modelu	[1]
$\beta$	poměr průměru otvoru clony a průměru potrubí	[1]
$\beta^*$	konstanta turbulentního modelu	[1]
$\Gamma$	ejekční součinitel	[1]

$\Gamma_\phi$	součinitel difúze	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$
$\Delta_R$	relativní odchylka	[1], [%]
$\Delta h_{ztr}$	změna entalpie, tzv. ztrátová měrná entalpie	$[\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}]$
$\Delta p$	tlaková diference	[Pa]
$\Delta s_T$	nárůst měrné entropie vlivem nerovnosti statických teplot	$[\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$
$\Delta s_c$	nárůst měrné entropie vlivem směšování	$[\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$
$\Delta s_{nev}$	nárůst měrné entropie vlivem nevratností	$[\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$
$\delta$	absolutní nejistota měřené veličiny	[dle veličiny]
$\delta_{ij}$	Kroneckerovo delta	[-]
$\varepsilon$	rychlost disipace turbulentní kinetické energie	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}]$
$\eta$	účinnost	[1], [%]
$\Theta_{21}$	poměr klidových teplot hnaného a hnacího proudu	[1]
$\kappa$	Poissonova konstanta	[1]
$\lambda$	součinitel tepelné vodivosti, Lavalovo číslo	$[\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$ , [1]
$\mu$	dynamická viskozita, poměr průřezů proudů	$[\text{Pa} \cdot \text{s}]$ , [1]
$\nu$	kinematická viskozita	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}]$
$\Pi$	poměrný protitlak	[1]
$\rho$	měrná hmotnost	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}]$
$\tau_{ij}$	tenzor vazkých napětí	[Pa]
$\tau_{ij}^T$	tenzor turbulentních napětí	[Pa]
$\phi$	obecná skalární veličina, ztrátový součinitel	[dle veličiny], [1]
$\varphi$	obecná skalární veličina, ztrátový součinitel	[dle veličiny], [1]
$\Psi$	poměr klidových tlaků hnacího a hnaného proudu	[1]
$\psi$	průtokový součinitel	[1]
$\omega$	specifická turbulentní disipace	$[\text{s}^{-1}]$
$\sigma_k$	Turbulentní Prandtlovo číslo pro k	[1]

$\sigma_\varepsilon$  Turbulentní Prandtlovo číslo pro  $\varepsilon$  [1]

$\sigma_\omega$  Turbulentní Prandtlovo číslo pro  $\omega$  [1]

## Indexy

abs absolutní hodnota veličiny

c celkový

CFD numericky vypočtená veličina

d difuzor

dis disipace

eff efektivní

eq ekvivalentní

exp expanze nebo experimentálně získaná veličina

i složkový index

in vstup

j sčítací index

k počet sousedních buněk, sčítací index

komp komprese

lim limitní stav, kdy ejektor přestává plnit funkci

m mezní režim, místo konce směšování,

max maximální hodnota

min minimální hodnota

n návrhový režim, n-tý bod výpočtu (charakteristiky)

nev nevratný

out výstup

p poloha či vzdálenost hnací trysky od místa dotyku trysky a sací části, počítaná veličina

p1	stav hnacího proudu ležící na izobaře $p_4$
p2	stav hnaného proudu ležící na izobaře $p_4$
r	režim s kolmou rázovou vlnou ve výstupním průřezu trysky, radiální složka příslušné veličiny
rel	relativní hodnota veličiny vztažená ke zvolené referenci
s	izoentropický
sk	směšovací komora
stat	statický
t	turbulentní
td	termodynamický
th	hrdlo hnací trysky
tr	tryska
v	výstup hnací trysky
výst	výstup ejektoru
x	stav před rázovou vlnou, x-ová složka příslušné veličiny
y	stav za rázovou vlnou, y-ová složka příslušné veličiny
z	místo počátku směšování, místo kritického průřezu hnaného proudu v případě návrhových režimů (Fabri), z-ová složka příslušné veličiny
ztr	ztrátový
0	klidový stav
1	hnací (primární) proud; místo v ejektoru; statický stav; před clonou
2	hnaný (sekundární) proud; místo v ejektoru; statický stav; za clonou
3	konec směšovací komory, místo v ejektoru, statický stav
4	konec difuzoru; místo v ejektoru; statický stav; protitlak
12	stav společný pro hnací a hnaný proud; místo ústí hnací trysky, ztráty třením
21	geometrický průřez (Fabriho ucpání 1. druhu)

2z geometrický průřez (Fabriho ucpání 2. druhu)

\* kritický stav

### **Zkratky**

CFD výpočetní dynamika tekutin (angl. Computational Fluid Dynamics)

DES kombinace LES a RANS (angl. Detached Eddy Simulation)

DNS přímý numerický výpočet (angl. Direct Numerical Simulation)

KRV kolmá rázová vlna

LES výpočet vírů velkých měřítek (angl. Large Eddy Simulation)

MKO Metoda Konečných Objemů (angl. FVM, Finite Volume Method)

RANS Reynoldsovo středování N-S rovnic (angl. Reynolds-Averaged Navier-Stokes)

RNG renormalizační grupy (angl. ReNormalization Group)

SST přenos smykových napětí (angl. Shear Stress Transport)

0D nulazměrný přístup

1D jednorozměrný přístup

2D dvourozměrný model

3D třírozměrný model

# 1 Úvod

Energie je všude kolem nás. Je nezbytná pro veškerý život v celém vesmíru a její šetrné využívání je v dnešní době, kdy energetická spotřeba stále roste, velice důležité. Fosilní paliva jsou stále ještě žádanou a relativně snadno dostupnou komoditou, avšak jejich dostupné množství s neustále zvyšující se spotřebou klesá. Proto je nutné hledat alternativní zdroje, které je v budoucnosti nahradí. Využití nízko-potenciálních zdrojů tepla, jako je například odpadní teplo z technologických procesů, geotermální energie či energie dopadající ve formě slunečního záření na zemský povrch, jsou velmi slibnými způsoby nakládání s dostupnými zdroji energie, které mají minimální dopad na životní prostředí.

Rozsáhlému používání zařízení, která pracují s obnovitelnými či druhotnými zdroji energie, zatím brání skutečnost, že jejich vývoj a realizace nejsou vždy úplně jednoduché a pořizovací nebo provozní náklady jsou ještě stále ve většině případů vyšší v porovnání se zařízeními, která pracují s konvenčními zdroji energie. Je tedy velice žádoucí, aby bylo dané zařízení schopné pracovat s maximální využitelností primárního či hnacího zdroje energie a zároveň splňovalo technické požadavky koncového odběratele na jeho funkci. Mezi taková zařízení patří, mimo jiné, i nadzvukové ejektory, na které je zaměřena předkládaná práce.

Na téma ejektorů bylo provedeno nespočetné množství teoretických, experimentálních a numerických výzkumů. Jedním z velmi dobře zpracovaných přehledů o ejektorech včetně jejich aplikací je například publikace autorů Suna a Eamese [1]. Využití ejektorů v praxi lze pozorovat napříč různými obory. Patrně jednou z nejvýznamnějších aplikací posledních let je chladírenský průmysl, kde ejektor nahrazuje funkci kompresoru. Existují rovněž chladicí systémy, ve kterých ejektor spolupracuje s kompresorem, a snižuje tak jeho energetickou spotřebu. Rozsáhlý přehled využití ejektorů v chladírenských a klimatizačních zařízeních lze nalézt například v publikaci Besagni et al. [2]. Mimo aplikaci chlazení nacházejí ejektory také uplatnění při zvyšování tahu leteckých motorů, výkonu turbín, nebo při dopravě sypaných látek. V diplomové práci autora [3] či jeho publikacích [A1] až [A4] je předmětem výzkumu nadzvukový ejektor s dvanácti hnacími tryskami, který slouží k pohonu nadzvukového aerodynamického tunelu. Bez ohledu na aplikaci nadzvukových ejektorů je v současné době patrně největším problémem regulace chodu, respektive zajištění stability chodu při provozu.

## 1.1 Motivace a cíle disertační práce

Děje probíhající uvnitř nadzvukového ejektoru jsou velmi komplexní a v některých případech nejsou ještě zcela pochopeny, což se týká zejména ejektorů pracujících se stlačitelnými tekutinami. V nadzvukových ejektorech je nutné navíc uvažovat jevy spojené s prouděním při vysokých rychlostech a vyskytují se zde současně oblasti nadzvukového i podzvukového charakteru, a tak se přímo nabízí nazývat proudění jako transsonické. Přejít z nadzvukových rychlostí do podzvukových je ve velké většině případů spojen se vznikem rázových vln, které jsou významným zdrojem energetických ztrát a vyvolávají řadu doprovodných, většinou nežádoucích, jevů. Dostatečné pochopení

dějů, které v nadzvukových ejektorech probíhají, je pro správný konstrukční návrh zařízení nezbytné.

V závislosti na provozních podmínkách a geometrii ejektoru, může hnaný proud dosahovat ve směšovací komoře zvukových či nadzvukových rychlostí, což vede za stálých klidových podmínek k omezení nasávaného množství ejektorem. Tento jev je úzce spojen s aerodynamickým ucpáním hnaného proudu uvnitř ejektoru. Přestože je toto omezení výkonu ejektoru známo již řadu let, ještě stále nejsou dostatečně pochopeny mechanismy, za kterých aerodynamické ucpání nastává. Podrobnější výzkum mechanismu aerodynamického ucpání je tedy velice aktuální. Navíc v současné době neexistuje výpočtová metoda nadzvukových ejektorů, která by byla univerzálně použitelná. Většina dostupných metod se spoléhá na zavedení zjednodušujících předpokladů a empirických součinitelů. Tyto předpoklady pak vedou k omezení platnosti metody v celém rozsahu provozních podmínek a platnost je pak omezena pouze na velice úzké pásmo provozních podmínek. Zmíněné problémy mimo jiné pramení právě z nedostatečného pochopení mechanismů, při kterých k aerodynamickému ucpání v ejektoru dochází [4], [5].

Předkládaná práce je zaměřena na výzkum proudění v nadzvukovém ejektoru s válcovou směšovací komorou a osově nastavitelnou hnací tryskou. Práce se zaměřuje na vyšetřování vlivu vzdálenosti hnací trysky od směšovací komory na proudění v ejektoru a na aerodynamické ucpání hnaného proudu. Při výzkumu bylo využito experimentálních, numerických (CFD) a analytických metod.

Významnou částí práce je experimentální výzkum na nadzvukovém vzduchovém ejektoru. Zkoumání uvedené problematiky je po experimentální stránce značně komplikované a v mnoha případech je nutné volit specifické metody pro získání dané fyzikální veličiny. Z výsledků experimentu jsou vyhodnoceny hmotnostní toky hnaného a smíšeného proudu a také průběh tlaku na stěně směšovací komory při různých provozních podmínkách a různé geometrii ejektoru.

Jelikož je vyšetřovaný ejektor relativně malých rozměrů, válcového tvaru a vyroben z neprůhledného materiálu, nebylo možné pro podrobnější zkoumání proudového pole uvnitř kanálu použít žádnou, v současnosti dostupnou, vizualizační metodu. Proto byl jako podpůrný prostředek výzkumu zvolen numerický výpočet, který může poskytnout detailnější informace o dějích uvnitř ejektoru. Výpočet byl proveden v komerčním programu Ansys Fluent a jedním z dílčích cílů práce bylo zpřesnění numerických simulací tak, aby dosažené výsledky co nejvíce korespondovaly s výsledky experimentu.

Teoretický výzkum s využitím analytického přístupu je zaměřen na použití vhodného modelu pro řešení proudění uvnitř nadzvukového ejektoru. V rámci práce byly použity dvě analytické výpočtové metody [6], [7] umožňující predikci průtočného množství hnacího a hnaného proudu ejektorem při známé geometrii a provozních podmínkách. Každá z metod byla aplikována na stávající geometrii experimentálního ejektoru.

V minulosti byla provedena celá řada výzkumů zabývajících se optimalizací jednotlivých částí ejektoru. Bylo zjištěno, že i poměrně malá změna jednoho konstrukčního nebo provozního parametru může způsobit změnu charakteru proudění v celém ejektoru.



Výzkumem a optimalizací ejektorů, založenými převážně na numerickém výpočtu, se zabývaly na našem pracovišti práce Dvořáka [8] a Koláře [9]. Práce Koláře postrádá experimentální ověření optimalizovaných tvarů trysek a experiment je v práci realizován na původní geometrii a použit především k validaci modelů turbulence. Navíc jsou dosažené změny v jednotlivých variantách v některých případech tak malé, že experimentální ověření je prakticky nemožné. V žádné z uvedených prací nebyl výzkum zaměřen na aerodynamické ucpání v ejektoru. Autorovi není známo, že by existovaly publikace zabývající se aerodynamickým ucpáním v nadzvukovém ejektoru s válcovou směšovací komorou a osově nastavitelnou hnací tryskou jako v této práci.

Na základě výše uvedeného a předchozích zkušeností s danou problematikou byly zvoleny následující **cíle práce**:

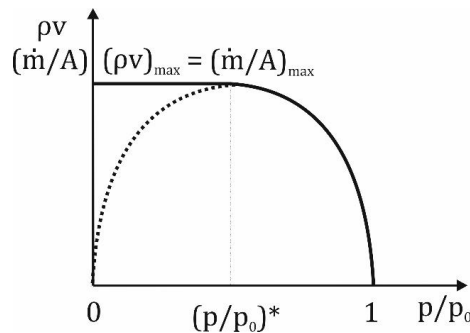
- prohloubit současné znalosti o nadzvukových ejektorech s válcovou směšovací komorou a osově nastavitelnou hnací tryskou,
- vyšetřit experimentálně a numericky vliv provozních podmínek na chod nadzvukového ejektoru a charakter proudění uvnitř ejektoru se zaměřením na aerodynamické ucpání,
- vyšetřit experimentálně a numericky vliv polohy hnací trysky nadzvukového ejektoru vůči směšovací komoře na chod ejektoru a charakter proudění uvnitř kanálu se zaměřením na aerodynamické ucpání,
- zlepšit shodu výsledků numerického výpočtu s experimentem,
- porovnat vybrané analytické metody výpočtu nadzvukových ejektorů z hlediska aerodynamického ucpání hnaného proudu,
- provést rozbor dosažených výsledků z hlediska mechaniky tekutin a navrhnout směry dalšího výzkumu.

## 2 Teorie nadzvukových ejektorů a proudění v kanále

Kapitola je věnována základní teorii nadzvukových ejektorů a jednorozměrnému proudění v kanále. V podkapitole 2.1 je uvedena problematika aerodynamického ucpání v jednoduchém kanále. Následující podkapitoly 2.2 a 2.3 uvádějí základní informace o nadzvukových ejektorech a jejich pracovní režimy. Poslední části se zabývají prouděním za hnací tryskou (podkapitola 2.4) a problematikou aerodynamického ucpání v ejektoru (podkapitola 2.5).

### 2.1 Aerodynamické ucpání

Při průtoku stlačitelné tekutiny kanálem libovolného tvaru je rychlost proudění tekutiny, a tím i její průtočné množství, závislé na poměru tlaků na jeho výstupu a vstupu  $p/p_0$ . Z teorie jednorozměrného izoentropického proudění je známo, že k maximální plošné hustotě hmotnostního toku dochází v nejužším místě kanálu nebo v jeho blízkém okolí, viz např. Shapiro [10]. V nejužším místě dochází k maximálnímu zhuštění proudnic a za příznivých podmínek také k dosažení rychlosti zvuku. Obr. 2.1 uvádí závislost plošné hustoty hmotnostního toku  $\rho v = \dot{m}/A$  na poměru tlaků za a před kanálem  $p/p_0$  pro zužující se kanál nebo trysku.



Obr. 2.1: Závislost plošné hustoty hmotnostního toku ( $\dot{m}/A$ ) na poměru protitlaku a klidového tlaku ( $p/p_0$ ) pro zužující se kanál.

Z obrázku je zřejmé, že se snižujícím se poměrem  $p/p_0$  průtočné množství kanálem nejprve narůstá až do dosažení maximální hodnoty, od které již zůstává neměnné teoreticky až do hodnoty  $p/p_0 = 0$ . Aerodynamické ucpání je definováno jako stav, při kterém je dosaženo maxima plošné hustoty hmotnostního toku při proudění stlačitelné tekutiny v kanále libovolného tvaru.

Průběh plošné hustoty hmotnostního toku na Obr. 2.1 lze vyjádřit vztahem

$$\frac{\dot{m}}{A} = \rho v = \rho_0 \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \sqrt{2 \frac{\kappa r_v}{\kappa - 1} T_0 \left( 1 - \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right)}, \quad (2.1)$$

kde  $\dot{m}$  je hmotnostní tok,  $A$ ,  $\rho$ ,  $v$  a  $p$  jsou průřez, hustota, rychlost, respektive tlak v daném místě,  $\kappa$  je Poissonova konstanta a  $r_v$  je měrná plynová konstanta. Veličiny označené dolním indexem „0“ odpovídají klidovému stavu. Podotkněme, že rovnice (2.1) popisuje jak reálnou ( $p/p_0 > (p/p_0)^*$ ), tak i nereálnou část křivky ( $p/p_0 < (p/p_0)^*$ ), kde plošná hustota hmotnostního toku s klesajícím protitlakem neklesá, nýbrž zůstává konstantní.

Aerodynamické ucpání je pro stlačitelnou tekutinu definováno podmínkou

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial\left(\frac{p}{p_0}\right)} = 0. \quad (2.2)$$

Řešením vztahu (2.2) lze dokázat, že maximální hodnoty plošné hustoty hmotnostního toku je dosaženo při tzv. kritickém poměru tlaků

$$\left(\frac{p}{p_0}\right)^* = \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}, \quad (2.3)$$

který je pro dvouatomové plyny, kam se řadí i vzduch ( $\kappa = 1,4$ ;  $r_v = 287,1 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ), přibližně roven hodnotě 0,528. Zde je nutné podotknout, že k aerodynamickému ucpání může docházet několika mechanismy. Poměrně často je ucpání způsobeno vhodným tvarem kanálu, ale kritických podmínek lze dosáhnout rovněž v kanále konstantního průřezu, kde je nezanedbatelný vliv tření (Fannův proces) či při dodávání tepla (Rayleighův proces).

V nadzvukových ejektorech jsou při provozu jak oblasti nadzvukového, tak podzvukového charakteru. Pro identifikaci druhu proudění se používá Machovo číslo, které je definováno vztahem

$$M = \frac{v}{a} = \frac{v}{\sqrt{\kappa r_v T}}, \quad (2.4)$$

kde  $v$  je rychlost proudící tekutiny,  $a$  rychlost zvuku a  $T$  statická teplota tekutiny. Pro nadzvukové oblasti platí, že  $M > 1$  a pro podzvukové  $M < 1$ . Oblast přechodu mezi nadzvukovým a podzvukovým prouděním splňuje podmínku  $M = 1$ . Tuto oblast lze nazývat zvukovou či sonickou.

V některých případech je výhodné namísto Machova čísla definovat tzv. Lavalovo číslo či bezrozměrnou rychlost

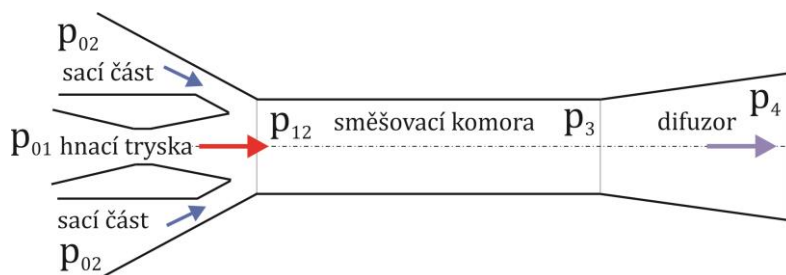
$$\lambda = \frac{v}{a^*} = \frac{v}{\sqrt{\kappa r_v T^*}} = \frac{v}{\sqrt{\kappa r_v \frac{2T_0}{\kappa+1}}}, \quad (2.5)$$

kde  $T^*$  a  $T_0$  je kritická, resp. klidová teplota tekutiny. Právě závislost Lavalova čísla na klidové teplotě, která je často předem známa, je velkou výhodou zejména v případech vnitřní aerodynamiky, do které proudění v ejektorech bezesporu patří.

Je nutné zmínit, že místo, kde k aerodynamickému ucpání dochází, je závislé spíše na efektivním tvaru kanálu, než na jeho geometrickém tvaru. Efektivní tvar je dán nejen geometrickým tvarem, ale také tloušťkou a charakterem mezní vrstvy. Efektivní tvar nemusí být pro dané zařízení konstantní, ale může se měnit v závislosti na provozních podmínkách. Ve většině případů je efektivní tvar ekvidistantní k tvaru geometrickému a je posunut o tzv. pošinovací tloušťku mezní vrstvy. V případě, že dochází někde v kanálu k odtržení proudu od stěny, může tomu být jinak. Se změnou efektivního tvaru souvisí i změna efektivního průřezu nejužšího místa, kde dochází k aerodynamickému ucpání a následně je ovlivněn hmotnostní tok a dosahované Machovo číslo. Toto je především případ dvourozměrného proudění, kde je geometrické hrdlo určeno průměrem minimální vepsané kulové plochy. Maximální průtok tryskou je pak úzce spojen s tvarem trysky v její nejužší části. Znalost průběhu zvukové čáry je nezbytným požadavkem pro určení maximálního průtoku a podmínek aerodynamického ucpání.

## 2.2 Všeobecné poznatky o nadzvukových ejektorech

Základní schéma nadzvukového ejektoru je uvedeno na obr. Obr. 2.2. Principem nadzvukového ejektoru je směšování dvou či více vstupních proudů o různých klidových tlacích a v některých případech také různých klidových teplotách. Proud o vyšším klidovém tlaku je označován jako hnací nebo primární (1), zatímco proud o nižším klidovém tlaku je nazýván hnaným či sekundárním (2). Smíšený nebo celkový proud (3) pak překonává tlak (4), jenž leží mezi klidovými tlaky vstupních proudů.



Obr. 2.2: Schéma nadzvukového ejektoru.

Expanze hnací tekutiny do vysokých rychlostí je v nadzvukovém ejektoru výsledkem dostatečně vysokého tlakového gradientu mezi vstupním tlakem  $p_{01}$  a výstupem nadzvukové trysky a její vhodně navržené geometrie, kdy vlivem nízkého tlaku ve směšovací komoře  $p_{12}$  dochází k nasávání hnané tekutiny do prostoru směšovací komory z prostředí o klidovém tlaku  $p_{02} > p_{12}$ . Hnané tekutině je udělována hybnost v důsledku „strhávání“ hnacím proudem na společném rozhraní proudů ve smykové vrstvě.

Po expanzi obou proudů na společný expanzní tlak  $p_{12}$  nastává jejich směšování, při kterém dochází k přenosu určité části hybnosti hnacího proudu na proud hnaný. Proces směšování má pravděpodobně největší podíl na nízké účinnosti ejektoru. Jelikož ke směšování dochází při velkých rozdílech rychlostí hnacího a hnaného proudu, jsou zde přítomny ztráty směšováním, tj. ztráty v důsledku vzájemného mísení tekutin. Navíc dochází ke ztrátám vlivem tření tekutiny o stěnu kanálu. Na konci směšovací komory je

tlak smíšeného proudu  $p_3$ . Tlak je následně ještě zvýšen zpomalením proudu v difuzoru na protitlak  $p_4$ . Difuzor se na konec ejektoru zařazuje především z důvodu zvýšení účinnosti celého zařízení.

### 2.3 Pracovní režimy nadzvukového ejektoru

Pracovním režimem nadzvukového ejektoru se rozumí pracovní výkon ejektoru při stálých provozních podmínkách (tlacích a teplotách na všech vstupech a výstupech ejektoru). V reálném provozu je téměř nemožné dosáhnout stálých provozních podmínek, což v řadě aplikací způsobuje problémy s regulací ejektorů. V případě experimentálního výzkumu v této práci, kdy jsou k dispozici zásobníky stlačeného vzduchu o dostatečně velkém objemu, je tento problém částečně vyřešen a provozní podmínky lze v daném časovém úseku považovat za téměř ustálené.

Aby bylo možné pracovní režim nadzvukového ejektoru nějak kvantifikovat, jsou používány čtyři bezrozměrné parametry. První parametr je definován jako poměr hmotnostních toků hnaného a hnacího proudu, tzv. ejekční součinitel

$$\Gamma = \frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_1}. \quad (2.6)$$

Druhým parametrem je poměr statického tlaku na výstupu, protitlaku  $p_4$ , a klidového tlaku na hnaném vstupu  $p_{02}$ , tzv. poměrný protitlak

$$\Pi = \frac{p_4}{p_{02}}. \quad (2.7)$$

Lze říci, že čím jsou tyto dva parametry vyšší, tím je celý ejektor výkonnější a naopak. Z hlediska aerodynamického ucpání a omezení výkonu ejektoru je důležitá maximální hodnota ejekčního součinitele  $\Gamma^* \sim \Gamma_{max}$  a kritická hodnota poměrného protitlaku  $\Pi^*$ , kdy dochází při dalším zvýšení protitlaku k poklesu nasávaného množství ejektorem. V případě, že bychom chtěli provést srovnání absolutních veličin, jsou pak podstatné hodnoty maximálního nasávaného množství  $\dot{m}_{2max}$  a kritického protitlaku  $p_4^*$ .

Třetím parametrem je poměr klidových tlaků hnacího a hnaného proudu

$$\Psi = \frac{p_{01}}{p_{02}}. \quad (2.8)$$

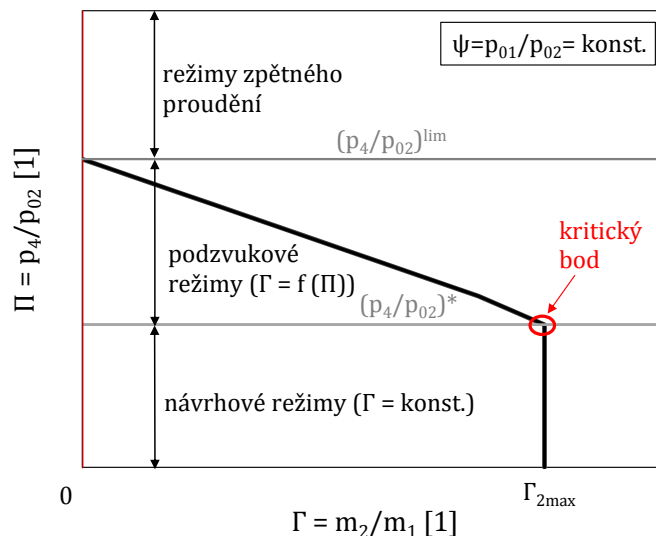
V souvislosti s ejektory je občas také využíván poměr klidových teplot hnaného a hnacího proudu

$$\theta_{21} = \frac{T_{02}}{T_{01}}, \quad (2.9)$$

který je ve všech případech uvedených v této práci roven jedné.

Na Obr. 2.3 je uvedena pracovní charakteristika nadzvukového ejektoru, někdy též označována jako výkonová křivka. Charakteristika zachycuje závislost ejekčního

součinitele při stálých hodnotách klidových tlaků hnacího a hnaného proudu ( $p_{01} = konst.$ ,  $p_{02} = konst.$ ) na poměrném protitlaku. V cizojazyčné literatuře je pracovní charakteristika často uváděna při inverzním uspořádání os, kdy je na vodorovné ose protitlak a ejekční součinitel na ose svislé.



Obr. 2.3: Pracovní charakteristika nadzvukového ejektoru s vyznačenými pracovními režimy.

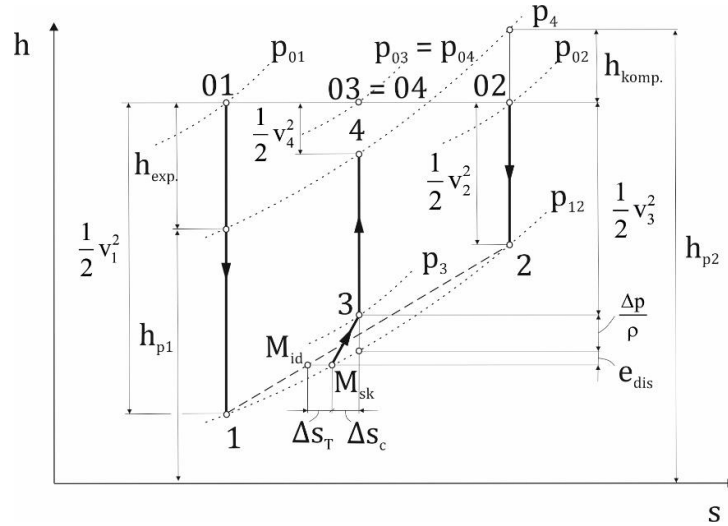
Pracovní charakteristika je rozdělena na tři části. První část je oblast návrhových režimů a jak již název napovídá, je snahou navrhovat ejektor tak, aby pracoval v rozsahu protitlaků spadajících do této oblasti. Je tomu tak především proto, že v této oblasti je dosahováno maximálního nasávaného množství tekutiny ejektorem a toto množství je na velikosti protitlaku nezávislé. Chod ejektoru je v této oblasti pod kritickým bodem poměrně stabilní. Této části charakteristiky se někdy též říká oblast dvojitého ucpání, protože je dosahováno kritických podmínek proudění jak v hnacím, tak v hnaném proudu.

Část, ve které je nasávané množství závislé na protitlaku a při jeho zvýšení dochází ke snížení nasávaného množství tekutiny ejektorem, se nazývá podzvuková neboli nenávrhová oblast charakteristiky. V této části je dosahováno kritického proudění pouze v hrdle hnací trysky a hnaný proud je v celém ejektoru podzvukový.

V případě, že je protitlak zvýšen natolik, že nasávané množství klesá k nule, dostáváme se do třetí oblasti, ve které ejektor ztrácí svoji funkci a při dalším zvýšení protitlaku dochází v sací části ke zpětnému proudění.

Na Obr. 2.4 jsou v diagramu entalpie-entropie znázorněny základní děje probíhající v ideálním ejektoru pro případ shodných klidových teplot obou proudů ( $T_{01} = T_{02}$ ). Hnací i hnaný proud expandují z klidových stavů (01, 02) na společný tlak  $p_{12}$ . Na spojnici bodů 1 a 2 se nachází ideální směšovací bod  $M_{id}$ , jehož poloha vůči zmíněným bodům závisí na konkrétních hodnotách hmotnostních toků obou proudů. Z obrázku je zřejmé, že i v tomto ideálním případě je ideální směšovací bod  $M_{id}$  vlivem nerovností statických teplot obou

proudů po expanzi posunut ve směru vyšší entropie o  $\Delta s_T$  do bodu  $M_{sk}$ . Následné směšování způsobí nárůst statického tlaku  $p_3$  a pokles klidového tlaku oproti stavu v bodě  $M_{sk}$  na tlak  $p_{03}$ . To je vyjádřeno nárůstem entropie  $\Delta s_c$ , který je způsoben směšováním proudů s rozdílnou rychlostí. Ke zpomalení výsledného proudu v ideálním difuzoru dochází mezi body 3 a 4. Více informací lze nalézt ve skriptech V. Dvořáka [11].



Obr. 2.4: Děje probíhající v ideálním ejektoru pro shodné klidové teploty hnacího a hnaného proudu.

Zavedením účinnosti celého ejektoru získáváme veličinu, která je funkcí všech výše uvedených parametrů. Účinnost ejektoru zohledňuje entalpii při kompresi hnaného a expanzi hnacího proudu dle Obr. 2.4 (vztah (2.10)). Více o různých definicích účinnosti ejektorů lze nalézt například v práci autora Liu [12].

$$\eta = \frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_1} \frac{h_{komp.}}{h_{exp.}} = \frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_1} \frac{h_{p_2} - h_{02}}{h_{01} - h_{p_1}} = \Gamma \theta_{21} \frac{\frac{T_{p_2}}{T_{02}} - 1}{1 - \frac{T_{p_1}}{T_{01}}} = \Gamma \theta_{21} \frac{\left(\frac{p_4}{p_{02}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{1 - \left(\frac{p_4}{p_{01}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} = \Gamma \theta_{21} \frac{(\Pi)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{1 - (\Pi \cdot \Psi^{-1})^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}, \quad (2.10)$$

kde  $h$  je entalpie v příslušném místě definovaná pro ideální plyn vztahem

$$h = c_p T, \quad (2.11)$$

kde  $c_p$  je měrná tepelná kapacita za konstantního tlaku a  $T$  je termodynamická teplota.

Ve vztahu (2.10) je dále využito Poissonových vztahů pro izoentropickou změnu

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\kappa}. \quad (2.12)$$

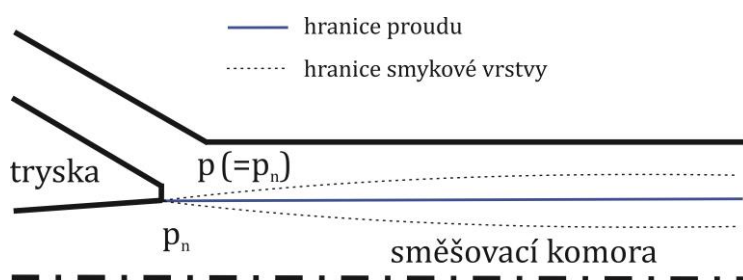
Při řešení proudění stlačitelné tekutiny se velmi často pro nalezení hledaných veličin užívají tzv. aerodynamické funkce, které jsou pro daný plyn funkcí pouze Machova čísla. Aerodynamické funkce teploty, tlaku a hustoty popisují vztahy

$$\frac{T}{T_0} = \left[ 1 - \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right]^{-1}, \quad \frac{p}{p_0} = \left[ 1 - \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right]^{\frac{\kappa}{1 - \kappa}}, \quad \frac{\rho}{\rho_0} = \left[ 1 - \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right]^{\frac{1}{1 - \kappa}}. \quad (2.13)$$

## 2.4 Charakter proudění hnacího proudu za hnací tryskou

Jednorozměrná analýza je ve většině případů dostačující pro popis proudění v tryskách a jednoduchých kanálech. Pracuje-li nadzvuková tryska mimo svůj návrhový režim, začínají i v jednoduchém kanále vznikat vícerozměrné jevy a pro přesnější výsledky je žádoucí využít vícerozměrné přístupy. I přesto může 1D analýza posloužit pro počáteční návrh zařízení a ke studiu trendů při změně geometrie či okrajových podmínek.

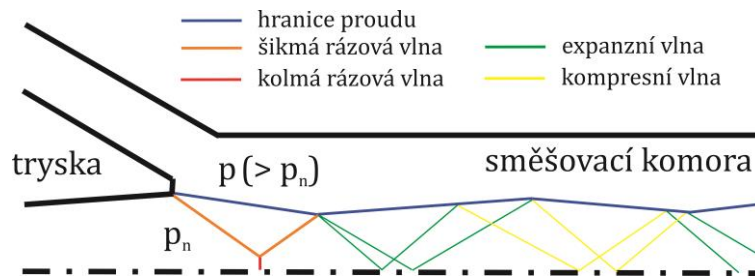
Pracuje-li nadzvuková tryska v návrhovém režimu, je hranice hnacího proudu přibližně shodná s výstupním průřezem trysky a platí, že tlak za tryskou je shodný s tlakem ve výstupním průřezu trysky, tedy  $p = p_n$  (Obr. 2.5). Zde je nutné podotknout, že při reálném vazkém proudění je hranice mezi proudy tvořena smykovou vrstvou, jejíž tloušťka ve směru proudění obvykle roste. Jakákoliv změna protitlaku způsobí změnu struktury proudového pole vně trysky včetně tvaru a tloušťky smykové vrstvy. Jak smyková vrstva roste, zmenšuje se ve směšovací komoře oblast nezasaženého hnacího proudu.



Obr. 2.5: Nadzvuková hnací tryska ejektoru pracující v návrhovém režimu.

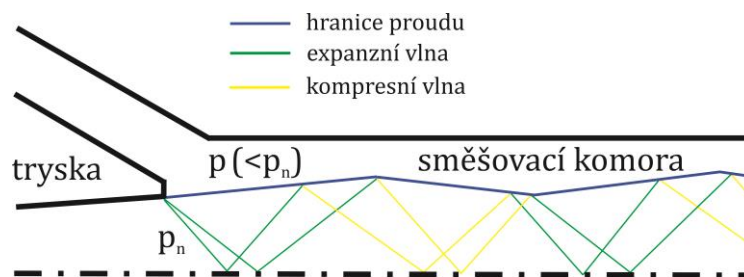
Obr. 2.6 znázorňuje schematicky strukturu proudu za odtokovou hrany hnací trysky pracující v přeexpandovaném režimu. V tomto případě je tlak vně trysky vyšší než návrhový tlak ( $p > p_n$ ) a proud v trysce expanduje až na hodnotu tlaku  $p_n$ , odpovídající výstupnímu průřezu, stejně jako v případě návrhového režimu. Aby došlo k vyrovnání tlaků, dochází za tryskou ke kompresi proudu prostřednictvím šikmých rázových vln, které vznikají na protilehlých stěnách trysky a na ose symetrie se buď překříží (tzv. regulární interakce), nebo vytvoří tzv. Machův disk, což je kolmá rázová vlna v těsné blízkosti osy trysky.





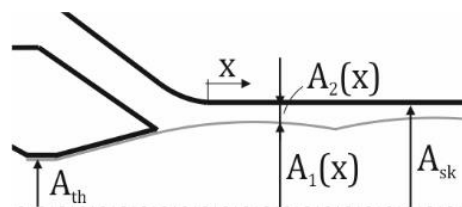
Obr. 2.6: Nadzvuková hnací tryska ejektoru pracující v přeexpandovaném režimu.

Je-li tlak vně trysky nižší než návrhový tlak ( $p < p_n$ ), pokračuje expanze proudu ještě za tryskou. Struktura tohoto, tzv. podexpandovaného proudu, je znázorněna na Obr. 2.7.



Obr. 2.7: Nadzvuková hnací tryska ejektoru pracující v podexpandovaném režimu.

Při klasické izoentropické expanzi nadzvukového proudu z trysky do volného prostoru lze tlak podél vnější hranice hnacího proudu považovat za přibližně konstantní. Nicméně ve směšovací komoře ejektoru dochází v prostoru mezi stěnou směšovací komory a hranicí hnacího proudu k urychlování hnaného proudu, v němž tlak obecně klesá. Je-li urychlení hnaného proudu takové, že statický tlak poklesne až na hodnotu kritického tlaku ( $p^* = 0,528 \cdot p_0$ ), dochází k aerodynamickému ucpání. Průběh tlaku v hnaném proudu je tak ovlivněn tvarem hranice nadzvukového hnacího proudu a dochází k vzájemnému ovlivňování obou proudů a velikost průřezu hnacího a hnaného proudu se po délce ejektoru mění. Znázornění důležitých průřezů v nadzvukovém ejektoru je uvedeno na Obr. 2.8.



Obr. 2.8: Průřezy hnacího a hnaného proudu ve směšovací komoře ejektoru.

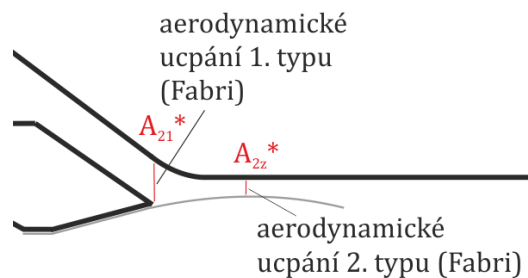
Průřez hnaného proudu v libovolném místě rovnoploché směšovací komory je pak dán mezikružím mezi stěnou směšovací komory a jádrem hnacího proudu v daném místě vztahem

$$A_2(x) = A_{sk} - A_1(x). \quad (2.14)$$

Právě určení kritického průřezu hnaného proudu činí problematiku aerodynamického ucpání poměrně složitou a detailnější teoretický rozbor či lepší porozumění tomuto jevu je tak velice žádoucí [2].

## 2.5 Aerodynamické ucpání v nadzvukovém ejektoru

Autoři Fabri a Siestrunk [13] uvádějí dva základní typy aerodynamického ucpání hnaného proudu v nadzvukovém ejektoru. Při prvním typu ucpání pracuje ejektor v tzv. nasyceném nadzvukovém režimu, k němuž dochází v případě, že je klidový tlak hnaného proudu dostatečně velký. Maximální průtočné množství nasávané tekutiny potom může být omezeno geometrickým uspořádáním ejektoru v místě ústí hnací trysky. Dochází-li k ucpání tímto způsobem, je kritický průřez hnaného proudu přesně definován vnějším tvarem hnací trysky a stěnou sací či směšovací komory, v závislosti na umístění trysky vůči směšovací komoře. Lze říci, že k aerodynamickému ucpání tak dochází v místě, kde přichází hnaný proud do kontaktu s proudem hnacím (ucpání 1. typu na Obr. 2.9). Je zřejmé, že pokud je hnaný proud aerodynamicky ucpán tímto způsobem, lze maximální průtočné množství hnaného proudu určit snadno ze známé geometrie a teoretických vztahů pro stlačitelné proudění.



Obr. 2.9: Druhy aerodynamického ucpání hnaného proudu dle Fabriho a Siestrunka.

Druhým typem aerodynamického ucpání hnaného proudu je podle Fabriho a Siestrunka tzv. nadzvukový režim (ucpání 2. typu na Obr. 2.9). V tomto případě nastávají kritické podmínky v hnaném proudu až v určité vzdálenosti od ústí hnací trysky, přesněji v místě maximální expanze hnacího proudu. Aerodynamické hrdlo hnaného proudu je v tomto případě tvořeno hranicí hnacího proudu a stěnou směšovací komory. V publikaci autorů Chou et al. [4] je uveden ještě třetí typ, ke kterému může docházet na konci směšovací komory až poté co je směšování proudů dokončeno. Jedná se o aerodynamické ucpání smíšeného proudu.

Průřez hnaného proudu, ve kterém dochází k aerodynamickému ucpání, bývá nazýván různě. Například autoři Huang et al. [14], He et al. [15] či Kong a Kim [16] ho nazývají tzv. hypotetickým průřezem či hrdlem. Autoři Munday a Bagster [17], Chou et al. [4] a Chunnanond a Aphornratana [18] toto místo označují zase jako tzv. efektivní průřez. Lze se také setkat s označením kritický průřez, del Valle et al. [19]. Ve všech uvedených případech se jedná pouze o různé pojmenování místa, kde je dosaženo kritických podmínek proudění.

Fabri a Siestrunck [13] prokázali, že pro neměnné okrajové podmínky, tj. klidové tlaky a teploty hnacího a hnaného proudu, existuje konkrétní limitní či prahová hodnota výstupního tlaku ejektoru, protitlaku  $p_4^*$ , při které dochází v určitém místě hnaného proudu ke kritickému proudění. Pro protitlaky nižší, než je tato limitní hodnota, zůstává nasávané množství hnaného proudu neměnné (viz návrhové režimy na Obr. 2.3). Dalším poznatkem bylo, že kritické podmínky hnaného proudu nastávají ve směšovací oblasti, což bylo potvrzeno naměřenými průběhy statického tlaku. Je nutné podotknout, že převážná většina autorů ztotožňuje pojem aerodynamické ucpání s maximální hustotou hmotnostního toku a Machovým číslem rovným jedné. Při reálném provozu nadzvukových ejektorů se ukazuje, že problematika ucpání hnaného proudu je podstatně komplexnější a určení místa, kde dochází ke kritickému proudění hnaného proudu, není jednoduché (viz podkapitola 2.5.2).

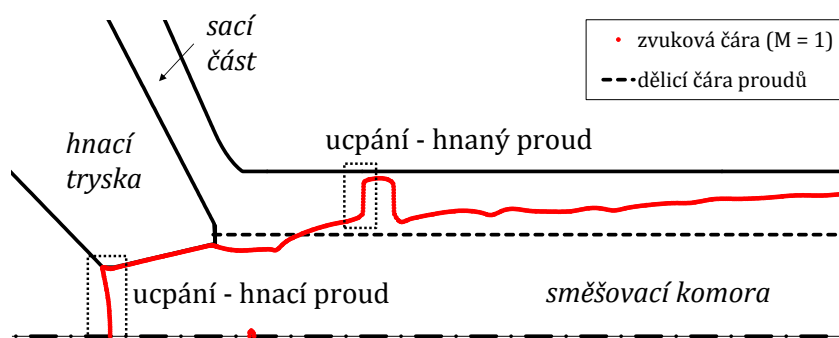
Analytické modely jsou založeny na řešení bilančních zákonů, které jsou aplikovány na rovnoplochu nebo rovnotlakou směšovací komoru. Modely mohou uvažovat proudění ideální či reálné tekutiny a v některých případech zahrnovat i vlivy tření. Přehled nejvýznamnějších modelů pro výpočet proudění v ejektorech lze nalézt v dostupné literatuře, např. He et al. [15].

Zmíněné modely jsou často v literatuře označovány jako 1D modely, nicméně ani jeden z nich neumožňuje získání průběhu statického tlaku po délce ejektoru, nýbrž pouze v určitých místech ejektoru. I proto je vhodnější označovat tyto modely jako 0D, jak navrhuje například autoři Grazzini et al. [20] nebo jako analytické modely, stejně jako je tomu v této práci.

### **2.5.1 Aerodynamické ucpání při užití numerických metod výpočtu**

Návrhové metody využívající výpočetní mechaniky tekutin (CFD) se v dnešní době těší stále větší oblibě. Mnoho výzkumníků se zaměřuje především na predikci výkonu nadzvukových ejektorů při různých provozních podmínkách či geometrických parametrech, viz např. práce [21] až [23]. Přestože výsledky získané z numerických simulací mohou poskytnout cenné poznatky o komplexním proudovém poli v nadzvukových ejektorech, velké množství studií je omezeno pouze na vzájemné porovnání různých turbulentních modelů z globálního hlediska, tj. porovnáním pracovních charakteristik ejektoru [21], [24] až [26]. Z lokálního hlediska, které se zaměřuje na strukturu proudu uvnitř ejektoru, bylo provedeno několik studií zaměřených na rozbor izočár Machova čísla či rozložení tlaku po délce ejektoru [5], [16], [18], [26] až [30].

Zajímavou metodiku posouzení aerodynamického ucpání s využitím CFD přístupu navrhuji Bartosiewicz et al. [24]. Jedná se o kvalitativní rozbor mechanismu aerodynamického ucpání v nadzvukovém ejektoru pomocí zobrazení izočár, na kterých je Machovo číslo rovno jedné ( $M = 1$ ). Tato specifická izočára se nazývá zvuková čára (Obr. 2.10).



Obr. 2.10: Zvuková čára v nadzvukovém ejektoru; znázornění aerodynamického ucpání hnacího a hnaného proudu (Fabriho ucpání 2. typu).

Na obrázku je rovněž vynesena dělicí čára, tj. pomyslná hranice mezi hnacím a hnaným proudem, která byla pro jednoduchost volena na průměru odpovídající polovině tloušťky odtokové hrany a její vzdálenost od osy je po délce ejektoru konstantní. Ve skutečnosti je hranice mezi hnacím a hnaným proudem tvořena smykovou vrstvou složitěho tvaru, který je funkcí geometrie a provozních podmínek. Autoři Hemidi et al. [31] zdůrazňují, že posouzením zvukových čar v ejektoru lze provést identifikaci místa aerodynamického ucpání, a tím i kritického průřezu hnaného proudu. Tento přístup použili pro výzkum proudění v nadzvukových ejektorech například Chong et al. [32], Croquer et al. [29] či Lamberts et al. [33]. Tento přístup je použit také při rozboru numerických výsledků v této práci.

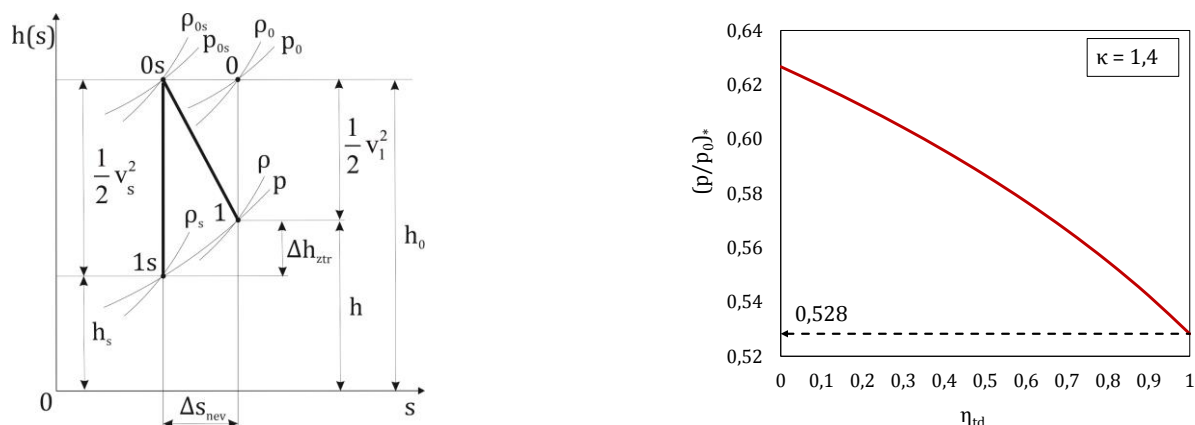
## 2.5.2 Další pohledy na problematiku aerodynamického ucpání

Aerodynamické ucpání je ve velkém množství praktických aplikací uvažováno jako termodynamicky vratný proces, tj. beze ztrát. Nicméně při proudění v reálných kanálech dochází vlivem ztrát k nárůstu entropie plynu a termodynamický proces je ve své podstatě nevratný. Jednou z možností jak zohlednit vliv nevratnosti při expanzi plynu je zavedení tzv. termodynamické účinnosti  $\eta_{td}$ , jak je uvedeno např. v pracích Shapira [10] nebo Hyhlíka et al. [34]. Termodynamická účinnost je vyjádřena vztahem

$$\eta_{td} = \frac{\Delta h}{\Delta h_s} = \frac{h_0 - h}{h_0 - h_s} = \frac{T_0 - T}{T_0 - T_s}. \quad (2.15)$$

Vztah (2.15) vyjadřuje odchylku reálného procesu od procesu ideálního, tj. izoentropického. Je nutné zdůraznit, že hodnota termodynamické účinnosti je za použití tohoto přístupu v průběhu celého děje konstantní ( $\eta_{td} = konst.$ ).

Na Obr. 2.11 je uveden vliv termodynamické účinnosti na průběh expanze a kritický poměr tlaků.



Obr. 2.11: Porovnání izoentropické expanze s reálnou expanzí (vlevo) a průběh kritického poměru tlaků v závislosti na termodynamické účinnosti (vpravo).

Z Obr. 2.11 vlevo a vztahů pro izoentropickou změnu (2.12) lze odvodit vztah

$$v = \sqrt{2\eta_{td}(h_0 - h_s)} = \sqrt{2\eta_{td} \frac{\kappa r}{\kappa - 1} T_0 \left( 1 - \left( \frac{p}{p_{0s}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right)}, \quad (2.16)$$

jenž vyjadřuje rychlost plynu po reálné expanzi.

Zde je nutné zdůraznit, že v případě uvažování nevratných dějů již není vztah (2.12) formálně platný a poměr hustot je pak nejen funkcí poměru tlaků, ale také termodynamické účinnosti, tj.

$$\frac{\rho}{\rho_0} = f\left(\frac{p}{p_0}, \eta_{td}\right). \quad (2.17)$$

Z podmínky pro aerodynamické ucpání (2.2) lze odvodit vztah pro kritický poměr tlaků při uvažování termodynamické účinnosti (2.18), který již nezávisí jen na druhu proudícího plynu, ale rovněž na termodynamické účinnosti.

$$\left(\frac{p}{p_0}\right)_* = f(\kappa, \eta_{td}) \quad (2.18)$$

Na Obr. 2.11 vpravo je demonstrována závislost kritického poměru tlaků na termodynamické účinnosti pro dvouatomové plyny ( $\kappa = 1,4$ ). Vidíme, že při uvažování nevratných dějů dochází k aerodynamickému ucpání při vyšším kritickém poměru tlaků, než je tomu v případě proudění beze ztrát, kdy platí  $\eta_{td} = 1$  a  $(p/p_{0s})^* = 0,528$ . Dochází k posunu kritických podmínek do oblasti podzvukového proudění a již neplatí, že v místě

aerodynamického ucpání je Machovo číslo rovno jedné, nýbrž nižší. Uvažování termodynamické účinnosti nižší než jedna způsobí vzájemný posun kritických a zvukových podmínek [34].

Z výše uvedeného vyplývá, že pokud jsou uvažovány při proudění do nadzvukových rychlostí nevratnosti, může docházet k nezávislosti hnaného hmotnostního toku při vyšší hodnotě poměru tlaků, než je tomu v případě izoentropického proudění, tj. proudění beze ztrát. Většina v současnosti používaných metod tento poznatek neuvažuje. Autoři Nakao a Takamoto [35] naproti tomu uvádějí, že kritický poměr tlaků je závislostí Reynoldsova čísla a může být jak vyšší, tak i nižší než je izoentropický kritický poměr.

V souvislosti s výzkumem nadzvukových ejektorů je vliv nevratností na aerodynamické ucpání ve většině případů ignorován a podmínky, za kterých dochází ke kritickému proudění, jsou často ztotožňovány se zvukovými podmínkami. V tomto případě tedy platí, že při maximální hustotě hmotnostního toku je Machovo číslo rovno jedné a poměr tlaků, při kterém k tomuto dochází, je přibližně roven hodnotě 0,528, jak je uvedeno například v práci Lambertse et al. [33].

Další možností, jak nahlízet na mechanismus aerodynamického ucpání, je hypotéza tzv. složených proudů neboli vrstveného proudění od Bernsteina et al. [36]. Metodika může do určité míry vysvětlovat případy, kdy k aerodynamickému ucpání nedochází ani jedním ze způsobů, které navrhuje Fabri a Siestrunk [13]. Tento pohled na aerodynamické ucpání může rovněž přispět ke zdokonalení dostupných návrhových metod nadzvukových ejektorů (Lamberts et al. [37]).

Principem metody složených proudů [36] je řešení stlačitelného jednorozměrného proudění ideálního plynu po vrstvách. Proudění v každé vrstvě je řešeno odděleně a je považováno v rámci každé vrstvy za stacionární a izoentropické. Průběh statického tlaku je obecně v každé vrstvě odlišný a jeho změna je uvažována pouze ve směru proudění. Výsledkem je, že pro každou vrstvu jsou v daném místě průřez a Machovo číslo obecně různé. Metoda neuvažuje jevy vznikající při proudění reálných plynů ani směšování a nahlíží na aerodynamické ucpání jako na superpozici dvou a více proudů v daném průřezu. Teoreticky pak může nadzvukový ejektor pracovat v návrhovém režimu, i když není dosaženo kritických podmínek v hnaném proudě.

Fabri a Siestrunk [13] poskytli omezený pohled na aerodynamické ucpání v ejektoru, a to z hlediska ucpání hnaného proudě. Na základě Bernsteinovy teorie lze usuzovat, že nadzvukový ejektor může být ucpán i v případě, pokud je hnaný proud podzvukový a hnací proud nadzvukový. Potom je zřejmě vhodnější mluvit o ucpání proudě smíšeného či celkového.

Bernstein et al. [36] navrhuje tzv. ekvivalentní poměr tlaků, při kterém dochází k aerodynamickému ucpání při proudění dvou a více proudů různých klidových tlaků. Tento poměr lze určit pouze ze znalosti okrajových podmínek, druhu plynu a hmotnostních toků všech proudů. Ekvivalentní kritický poměr tlaků odpovídající aerodynamickému ucpání při proudění dvou a více paralelních proudů je vždy vyšší než izoentropický kritický poměr tlaků, což koresponduje s uvedeným přístupem při zahrnutí termodynamické účinnosti [34].

### 3 Analytické metody návrhu nadzvukových ejektorů

Kapitola se zabývá dostupným teoretickým aparátem pro výpočty nadzvukových ejektorů. Nejprve jsou uvedeny všeobecně platné vztahy pro návrh nadzvukových ejektorů (podkapitola 3.1). V dalších částech jsou představeny dvě analytické metody, každá vycházející z jiných předpokladů (podkapitoly 3.2 a 3.3).

#### 3.1 Obecné vztahy pro výpočet

Obecně lze rozlišovat dvě kategorie modelů pro popis dějů v nadzvukových ejektorech. První skupinou jsou modely analytické, označované též jako jednorozměrné (1D) či přesněji nulazměrné (0D), neboť neumožňují získat průběh dané veličiny podél ejektoru. Druhou skupinou jsou modely založené na využití výpočetní mechaniky tekutin (CFD), které spadají do vícerozměrných metod.

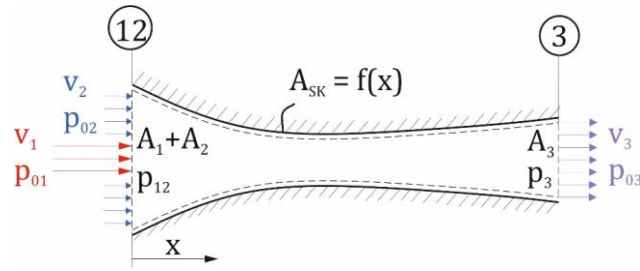
Jako první se zabýval teoretickým modelováním dějů v ejektorech Flugel [38], nicméně první model pro výpočet ejekčního součinitele vznikl až díky snaze Keenana a Neumanna [39]. Analytických metod výpočtu ejektorů bylo do té doby představeno několik, avšak ty sofistikovanější vznikaly až v 50. letech 20. století. V té době aplikovali autoři Keenan et al. [40] analýzu kontrolního objemu na směšování dvou proudů, přičemž využili základních bilančních rovnic zachování hmoty, hybnosti a energie a rozpracovali problematiku modelování ejektorů s rovnoplochou i rovnotlakou směšovací komorou (viz dále). O něco později provedli detailní analýzu vzduchových ejektorů s rovnoplochou směšovací komorou Fabri a Siestrunk [13], kteří se v práci zabývali jak teoretickým modelováním, tak experimenty.

Autor práce se domnívá, že v současné době není k dispozici analytická metoda návrhu ejektoru, která by byla univerzálně aplikovatelná na všechny aplikace nadzvukových ejektorů a zároveň by vycházela pouze ze základních bilančních zákonů. Ve většině případů je k efektivnímu využívání dané metody nutné zavést empiricky získané součinitele a zahrnout tak například vliv třecích ztrát, jak je uvedeno v práci Krahulce [41], který doplnil metodu Abramoviče [6] o ztráty vznikající v jednotlivých částech, převážně podzvukového ejektoru.

Analytické metody jsou většinou platné pro ideální plyny, nicméně například metoda Chena et al. [7] byla později rozšířena a upravena pro výpočty s reálnými plyny [42].

Metody většinou umožňují získat základní představu o energetických poměrech v ejektoru, ale až na výjimky neřeší proces směšování. I přes tento nedostatek se v praxi často používají a mohou být prvotním nebo ověřovacím nástrojem pro následnou optimalizaci. Výpočtem průběhu směšování založeným na použití analytických vztahů s použitím empirických součinitelů se zabývali autoři Tyler a Williamson [43].

Na Obr. 3.1 je uveden kontrolní objem, pro který jsou sestaveny dále uvedené bilanční rovnice.



Obr. 3.1: Kontrolní objem směřovací komory obecného tvaru.

Rovnice kontinuity má pro proudění ve směšovací komoře ejektoru tvar

$$\dot{m}_1 + \dot{m}_2 = \dot{m}_3, \quad (3.1)$$

kde,  $\dot{m}_1$ ,  $\dot{m}_2$  a  $\dot{m}_3$  jsou hmotnostní toky hnacího, hnaného a celkového proudu. Po dosazení za příslušné hmotnostní toky dostaneme tvar

$$\rho_1 A_1 v_1 + \rho_2 A_2 v_2 = \rho_3 A_3 v_3, \quad (3.2)$$

kde  $\rho$  je hustota,  $A$  průřez a  $v$  rychlost proudění. Dalším vztahem je rovnice toku hybnosti, která má obecně tvar

$$\dot{m}_1 v_1 + \dot{m}_2 v_2 + p_1 A_1 + p_2 A_2 = \dot{m}_3 v_3 + p_3 A_3 + \int_{A_{SKx}} p(x) dA_{SKx}, \quad (3.3)$$

kde  $p$  je statický tlak v příslušném místě ejektoru. Po dosazení za hmotnostní toky a předpokladu, že oba proudy expandují na stejný tlak  $p_{12} = p_1 = p_2$ , dostaneme tvar

$$\rho_1 A_1 v_1^2 + \rho_2 A_2 v_2^2 + p_{12} (A_1 + A_2) = \rho_3 A_3 v_3^2 + p_3 A_3 + \int_{A_{SKx}} p(x) dA_{SKx}, \quad (3.4)$$

kde člen s integrálem na pravé straně představuje sílu od obecného tlaku  $p(x)$ , která působí na stěnu směšovací komory  $A_{sk}$  ve směru osy  $x$ , tj. ve směru proudění.

Poslední bilanční rovnicí je rovnice toku energie za předpokladu adiabatického proudění ve tvaru

$$\dot{m}_1 h_{01} + \dot{m}_2 h_{02} = \dot{m}_3 h_{03}. \quad (3.5)$$

Protože neznáme předem průběh směšování, a tedy ani rozložení tlaku podél směšovací komory  $p(x)$ , může být rovnice (3.4) řešena jen za určitých podmínek.

První takový případ nastává pro neměnný průřez směšovací komory, kdy je směšovací komora tzv. rovnoplochá ( $A_{sk} = konst$ ) a diferenciál průmětu plochy je nulový, tj.  $dA_{skx} = 0$ , a platí rovnice  $A_1 + A_2 = A_3$ . Vztah (3.4) se poté zjednoduší na tvar

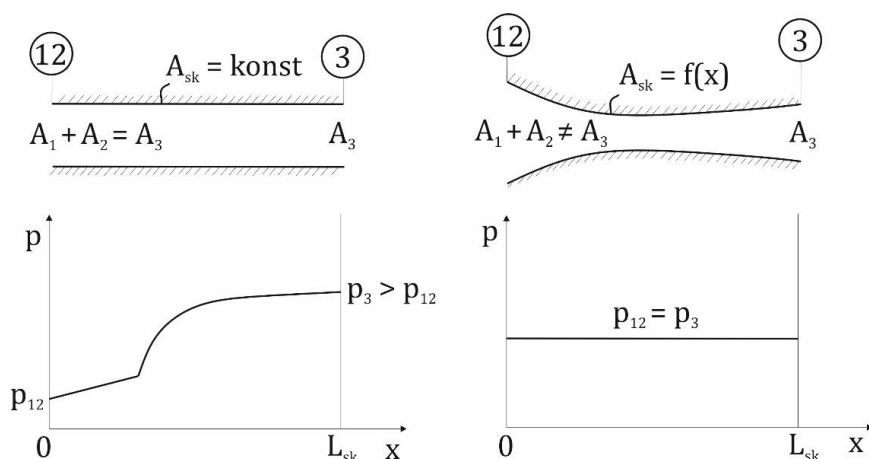
$$\rho_1 A_1 v_1^2 + \rho_2 A_2 v_2^2 + p_{12} (A_1 + A_2) = \rho_3 A_3 v_3^2 + p_3 A_3. \quad (3.6)$$



Druhý případ nastává, když má tlak podél osy směřovací komory stálou hodnotu a tedy platí, že  $dp(x) = 0$ . V tomto případě je směřovací komora označována jako rovnotlaká a je nutné přesně navrhnout její tvar, který podmínku stálého tlaku po celé délce směřování splňuje. Platí-li, že  $p(x) = p_{12} = p_3$ , zjednoduší se rovnice (3.4) na tvar

$$\rho_1 A_1 v_1^2 + \rho_2 A_2 v_2^2 = \rho_3 A_3 v_3^2. \quad (3.7)$$

Na základě výše uvedených informací bývají v literatuře rozlišovány ejektory s rovnoplochou a rovnotlakou směřovací komorou. Obr. 3.2 uvádí oba zmíněné případy s příslušnými tvary směřovací komory a průběhy tlaku.



Obr. 3.2: Typy směřovací komory; rovnoplochá (vlevo), rovnotlaká (vpravo).

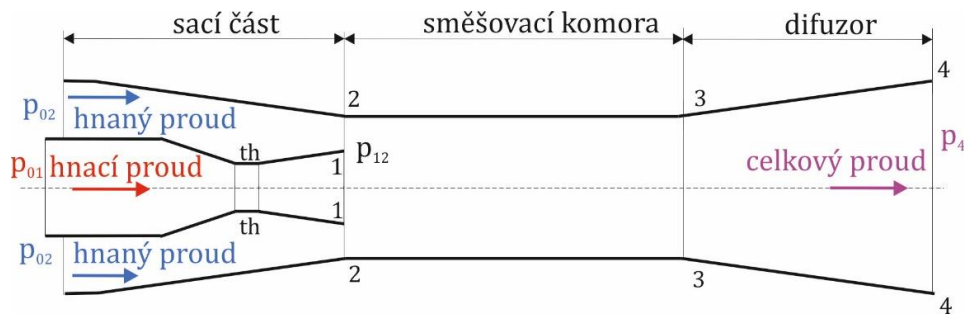
Přístupy různých autorů k procesu směřování se rozcházejí. Někteří při výpočtu smíšeného proudu vycházejí pouze z řešení základních bilančních rovnic, například Abramovič [6]. Naproti tomu v posledních letech se často vychází z předpokladu, že směřování obou proudů je realizováno až po expanzi obou proudů v definované vzdálenosti od ústí hnací trysky (viz Fabriho ucpání 2. druhu na Obr. 2.9). Tento předpoklad používají mimo jiné autoři Chen et al. [7].

Další část bude věnována dvěma analytickým metodám pro výpočet pracovní charakteristiky nadzvukového ejektoru. Konkrétně si rozebereme metodu Abramoviče [6], která předpokládá rovnoplochý model směřování a metodu Chena et al. [7], která vychází z předpokladu, že směřování probíhá za stálého tlaku.

### 3.2 Analytická metoda – G. N. Abramovič

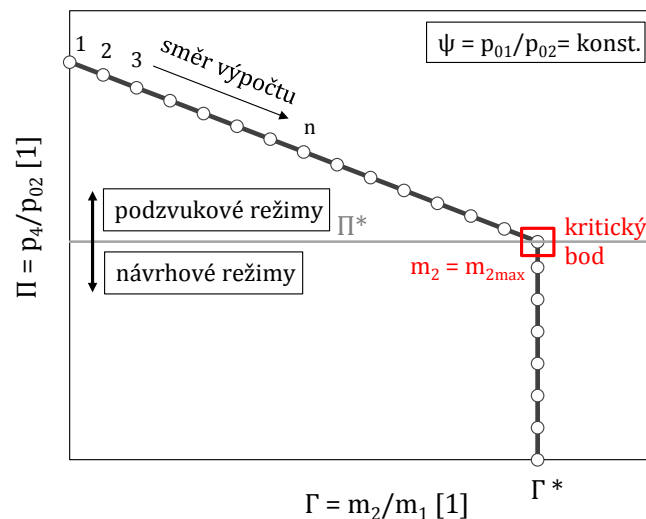
Abramovičova metoda [6] je například použita v pracích Dvořáka [8] a [11] nebo publikacích autora [A6] a [A8]. Matematický model zahrnuje výpočet proudění ideálního plynu v jednotlivých částech ejektoru s rovnoplochou směřovací komorou a umožňuje rozšíření výpočtu zavedením ztrátových součinitelů v různých částech ejektoru. Metoda neumožňuje získat průběh tlaku po délce ejektoru a získat lze tak pouze pracovní

charakteristiku. Základní schéma nadzvukového ejektoru pro výpočet touto metodikou je uvedeno na Obr. 3.3.



Obr. 3.3: Schéma ejektoru pro výpočet dle Abramoviče.

V případě Abramovičovy metody lze při získávání jednotlivých bodů pracovní charakteristiky postupovat obdobně jako při experimentu, jehož výchozí protitlak je takový, že společný expanzní tlak obou proudů  $p_{12}$  je roven klidovému tlaku hnaného proudu  $p_{02}$ , tj. nasávané množství hnaného proudu je nulové. Postupným snižováním společného expanzního tlaku, a tím i protitlaku, potom dochází k urychlování hnaného proudu. Výpočet podzvukové části charakteristiky se považuje za ukončený, je-li dosaženo v hnaném proudu kritických podmínek proudění, tj. aerodynamického ucpání ( $M = 1$ ,  $\dot{m}_2 = \dot{m}_{2max}$ ). Návrhová část charakteristiky pro protitlaky nižší než kritický protitlak je získána za předpokladu, že nasávané množství hnaného proudu se již dále nemění ( $\dot{m}_2 = konst.$ ). Pracovní charakteristika získaná tímto postupem je uvedena na Obr. 3.4.



Obr. 3.4: Pracovní charakteristika ejektoru – postup při výpočtu dle Abramoviče.

Výpočet začíná definicí pracovní tekutiny ( $\kappa$ ,  $r_v$ ,  $c_p$ ) a provozních podmínek, tj. hodnot tlaků a teplot na vstupech a výstupu ejektoru. Je možné buď definovat geometrické parametry ejektoru a získat ejekční součinitel nebo při známém ejekčním součiniteli určit geometrické parametry.

Výpočet je možné rozšířit o určení pracovního režimu hnací trysky využitím geometrických parametrů trysky. S využitím dynamických funkcí izoentropického proudění pro průřez (3.8) a tlak (3.9) a dynamické funkce statického tlaku pro kolmou rázovou vlnu (3.10) lze pak určit návrhový tlak  $p_n$  (pro  $M_1 > 1$  ve vztahu (3.9)), mezní tlak  $p_m$  (pro  $M_1 < 1$  ve vztahu (3.9)) a tlak odpovídající kolmé rázové vlně ve výstupním průřezu trysky  $p_r$ .

$$\frac{A_1}{A^*} = \frac{A_1}{A_{th}} = \frac{1}{M_1} \left[ \frac{2}{\kappa+1} \left( 1 + \frac{\kappa-1}{2} M_1^2 \right) \right]^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \quad (3.8)$$

$$\frac{p_1}{p_{01}} = \left[ 1 + \frac{\kappa-1}{2} M_1^2 \right]^{\frac{\kappa}{1-\kappa}} = \left( \frac{p_{n(m)}}{p_0} \right) \quad (3.9)$$

$$\frac{p_y}{p_x} = 1 + \frac{2\kappa}{\kappa+1} (M_x^2 - 1) = \left( \frac{p_n}{p_r} \right) \quad (3.10)$$

Porovnáním vypočtených hodnot uvedených tlaků s konkrétní hodnotou expanzního tlaku  $p_{12}$  lze pak určit, jestli daná tryska pracuje v oblasti podexpandované, návrhové, přeexpandované či se v její rozšiřující se části vyskytuje kolmá rázová vlna. Určení režimu trysky může posloužit jako prostředek pro určení ztrát v hnacím proudě nebo k přibližnému určení průřezu hnaného proudě za odtokovou hranou při využití vztahu (2.14) a předpokladu ucpání proudě 2. druhu dle Fabriho. Výhodou této metody je, že v původním tvaru nepředpokládá předem daný režim trysky jako například metoda Chena et al. [7], která je uvedena v další části.

Další částí výpočtu je proudění v hnací trysce a hnané vstupní části. V základní podobě metody je řešena izoentropická expanze z klidových tlaků hnacího a hnaného proudě  $p_{01}$ ,  $p_{02}$  na společný expanzní tlak  $p_{12}$ , který je nezávislou proměnnou. Machovo číslo hnacího a hnaného proudě je určeno ze vztahu

$$\frac{p_{1,2}}{p_0} = \left[ 1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2 \right]^{\frac{\kappa}{1-\kappa}}, \quad (3.11)$$

kde  $p_{01}$  a  $M$  je klidový tlak, respektive Machovo číslo příslušného proudě.

Machovo číslo lze převést na Lavalovo číslo definované vztahem (2.5) pomocí vztahu

$$\lambda = \sqrt{\frac{(\kappa+1)M^2}{(\kappa-1)M^2 + 2}}. \quad (3.12)$$

Aerodynamické funkce (2.13) lze vyjádřit pomocí Lavalova čísla vztahy

$$\frac{T}{T_0} = 1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda^2, \quad \frac{p}{p_0} = \left[ 1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda^2 \right]^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}, \quad \frac{\rho}{\rho_0} = \left[ 1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda^2 \right]^{\frac{1}{\kappa - 1}}. \quad (3.13)$$

Abramovičova metoda je charakteristická tím, že využívá dynamické funkce hustoty hmotnostního toku definované vztahem

$$q(\lambda) = \frac{\rho v}{\rho^* v^*} = \frac{A^*}{A} = \lambda \left( 1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \left( \frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}}. \quad (3.14)$$

Hodnotu této funkce lze získat pro každý proud a v podstatě se jedná o poměr plošné hustoty hmotnostního toku daného proudu a plošné hustoty maximálního hmotnostního toku při kritických podmínkách proudění.

Nyní lze určit ejekční součinitel dle vztahu

$$\Gamma = \frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_1} = \frac{1}{\mu \Psi} \frac{q(\lambda_2)}{q(\lambda_1)} \sqrt{\frac{1}{\Theta_{21}}}, \quad (3.15)$$

kde  $\mu$  je parametr definovaný jako poměr průřezů hnacího a hnaného proudu po expanzi

$$\mu = \frac{A_1}{A_2}. \quad (3.16)$$

Protože je hnací tryska obvykle aerodynamicky ucpána v celém rozsahu protitlaků ejektoru, hmotnostní množství tryskou se nemění a lze jej určit z Fliegnerova vztahu, upraveného pro kritický průřez

$$\dot{m}_1 = p_{01} A_{th} \sqrt{\frac{2}{r T_{01}}} \psi_{max}, \quad (3.17)$$

kde  $A_{th}$  je průřez hrdla trysky a  $\psi_{max}$  je maximální průtokový součinitel při kritických podmínkách, jenž má pro dvouatomové plyny hodnotu 0,4842. Nasávané množství hnaného proudu lze pak dopočítat ze vztahu (3.15).

V další části metody se dostáváme k oblasti, která je v současné době nejméně prozkoumána a pochopena. I z tohoto důvodu se v některých případech předpokládá, že kterých vychází řada autorů, značně odlišují. Jedná se o směšování hnacího a hnaného proudu ve směšovací komoře, přesněji o určení hlavních veličin po smíšení: teploty, rychlosti a tlaku. Při tom se vychází ze základních bilančních zákonů zachování hmoty (3.1), hybnosti (3.3) a energie (3.5). Dopočítanými veličinami po smíšení proudů jsou klidový tlak  $p_{03}$ , klidová teplota  $T_{03}$  a rychlost  $v_3$  výsledného proudu. Klidová teplota smíšeného proudu je pro ideální plyn vypočtena z rovnice zachování energie (3.5) a je určena nezávisle na tvaru směšovací komory. Po úpravě a využití vztahů (2.6) a (2.9) je teplota na konci směšování vyjádřena vztahem

$$T_{03} = T_{03} \frac{1 + \Gamma \Theta_{21}}{1 + \Gamma}. \quad (3.18)$$

Ještě než se dostaneme k výpočtu rychlosti smíšeného proudu, zavedeme si další užitečný parametr, tzv. Kiselevovu funkci

$$z(\lambda) = \left( \frac{1}{\lambda} + \lambda \right). \quad (3.19)$$

Abramovičova metoda využívá pro určení Kiselevovi funkce smíšeného proudu rovnici toku hybnosti za podmínky rovnoploché směšovací komory (3.6). Úpravou a následným odvozením získáme vztah

$$z(\lambda_3) = \frac{z(\lambda_1) + \Gamma \sqrt{\Theta_{21}} z(\lambda_2)}{\sqrt{(1 + \Gamma)(1 + \Gamma \Theta_{21})}}. \quad (3.20)$$

Porovnáním vztahů (3.19) a (3.20) dostáváme kvadratickou rovnici (3.21), pro níž jsou možná dvě řešení. Jedno z nich odpovídá podzvukovému a druhé nadzvukovému proudu.

$$\lambda_3^{1,2} = \frac{z(\lambda_3) \pm \sqrt{z^2(\lambda_3) - 4}}{2} \quad (3.21)$$

Nyní lze již určit rychlost smíšeného proudu s využitím vztahu (2.5).

Třetí veličinou, nezbytnou pro určení stavu výsledného proudu, je klidový tlak  $p_{03}$ . Úpravami a využitím podmínky pro rovnoplochu směšovací komoru,

$$A_3 = A_1 + A_2 (= A_{sk}), \quad (3.22)$$

je získán výsledný vztah pro klidový tlak

$$p_{03} = \frac{p_{01} \sqrt{(1 + \Gamma)(1 + \Gamma \Theta_{21})} q(\lambda_1)}{1 + \Psi \frac{q(\lambda_1)}{q(\lambda_2)} \Gamma \sqrt{\Theta_{21}}} \frac{q(\lambda_1)}{q(\lambda_3)}. \quad (3.23)$$

V poslední části metody lze ze známé geometrie difuzoru a využitím dynamických funkcí (2.13) řešit zpomalení celkového proudu v difuzoru a získat parametry proudu na výstupu ejektoru ( $T_{04}$ ,  $\lambda_4$ ,  $p_{04}$ ).

Abramovičova metoda může být rozšířena o zohlednění ztrát v různých částech ejektoru. Lze zavést ztráty v hnací trysce, sací a směšovací komoře či difuzoru. Nyní se budeme zabývat jednotlivými částmi detailněji a ukážeme si, jak se zavedení ztrát projeví ve výše uvedených vztazích.

Rychlostní součinitel nebo účinnost hnací trysky a sací části lze zavést porovnáním ideální a reálné expanze na Obr. 2.11 vlevo. Součinitel ovlivňuje lokální hodnotu rychlosti, tedy i hmotnostní tok příslušného proudu, a je určen vztahem

$$\varphi^2 = \eta_{ir} = \frac{h_0 - h}{h_0 - h_s} = \frac{T_0 - T}{T_0 - T_s} = \frac{1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{1 - \left(\frac{p}{p_{0s}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}, \quad (3.24)$$

jenž je formálně shodný se vztahem (2.15). Dolní index „s“ v uvedených vztazích značí veličinu při ideálním izoentropickém ději beze ztrát. S podobným přístupem se setkáme i dále při řešení účinnosti difuzoru.

Pro výpočet součinitele lze využít výsledků numerických simulací, a to tak, že je součinitel určen na základě poklesu klidového tlaku v místě (1,2) oproti počátečním hodnotám klidového tlaku hnacího  $p_{01}$  a hnaného proudu  $p_{02}$ , které jsou známy z okrajových podmínek. Tento přístup byl využit v publikaci autora [A6], která se mimo jiné zabývá zavedením rychlostních součinitelů na vstupech hnacího a hnaného proudu nadzvukového ejektoru s dvanácti hnacími tryskami a směšovací komorou proměnlivého průřezu. V práci je ukázáno, jak Abramovičova metoda dosahuje pro toto konkrétní uspořádání ejektoru neshody s experimenty a pouhé zavedení součinitelů pro hnací a hnaný vstup má na pracovní charakteristiku zanedbatelný vliv. Mnohem větší vliv na průběh charakteristiky lze očekávat při zavedení ztrátových součinitelů v jiné části ejektoru, např. směšovací komoře nebo difuzoru. K podobným závěrům vedly také výsledky numerických výpočtů, kde byl studován vliv drsnosti stěny různých částí ejektoru na pracovní charakteristiku a průběh tlaku v ejektoru (viz podkapitola 6.7).

Zavedením rychlostního součinitele přechází aerodynamické funkce izoentropického proudění (3.13) na vztahy

$$\frac{T}{T_0} = 1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda_s^2 \varphi^2, \quad \frac{p}{p_0} = \left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda_s^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}, \quad \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda_s^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}}{1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda_s^2 \varphi^2}. \quad (3.25)$$

Dynamická funkce (3.14) a Kiselevova funkce (3.19) mají tvary

$$q_\varphi(\lambda_s) = \lambda_s \varphi \frac{\left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda_s^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}}{\left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda_s^2 \varphi^2\right)} \left(\frac{\kappa+1}{2}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}}, \quad z_\varphi(\lambda_s) = \left(\frac{1}{\lambda_s \varphi} + \lambda_s \varphi\right). \quad (3.26)$$

Smíšený proud je ve většině případů podzvukový, neboť se předpokládá jeho zpomalení v difuzoru. Uvažování Fannova procesu při podzvukovém proudění ve směšovací komoře má vliv na rychlost a klidový tlak smíšeného proudu. Ztrátový člen  $\Delta p_z A_3$  je zahrnut přímo do rovnice bilance hybnosti (3.6), která přechází ve vztah

$$\rho_1 A_1 v_1^2 + \rho_2 A_2 v_2^2 + p_{12}(A_1 + A_2) = \rho_3 A_3 v_3^2 + p_3 A_3 + \Delta p_z A_3, \quad (3.27)$$

kde  $\Delta p_z$  je tlaková ztráta vlivem tření o stěnu ejektoru určena Weissbachovým vzorcem

$$\Delta p_z = f_D \frac{v_3^2}{2} \rho_3 \frac{L_{sk}}{d_{sk}} = 4f_F \frac{v_3^2}{2} \rho_3 \frac{L_{sk}}{d_{sk}}, \quad (3.28)$$

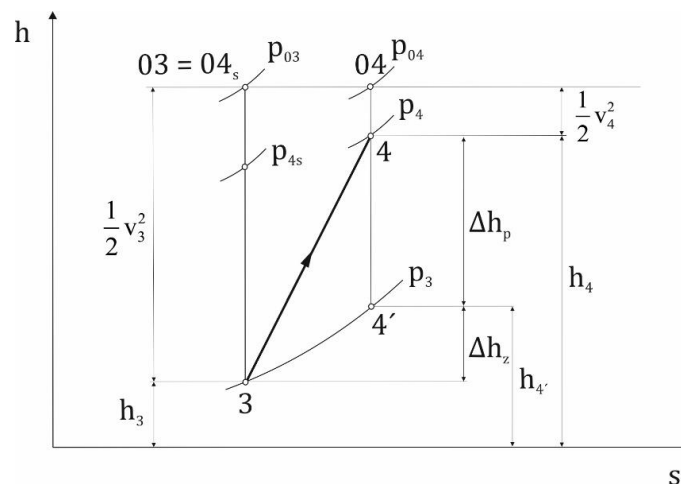
kde  $f_D$  a  $f_F$  jsou součinitel tření stěny podle Darcyho, resp. Fanninga,  $v_3$  a  $\rho_3$  jsou rychlost, resp. hustota smíšeného proudu,  $L_{sk}$  a  $d_{sk}$  je délka, resp. průměr válcové části směšovací komory, ve které je uvažován vliv tření.

Nyní již nelze pro výpočet Lavalova čísla celkového proudu použít vztah (3.21), ale obecnější tvar získaný z rovnice hybnosti rozšířené o ztrátu třením (3.27), kde po dalších úpravách získáme vztah

$$\lambda_{3f}^{1,2} = \frac{z(\lambda_3) \pm \sqrt{z^2(\lambda_3) - 4 \left( 1 + \frac{4f_F L_{sk} \kappa}{d_{sk} (\kappa + 1)} \right)}}{2 \left( 1 + \frac{4f_F L_{sk} \kappa}{d_{sk} (\kappa + 1)} \right)}, \quad (3.29)$$

který pro  $f_F = 0$  přechází ve vztah (3.21). Vztahy pro klidový tlak a klidovou teplotu smíšeného proudu zůstávají v platnosti beze změny a jsou určeny vztahy (3.23) a (3.18).

Zohlednění účinnosti difuzoru při výpočtu je analogií účinnosti na vstupech. Obvykle se účinnost difuzoru stanovuje na základě poklesu klidového tlaku  $p_{04}$  na konci difuzoru oproti klidovému tlaku na jeho vstupu ( $p_{03} > p_{04}$ ) a je jasné, že v tomto případě již neplatí podmínka  $A_4^* = A_3^*$ , poněvadž kritický průřez vlivem ztrát narůstá ( $A_4^* > A_3^*$ ). Popsaný děj je znázorněn v diagramu entalpie-entropie na Obr. 3.5.



Obr. 3.5: Diagram entalpie-entropie pro stanovení účinnosti difuzoru.

Účinnost difuzoru je v souladu s Obr. 3.5 definována vztahem

$$\eta_d = \frac{\Delta h_p + \frac{1}{2}v_4^2}{h_{04} - h_3} = \frac{h_{04} - h_3 - \Delta h_z}{h_{04} - h_3}. \quad (3.30)$$

Využitím vztahů (2.11) a (2.12) a následné úpravě přechází vztah (3.30) na tvar

$$\eta_d = \frac{1 - \left(\frac{p_3}{p_{04}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{1 - \left(\frac{p_3}{p_{03}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}. \quad (3.31)$$

Klidový tlak na konci difuzoru  $p_{04}$  se při známé účinnosti difuzoru vypočte z rovnice (3.31) a jemu odpovídající statický tlak se stanoví dle vztahu

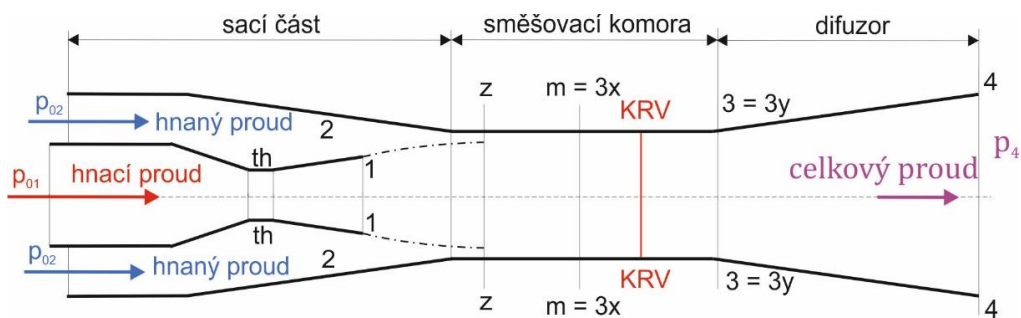
$$p_4 = p_{4s} \frac{p_{04}}{p_{03}}. \quad (3.32)$$

### 3.3 Analytická metoda – WX Chen et al.

Tento model je v současné době používán mnoha autory po celém světě. Jedná se o rozšířenou verzi modelu Huang et al. [14], který slouží pouze pro výpočet průtoků v návrhovém režimu ejektoru při dané geometrii.

V roce 2013 autoři Chen et al. [7] rozšířili Huangův model o výpočet podzvukových režimů. Chenův model tedy umožňuje výpočet nejen kritického bodu pracovní charakteristiky, ale i její podzvukové části. Ani tento model však neposkytuje informaci o průběhu tlaku po délce ejektoru.

Základní schéma ejektoru pro výpočet touto metodou je zachyceno na Obr. 3.6. Chenův model vychází z předpokladu rovnotlakého směšování, který je většinou splněn pouze v případě vhodného tvaru směšovací komory. I přesto je model používán také k výpočtu ejektorů se směšovací komorou konstantního průřezu, kde poskytuje poměrně uspokojivé výsledky.



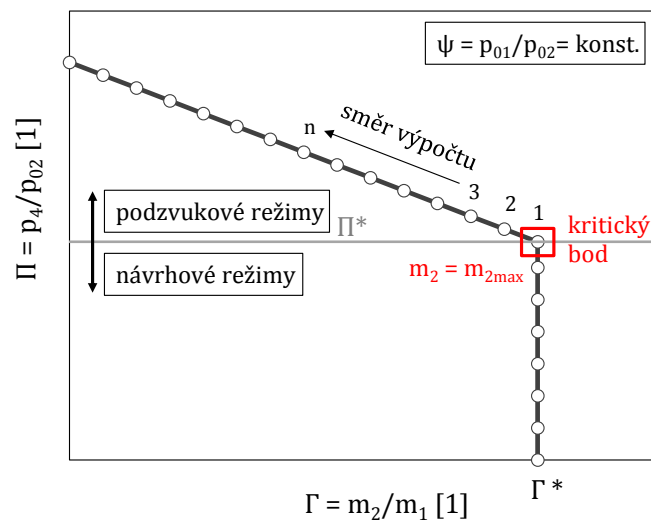
Obr. 3.6: Schéma ejektoru pro výpočet dle Chena et al.



Model předpokládá, že směšování hnacího a hnaného proudu začíná až v určité vzdálenosti od výstupního průřezu hnací trysky (průřez z-z na Obr. 3.6). Průřez hnaného proudu v tomto místě, vytvořený dodatečnou expanzí hnacího proudu za tryskou, je označován jako kritický průřez a platí pro něj podmínka, že hnaný proud zde dosahuje maximální rychlosti. V případě návrhových režimů ejektoru je maximální rychlost rovna rychlosti zvuku v daném místě a nastává tzv. aerodynamické ucpání, nebo též Fabriho ucpání 2. druhu (viz Obr. 2.9).

### 3.3.1 Výpočet kritického režimu

Postup výpočtu jednotlivých bodů charakteristiky je oproti Abramovičově metodě odlišný. Výpočet metodou dle Chena začíná určením kritického bodu pro kritický protitlak, tj. platí podmínka  $p_4 = p_4^*$  (bod č. 1 na Obr. 3.7).



Obr. 3.7: Pracovní charakteristika ejektoru – postup při výpočtu dle Chena et al.

Výpočet začíná stanovením parametrů hnacího proudu. Při výpočtu hmotnostního průtoku hnací tryskou se vychází z předpokladu, že je v jejím hrdle dosahováno kritického proudění v celém rozsahu provozních protitlaků a průtok dosahuje při daných klidových podmínkách maximální hodnoty. Teoretický hmotnostní tok tryskou je pak dán vztahem

$$\dot{m}_1 = p_{01} A_{th} \sqrt{\frac{2}{r T_{01}}} \psi_{max} \sqrt{\eta_1}, \quad (3.33)$$

kde  $p_{01}$  a  $T_{01}$  je klidový tlak, resp. klidová teplota hnacího proudu,  $A_{th}$  je velikost průřezu hnacího proudu v hrdle trysky (místo  $th-th$  na Obr. 3.6) a  $\eta_1$  je izoentropická účinnost hnací trysky. Maximální hodnota průtokového součinitele  $\psi_{MAX}$  ve vztahu (3.33) je pro daný plyn stanovena z rovnice (3.34) a pro vzduch nabývá hodnoty 0,4842.

$$\psi_{max} = \sqrt{\frac{\kappa}{2} \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}}} \quad (3.34)$$

Návrhové Machovo číslo hnacího proudu  $M_{1n}$  je definováno geometrií trysky a je vypočteno iteračně ze vztahu

$$\left(\frac{A_1}{A_{th}}\right)^2 = \left(\frac{A_1}{A_1^*}\right)^2 = \frac{1}{M_{1n}^2} \left[ \frac{2}{\kappa+1} \left( 1 + \frac{\kappa-1}{2} M_{1n}^2 \right) \right]^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}}. \quad (3.35)$$

Z vypočteného Machova čísla je určen návrhový tlak  $p_1$  na výstupu trysky

$$p_1 = p_{01} \left( 1 + \frac{\kappa-1}{2} M_{1n}^2 \right)^{\frac{\kappa}{1-\kappa}}. \quad (3.36)$$

Hnací proud se začíná mísit s hnaným proudem až v místě  $z-z$ , kde zároveň platí, že je hnaný proud aerodynamicky ucpán, tj.  $M_{2z} = 1$ . Statický tlak v tomto místě, který je zároveň tlakem kritickým, určíme ze vztahu

$$p_{2z}^* = p_{02} \left( 1 + \frac{\kappa-1}{2} M_{2z}^2 \right)^{\frac{\kappa}{1-\kappa}}. \quad (3.37)$$

Za předpokladu rovnotlakého směšování platí, že statické tlaky v místě  $z-z$  a  $m-m$  (3x-3x) jsou shodné, tj.

$$p_{2z} = p_{1z} = p_{3x} = p_{2z}^*. \quad (3.38)$$

Machovo číslo hnacího proudu  $M_{1z}$  v místě  $z-z$  lze s využitím dynamické funkce tlaku (2.13) vypočítat ze vztahu

$$\frac{p_{1z}}{p_1} = \frac{\left( 1 + \frac{\kappa-1}{2} M_{1n}^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}}{\left( 1 + \frac{\kappa-1}{2} M_{1z}^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}}. \quad (3.39)$$

Model Chena předpokládá mezi průřezy  $1-1$  a  $z-z$  expanzi hnacího proudu, čímž dochází k rozšiřování hnacího proudu a současněmu zužování hnaného proudu. Průřez, který zaujímá hnací proud po expanzi v místě  $z-z$  je určen ze vztahu

$$A_{1z} = A_1 \frac{\frac{\psi_{1z}}{M_{1z}} \left[ \frac{2}{\kappa+1} \left( 1 + \frac{\kappa-1}{2} M_{1z}^2 \right) \right]^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}}{\frac{1}{M_{1n}} \left[ \frac{2}{\kappa+1} \left( 1 + \frac{\kappa-1}{2} M_{1n}^2 \right) \right]^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}}, \quad (3.40)$$

kde  $\psi_{1z}$  je ztrátový součinitel vyjadřující vliv ztrát při expanzi hnacího proudu mezi průřezy  $1-1$  a  $z-z$ . Vlivem tohoto součinitele mohou nastat situace, kdy proud zpomaluje a jeho tlak vlivem ztrát klesá, tj. platí, že  $p_{1z} < p_1$  a zároveň  $A_{1z} < A_1$ .

Teplota  $T_{1z}$ , rychlost zvuku  $a_{1z}$  a rychlost hnacího proudu  $v_{1z}$  v místě  $z-z$  se určí ze vztahů

$$\frac{T_{1z}}{T_{01}} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_{1z}^2\right)^{-1}, \quad a_{1z} = \sqrt{\kappa r T_{1z}}, \quad v_{1z} = M_{1z} a_{1z}. \quad (3.41)$$

Protože je geometrie směšovací komory většinou známa, lze nyní dopočítat zbývající průřez hnaného proudu v místě z-z,

$$A_{2z} = A_3 - A_{1z}, \quad (3.42)$$

kde  $A_3 = A_{sk}$ .

Chenův model nijak neuvažuje přeexpandovaný režim hnací trysky, kdy bezprostředně za tryskou následuje komprese hnacího proudu a průřez  $A_{1z}$  je menší než průřez  $A_1$ , což má při  $A_3 = konst.$  za následek rozšíření hnaného proudu. V takovém případě uvažování aerodynamického ucpání hnaného proudu v místě z-z dává nereálně vysoké hodnoty kritického průřezu  $A_{2z}$  a  $\dot{m}_2$ . Z tohoto důvodu byla Chenova metoda v této fázi rozšířena o podmínku (3.43), která zajistí, že v případě přeexpandovaného hnacího proudu bude velikost kritického průřezu hnaného proudu určena z geometrických parametrů hnací trysky a směšovací komory. Tento přístup je podobný zjištění Fabriho a Siestrunka [13], viz aerodynamické ucpání 1. typu na Obr. 2.9.

$$A_{2z} = (A_{21}) = \begin{cases} A_3 - A_{1z} & \text{pro } A_1 \leq A_{1z} \\ A_3 - A_1 & \text{pro } A_1 > A_{1z} \end{cases} \quad (3.43)$$

Hmotnostní tok hnaného proudu je vypočten z rovnice kontinuity pro kritický průřez v místě z-z

$$\dot{m}_2 = \frac{p_{02} A_{2z}}{\sqrt{T_{02}}} \sqrt{\frac{\kappa}{r} \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}}} \sqrt{\eta_2}, \quad (3.44)$$

což je obdoba Fliegnerova vztahu (3.17) rozšířeného o izoentropickou účinnost  $\eta_2$  zahrnující vliv ztrát v hnaném proudu.

Teplotu  $T_{2z}$ , rychlost zvuku  $a_{2z}$  a rychlost hnaného proudu  $v_{2z}$  v místě z-z vypočteme dle vztahů

$$\frac{T_{2z}}{T_{02}} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_{2z}^2\right)^{-1}, \quad a_{2z} = \sqrt{\kappa r T_{2z}}, \quad v_{2z} = M_{2z} a_{2z}. \quad (3.45)$$

Protože směšování obou proudů nastává až v místě průřezu z-z a při stálém tlaku, rychlost  $v_{3x}$  a statickou teplotu  $T_{3x}$  výsledného proudu získáme z pohybové rovnice (3.46), respektive rovnice energie (3.47).

$$\psi_{12} (\dot{m}_1 v_{1z} + \dot{m}_2 v_{2z}) = (\dot{m}_1 + \dot{m}_2) v_{3x} \quad (3.46)$$

$$\dot{m}_1 \left( c_p T_{1z} + \frac{v_{1z}^2}{2} \right) + \dot{m}_2 \left( c_p T_{2z} + \frac{v_{2z}^2}{2} \right) = (\dot{m}_1 + \dot{m}_2) \left( c_p T_{3x} + \frac{v_{3x}^2}{2} \right) \quad (3.47)$$

Rychlost zvuku a Machovo číslo smíšeného proudu lze dopočítat ze vztahů

$$a_{3x} = \sqrt{\kappa r T_{3x}}, \quad M_{3x} = \frac{v_{3x}}{a_{3x}}. \quad (3.48)$$

Součinitel  $\psi_{12}$  vystupující ve vztahu (3.46) zohledňuje ztráty třením ve směřovací komoře. Bylo zjištěno, že součinitel je závislý na geometrii ejektoru a dle autorů Huang et al. [14] nebo Aphornratany a Eamese [44] jej lze stanovit ze vztahu

$$\psi_{12} = \begin{cases} 0,80 & \text{pro } A_{sk}/A_{th} > 8,3 \\ 0,82 & \text{pro } 6,9 \leq A_{sk}/A_{th} \leq 8,3. \\ 0,84 & \text{pro } A_{sk}/A_{th} < 6,9 \end{cases} \quad (3.49)$$

Všimněme si, že ve vztahu (3.49) není nijak zohledněna délka směřovací komory.

Výsledkem řešení rovnic (3.48) je většinou smíšený nadzvukový proud a ve směřovací komoře se předpokládá vznik adiabatické kolmé rázové vlny (KRV). Statický tlak  $p_{3y}$  a Machovo číslo  $M_{3y}$  za rázem jsou vypočteny z dynamických funkcí pro kolmou rázovou vlnu

$$\frac{p_{3y}}{p_{3x}} = 1 + \frac{2\kappa}{\kappa + 1} (M_{3x}^2 - 1), \quad M_{3y} = \sqrt{\frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_{3x}^2}{\kappa M_{3x}^2 - \frac{\kappa - 1}{2}}}. \quad (3.50)$$

Klidový tlak za rázovou vlnou  $p_{03y} = p_{03y}^*$ , při kterém platí  $p_{2z} = p_{2z}^*$ , se při známých hodnotách  $p_{3y}$  a  $M_{3y}$  určí z dynamické funkce tlaku (2.13).

Chenova metoda při výpočtu nijak nezohledňuje účinnost difuzoru, a protože je výpočet proudění v difuzoru naprosto identický s Abramovičovou metodou, lze proudění v difuzoru řešit jako izoentropické nebo zahrnout vliv účinnosti. Rozdíl je v tom, že vlivem kolmé rázové vlny dochází u metody Chena ke změně kritického průřezu smíšeného proudu, tj.  $A_{03x}^* < A_{03y}^*$ . V případě izoentropického proudění v difuzoru je klidový tlak na konci difuzoru roven klidovému tlaku na jeho vstupu  $p_{04}^* = p_{03y}^*$  a statický tlak  $p_4^*$  se dopočte z tlakové aerodynamické funkce (2.13).

Pro výpočet ostatních návrhových režimů pro protitlaky menší než kritická hodnota ( $p_4 < p_4^*$ ) zůstává ejekční součinitel neměnný, a to teoreticky až do tlaku  $p_4 = 0$  Pa (viz Obr. 3.7).

### 3.3.2 Výpočet podzvukových režimů

Při výpočtu nenávrhových režimů je protitlak vždy vyšší než kritický, tedy platí, že  $p_4 > p_4^*$ . Výpočet končí v okamžiku, kdy je vypočtený průtok hnaného proudu nulový.

Výpočet podzvukových režimů je podobný výpočtu režimu v kritickém bodě, jen s tím rozdílem, že nyní v kritickém průřezu nenastávají kritické podmínky proudění. Rychlost proudu je zde maximální, avšak podzvuková ( $M < 1$ ). Pro tlak v místě z-z nyní platí

$$p_{2z} = p_{1z} = p_{3x} \left( > p_{2z}^* \right). \quad (3.51)$$

Parametry hnacího proudu jsou určeny pomocí vztahů uvedených v předchozí podkapitole.

Většina parametrů hnaného proudu je rovněž určena ze vztahů uvedených v předchozí části. Výjimkou je určení hmotnostního průtoku hnaného proudu, protože již nelze použít vztah (3.44), jenž je platný pouze pro kritické podmínky proudění. Nasávané množství je nyní určeno z rovnice kontinuity

$$\dot{m}_2 = \rho_{2z} v_{2z} A_{2z} \sqrt{\eta_{2z}}, \quad (3.52)$$

kde hustota  $\rho_{2z}$  a rychlost  $v_{2z}$  hnaného proudu jsou vypočteny ze vztahů

$$\rho_{2z} = \frac{p_{2z}}{rT_{2z}}, \quad v_{2z} = \sqrt{2c_p (T_{02} - T_{2z})}. \quad (3.53)$$

Ve vztahu (3.53) je statická teplota  $T_{2z}$  vypočtena z dynamické funkce teploty (2.13).

Při hlubším zkoumání této metody se ukazují některá její omezení. Hlavní omezení bylo již zmíněno v předchozí části a jedná se o předpoklad podexpandovaného hnacího proudu. V rámci teoretického výzkumu bylo navíc zjištěno, že metoda ztrácí platnost v podzvukové oblasti při vyšších protitlacích, kdy je výsledkem pohybové rovnice (3.46) rychlost smíšeného proudu menší než rychlost zvuku ( $M_{3x} < 1$ ). V tomto případě nemá řešení rovnic (3.50) pro kolmou rázovou vlnu fyzikální význam, protože by to znamenalo řešení nereálného expanzního rázu. Toto bylo při výpočtu ošetřeno podmínkami

$$p_{3y} = \begin{cases} \text{vztah (3.51)} & \text{pro } M_{3x} \geq 1 \\ p_{3x} & \text{pro } M_{3x} < 1 \end{cases}, \quad M_{3y} = \begin{cases} \text{vztah (3.51)} & \text{pro } M_{3x} \geq 1 \\ M_{3x} & \text{pro } M_{3x} < 1 \end{cases}. \quad (3.54)$$

Autorovi není známa jediná publikace, která by zmíněné problémy alespoň částečně objasnila.

## 4 Metody numerického výzkumu

V kapitole jsou uvedeny základní informace o numerickém výzkumu v programu Ansys Fluent (verze 14.0 až 18.1). První tři podkapitoly se zabývají základní teorií numerického výpočtu (4.1), turbulentními modely (4.2) a řešením proudění u stěny (4.3). Základy numerických výpočtů při uvažování drsnosti stěny jsou uvedeny v podkapitole 4.4. Závěrečná část je věnována vytvořenému výpočetnímu modelu (4.5).

### 4.1 Základní teorie numerického řešení

Základní myšlenkou numerických výpočtů proudění v programu Ansys Fluent je metoda konečných objemů (MKO), která spočívá v rozdělení výpočetní oblasti do menších podoblastí, označovaných jako výpočetní buňky. V dalším kroku je v jednotlivých kontrolních objemech provedena integrace každé z bilančních rovnic a výsledkem je soustava algebraických rovnic nelineárního charakteru. Celý proces je dokončen linearizací diskretizovaných rovnic a jejich řešením. Více informací o výpočetní mechanice tekutin lze nalézt například v publikacích [45] až [47].

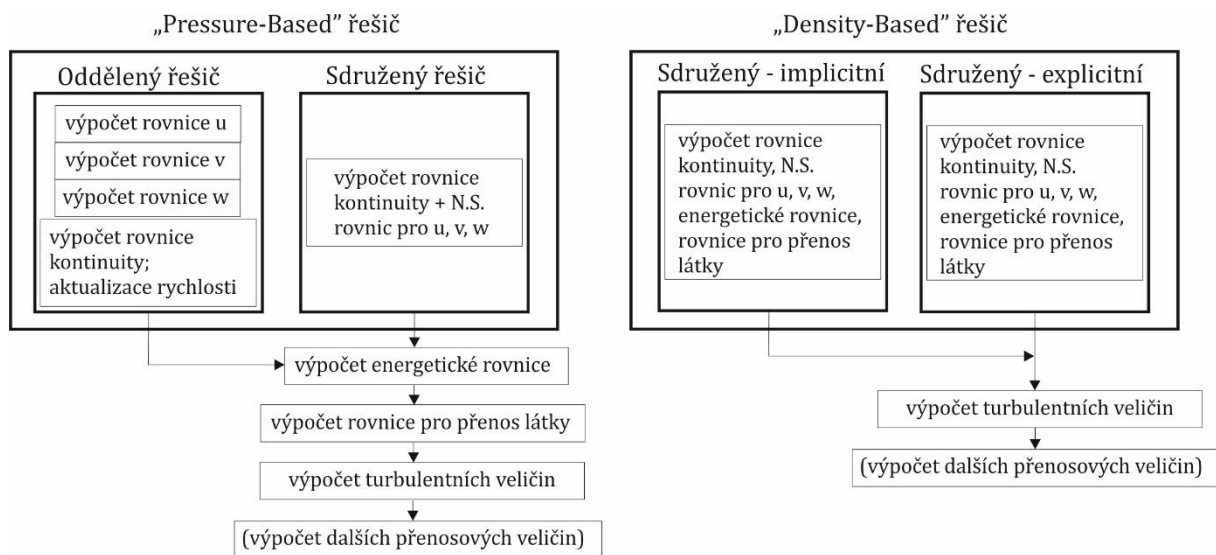
#### 4.1.1 Numerický řešič

Program Ansys Fluent má v nabídce dva řešiče, „Pressure-Based“ („P-B“) a „Density-Based“ („D-B“), přičemž prvně jmenovaný je používán především pro nestlačitelné proudění. Rozdíly mezi oběma řešiči jsou patrné z Obr. 4.1. V obou případech je rychlostní, a případně také teplotní pole, získáno z rovnic zachování hybnosti, respektive rovnice energetické. V případě „D-B“ řešiče je rovnice kontinuity použita k získání hustotního pole a tlakové pole je získáno ze stavové rovnice ideálního plynu.

Při použití „P-B“ řešiče není nijak popsána vzájemná závislost hustoty s tlakem a tlakové pole musí být určeno pomocí tzv. korekce tlaku, jež se provádí vhodnou manipulací rovnic kontinuity a rovnicemi zachování hybnosti. Rychlostní pole je upraveno pomocí tlaku tak, aby splňovalo rovnici kontinuity. Výpočet dále pokračuje řešením turbulentních veličin a případně také přenosem dalších skalárních veličin. Tento řešič umožňuje řešit rovnice buď odděleně (oddělený „P-B“) nebo současně (sdružený „P-B“).

Řešič „D-B“ poskytuje explicitní formulaci, kdy jsou neznámé hodnoty dané buňky počítány pouze pomocí známých hodnot okolních buněk nebo implicitní formulaci, kdy je k výpočtu neznámých hodnot v dané buňce využito také neznámých hodnot z okolních buněk.

Pro většinu výpočtů v této práci byl použit „D-B“ řešič. Pro porovnání byl v několika případech použit také sdružený „P-B“ řešič, který je vhodný pro řešení stlačitelného proudění a v minulosti byl již několikrát použit i na našem pracovišti [8]. Více informací lze nalézt v uživatelském manuálu programu [48].



Obr. 4.1: Zjednodušené schéma výpočtu při použití řešiče „Pressure-Based“ (vlevo) a „Density-Based“ (vpravo).

#### 4.1.2 Systém základních bilančních rovnic

Základní bilanční zákony zachování hmoty, hybnosti a celkové energie jsou při uvažování stlačitelné vazké tekutiny a zanedbání objemových sil dány vztahy

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_j) = 0, \quad (\text{zachování hmoty}) \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_j v_i) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (\text{zachování hybnosti}) \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_j H) = \frac{\partial}{\partial x_j} (v_i \tau_{ij}) + \frac{\partial q_j}{\partial x_j}, \quad (\text{zachování energie}) \quad (4.3)$$

kde  $t$  je čas,  $\rho$  je hustota tekutiny,  $x_i$  a  $v_i$  jsou složky vektoru prostorových souřadnic, respektive složky vektoru rychlosti v kartézském souřadnicovém systému ( $i = 1, 2, 3$ ),  $p$  je tlak,  $\tau_{ij}$  je tenzor vazkých napětí,  $E$  a  $H$  je celková měrná vnitřní energie, respektive celková měrná entalpie systému a  $q_j$  je tepelný tok.

Pro stlačitelnou tekutiny je nutné ještě doplnit stavovou rovnicí ideálního plynu

$$p = \rho r_v T \quad (4.4)$$

a vztahy pro celkovou měrnou entalpii, tepelný tok a tenzor vazkých napětí platný pro newtonovské tekutiny za předpokladu Stokesovy hypotézy

$$H = E + \frac{p}{\rho}, \quad q_j = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad \tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{ij}, \quad (4.5)$$

kde  $\lambda$  je součinitel tepelné vodivosti,  $T$  je termodynamická teplota,  $\mu$  je dynamická molekulární viskozita a  $\delta_{ij}$  je Kroneckerovo delta.

Pro více informací o dané problematice je čtenář odkazován na příručku o teorii programu Ansys Fluent [49] nebo literaturu [50].

#### 4.1.3 Diskretizace, integrace a linearizace

Diskretizace je způsob, jakým je výpočetní oblast rozdělena na menší podoblasti, které tvoří výpočetní síť. V další fázi jsou převedeny bilanční rovnice v integrálním tvaru na všech kontrolních objemech do diskrétního tvaru, jenž je nezbytný pro numerické řešení rovnic. Pro obecnou skalární veličinu  $\phi$  platí rovnice

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \sum_i \rho_i \vec{v}_i \phi_i \cdot \vec{A}_i = \sum_i \Gamma_i \nabla \phi_i \cdot \vec{A}_i + S_\phi V, \quad (4.6)$$

kde první člen vyjadřuje akumulaci veličiny v kontrolní oblasti, druhý přenos veličiny vlivem konvekce, třetí difuzní přenos a poslední objemový zdroj.

Následuje linearizace soustavy rovnic, která je pro „D-B“ a „P-B“ řešič rozdílná. Linearizovaný tvar rovnice (4.6) je vyjádřen vztahem

$$a_p \phi_p = \sum_k a_k \phi_k + b, \quad (4.7)$$

kde  $a_p$  a  $a_k$  jsou linearizační koeficienty pro proměnnou v bodě  $p$  ( $\phi_p$ ), resp. v okolních buňkách ( $\phi_k$ ),  $b$  je linearizační konstanta a  $k$  je počet sousedících buněk, který závisí na topologii sítě a většinou je roven počtu ploch ohraničující daný objem. To ovšem neplatí pro buňky na hranicích výpočetní oblasti. Rovnice (4.7) může být napsána pro každou řešenou proměnnou v každé buňce sítě a výsledkem je soustava algebraických rovnic s maticí koeficientů.

#### 4.1.4 Konečný systém rovnic

Konečný systém rovnic v diferenciálním tvaru určený pro řešení je vyjádřen vztahem

$$\frac{\partial \bar{W}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{F}_c - \bar{F}_v) = \bar{Q}, \quad (4.8)$$

kde  $\bar{W}$  je vektor zachovávaných veličin,  $\bar{F}_c$  je tenzor konvektivních toků a tlakových členů,  $\bar{F}_v$  je tenzor viskózních toků a  $\bar{Q}$  je vektor zdrojových členů. Počet složek uvedených vektorů odpovídá počtu řešených bilančních rovnic daného případu.



## 4.2 Modelování turbulence

V této části budou nastíněny základní přístupy a možnosti řešení turbulentního proudění při numerických výpočtech. Protože existuje nespočet různých modifikací konkrétních modelů, bude později pozornost zaměřena především na modely dostupné v nabídce programu Ansys Fluent.

Modelování turbulence lze velice zjednodušeně podle jejich přístupu k řešení turbulence rozdělit do tří základních skupin. První skupinou je přístup, jenž zahrnuje modely založené na Reynoldsově středování bilančních rovnic, tzv. *RANS* modely („*Reynolds Averaged Navier-Stokes*“). Výsledkem Reynoldsova středování jsou dodatečné členy v bilančních rovnicích, k jejichž řešení se používají právě modely turbulence. Modely využívající tento přístup jsou nejméně náročné na počítačovou paměť a čas výpočtu je relativně krátký.

Druhou skupinou je tzv. *DNS* („*Direct Numerical Simulation*“) přístup řešení turbulence. V tomto případě nelze mluvit o modelech turbulence, neboť turbulentní veličiny zde nejsou modelovány, nýbrž přímo počítány z bilančních rovnic a systém základních rovnic nevyžaduje modelování žádných dodatečných členů. Tento přístup je nejnáročnější na výpočetní techniku a čas výpočtu je tak dlouhý, že je v současné době téměř nemožné dosáhnout výsledků pro komplexnější případy, neboť metoda vyžaduje použití velmi jemné výpočetní sítě.

Třetí skupina kombinuje vlastnosti obou dvou výše uvedených přístupů, kdy je část proudového pole řešena přístupem *RANS* a část obsahující velké vírové struktury je přímo počítána. Jedná se o tzv. modely *LES* („*Large Eddy Simulation*“) a *DES* („*Detached Eddy Simulation*“). Také tyto dvě metody vyžadují poměrně jemnou výpočetní síť, avšak v porovnání s přístupem *DNS* může být síť hrubší.

Vliv turbulentního modelu na výpočet proudění v nadzvukových ejektorech byl již v minulosti poměrně hojně studován. Jednu z rozsáhlejších studií posledních let provedli Bartosiewicz et al. [24]. V práci byly porovnávány výsledky pro šest různých modelů turbulence, založených převážně na přístupu Reynoldsova středování. Konkrétně byl porovnáván průběh statického tlaku v ose ejektoru doplněný o snímky z laserové tomografie. Zkoumány byly jevy spojené s prouděním v ejektorech, např. intenzita nebo poloha rázových vln. Práce postrádá porovnání z hlediska hmotnostních toků, respektive ejekčního součinitele. Nejvhodnějším modelem z této studie se ukázal být model *k- $\omega$  SST*, jelikož nejvíce korespondoval s experimenty. Ke stejnému závěru použitého turbulentního modelu došli také autoři Besagni a Inzoli [51]. Na Technické univerzitě v Liberci provedli v minulosti studii turbulentních modelů v nadzvukových ejektorech Kolář a Dvořák [52]. Nejvíce vhodným modelem byl opět model *k- $\omega$  SST*. Hemidi et al. [21], [31] došli k závěru, že modely turbulence *k- $\epsilon$*  poskytují lepší výsledky v oblasti návrhových režimů, zatímco *k- $\omega$  SST* modely se lépe hodí pro popis proudění v podzvukové oblasti. Zmíněné modely však vykazují velké odlišnosti z hlediska popisu lokálních rysů proudění, jako jsou rázové vlny, smykové oblasti a jiné. Autoři dále zmiňují, že volba vhodného turbulentního modelu do jisté míry závisí také na konkrétním nastavení okrajových podmínek. Porovnání turbulentních modelů z hlediska ejekčního součinitele a struktury rázových vln v ejektoru provedli na 3D modelu autoři Zhu

a Jiang [53]. Největší shody výsledků s experimentem z hlediska zmíněných parametrů bylo dosaženo pro turbulentní model  $k-\varepsilon$  RNG.

V dalším textu bude zaměřena pozornost výhradně na turbulentní modely založené na přístupu RANS, kdy jsou všechny nestacionarity středovány (průměrovány). Používají se dva způsoby středování. Pro nestlačitelné proudění je používáno středování podle Reynoldse a pro stlačitelné proudění je používáno středování podle Favra [54].

Při Reynoldsově středování je okamžitá hodnota obecné veličiny  $\phi(x, t)$  rozložena na složku časově průměrovanou  $\bar{\phi}$  a složku flukтуаční  $\phi'$  dle vztahu

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (4.9)$$

Časově průměrovaná složka se vypočte ze vztahu

$$\bar{\phi} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \phi dt \quad (4.10)$$

a pro flukтуаční složku platí

$$\bar{\phi}' = 0. \quad (4.11)$$

Při aplikaci Favreho středování je okamžitá hodnota obecné veličiny  $\varphi(x, t)$  rozložena na složku hmotnostně podmíněně průměrovanou  $\tilde{\varphi}$  a složku flukтуаční  $\varphi''$ , přičemž platí následující vztahy

$$\varphi = \tilde{\varphi} + \varphi'', \quad \tilde{\varphi} = \frac{\overline{\rho\varphi}}{\bar{\rho}}, \quad \overline{\varphi''} \neq 0, \quad \overline{\rho\varphi''} = 0. \quad (4.12)$$

Při aplikaci Reynoldsova středování na systém rovnic (4.1) až (4.3) se v rovnicích objevují dodatečné členy s fluktuacemi hustoty, které je obtížné vhodně aproximovat. Proto se pro stlačitelné proudění využívá středování podle Favra, kde se tyto členy nevyskytují.

I přesto se ve výsledných středovaných rovnicích podle Favra (rovnice toku hybnosti a rovnice energie) vyskytují dodatečné členy, které je nutné vhodně aproximovat. Jako příklad uveďme rovnici toku hybnosti obsahující člen, který vyjadřuje vliv turbulentních fluktuací na přenos hybnosti v tekutině a jedná se o tzv. tenzor Reynoldsových turbulentních napětí

$$\tau_{ij}^T = -\overline{\rho v_i'' v_j''}. \quad (4.13)$$

Vztah (4.13) je možné aproximovat využitím tzv. Boussinesqovy hypotézy o turbulentní viskozitě  $\mu_t$ . Tento přístup využívá analogie s Newtonovým zákonem vazkých napětí a Reynoldsova turbulentní napětí jsou pak úměrná gradientům rychlosti dle vztahu

$$\tau_{ij}^T = \mu_t \left( \frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{v}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left( \mu_t \frac{\partial \tilde{v}_k}{\partial x_k} + \bar{\rho} k \right) \delta_{ij}, \quad (4.14)$$

kde  $k$  je turbulentní kinetická energie definovaná vztahem

$$k = \frac{1}{2} \frac{\overline{\rho v_j'' v_j''}}{\bar{\rho}}. \quad (4.15)$$

#### 4.2.1 Turbulentní modely $k$ - $\varepsilon$

Tato skupina *RANS* modelů patří mezi dvourovnicové modely, kdy se pro určení turbulentní viskozity využívají dvě bilanční rovnice pro turbulentní kinetickou energii  $k$  a turbulentní disipaci  $\varepsilon$ . Ansys Fluent nabízí několik variant modelu  $k$ - $\varepsilon$ , které se navzájem liší především způsobem určení turbulentní viskozity, hodnotami konstant nebo tvarem transportní rovnice pro turbulentní disipaci.

Nejstarším z této skupiny modelů je model  $k$ - $\varepsilon$  *Standard* [55]. Model je vhodný pro plně vyvinuté turbulentní proudění, kde jsou účinky molekulární viskozity omezeny pouze na oblasti v blízkosti pevné stěny [56].

Původní verze modelu  $k$ - $\varepsilon$  *Standard*, počítá turbulentní viskozitu ze vztahu

$$\mu_t = C_\mu \bar{\rho} \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (4.16)$$

kde  $C_\mu = 0,09$  je konstanta modelu.

Bilanční rovnice pro turbulentní kinetickou energii a disipaci jsou bez uvažování vztakových sil dány vztahy

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{v}_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \bar{\rho}\varepsilon - Y_M + S_k, \quad (4.17)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{v}_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} P_k - \bar{\rho} C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon, \quad (4.18)$$

kde  $P_k$  je produkce turbulentní kinetické energie způsobená gradienty střední rychlosti,  $Y_M$  představuje příspěvek fluktuujících dilatací při stlačitelném proudění k celkové míře disipace,  $S_k$ ;  $S_\varepsilon$  jsou uživatelem definované zdroje pro  $k$ , resp.  $\varepsilon$ ,  $\sigma_k = 1,0$ ;  $\sigma_\varepsilon = 1,3$  jsou turbulentní Prandtlova čísla pro  $k$ , resp.  $\varepsilon$  a  $C_{1\varepsilon} = 1,44$ ;  $C_{2\varepsilon} = 1,92$  jsou konstanty modelu.

Vylepšenou verzí standardního modelu je model  $k$ - $\varepsilon$  *RNG* („*Re-Normalisation Group*“) [57], [58], který využívá tzv. renormalizačních grup k zachycení účinků malých měřítek. U modelu  $k$ - $\varepsilon$  *Standard* je turbulentní viskozita určena na základě jediného turbulentního délkového měřítka a turbulentní difuze se uskutečňuje pouze v rozsahu specifikovaném měřítkem. Nicméně v reálném světě přispívají k turbulentní difuzi délková měřítka všech velikostí a jejich zahrnutí je provedeno pomocí renormalizačních grup, což je

matematická procedura, která modifikuje rovnici pro turbulentní disipaci pomocí přídatného členu produkce.

Varianta *RNG* navíc poskytuje analytický vztah pro turbulentní Prandtlova čísla a také diferenciální rovnici pro efektivní viskozitu ( $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$ ). Mimo zde uvedené se *RNG* verze modelu liší od standardní verze ještě hodnotami konstant a několika dalšími modifikacemi v rovnicích (4.17) a (4.18), jejichž přesnou podobu lze nalézt například v podkladech programu Ansys Fluent [48], [49].

Další verzí, jenž vychází z klasického modelu *k-ε*, je model *k-ε Realizable* [59]. Uvažování  $C_\mu$  v rovnici (4.16) jako konstanty může v některých případech vést k nereálně vysokým hodnotám turbulentní viskozity. To platí především v případech, jako jsou dopad proudu tekutiny na stěnu, odtržení proudu od stěny způsobené dopadem rázové vlny a podobné aplikace. Model *k-ε Realizable* uvažuje  $C_\mu$  jako funkci pomocí vztahu

$$C_\mu = f(U^*) = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}}, \quad (4.19)$$

kde  $A_0, A_s$  jsou konstanty modelu a  $U^*$  je funkce modelu.

Další změnou oproti standardní verzi je použití odlišného vztahu transportní rovnice pro turbulentní disipaci, jenž je odvozena z proměnlivé vířivosti [49].

#### 4.2.2 Turbulentní modely *k-ω*

Tato skupina modelů společně s modely *k-ε* patří mezi nejvyužívanější turbulentní modely v technických aplikacích. Základní verze modelu *k-ω Standard*, která je založena na formulaci Wilcoxe [56], poskytuje poměrně spolehlivé výsledky v blízkosti stěny a se vzdáleností od stěny přesnost klesá. Model řeší kromě základních bilančních rovnic ještě dvě rovnice pro turbulentní kinetickou energii *k* a specifickou turbulentní disipaci  $\omega$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{v}_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - Y_k + S_k, \quad (4.20)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{v}_j \omega)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + P_\omega - Y_\omega + S_\omega, \quad (4.21)$$

kde  $P_k; P_\omega$  je produkce *k*, resp. produkce  $\omega$ ,  $Y_k; Y_\omega$  značí disipaci *k*, resp.  $\omega$ ,  $S_k; S_\omega$  jsou uživatelem definované zdroje *k* a  $\omega$  a  $\sigma_k = 2,0; \sigma_\omega = 2,0$  jsou turbulentní Prandtlova čísla pro *k*, resp.  $\omega$ .

Turbulentní viskozita je nyní určena vztahem

$$\mu_t = \alpha^* \bar{\rho} \frac{k}{\omega}, \quad (4.22)$$

kde  $\alpha^*$  je tlumící funkce, která zohledňuje korekci pro nízká Reynoldsova čísla.

Specifická turbulentní disipace, jenž je definována jako míra přeměny turbulentní kinetické energie na tepelnou vnitřní energii v jednotkovém objemu za jednotku času, je dána vztahem

$$\omega = \frac{\varepsilon}{k \beta^*}, \quad (4.23)$$

kde  $\beta^* = 1$  nebo  $\beta^* = C_\mu = 0,09$  v závislosti na konkrétní variantě modelu.

Další verzí modelů typu  $k-\omega$  je dvourovnicový model  $k-\omega$  SST [60]. Formulace transportu ve smykových vrstvách („*Shear Stress Transport*“) kombinuje přednosti modelu  $k-\varepsilon$  Standard ve volném proudu a modelu  $k-\omega$  Standard v blízkosti stěny. Přepínání mezi oběma modely se uskutečňuje pomocí tzv. vyhlazovacích funkcí.

Model  $k-\omega$  SST může být použit pro nízká Reynoldsova čísla bez nutnosti použití přídatných tlumících funkcí. V porovnání se standardní verzí modelu  $k-\omega$ , je u verze SST na základě tzv. Bradshawovy hypotézy upraven vztah pro turbulentní viskozitu, čímž jsou uvažovány transportní jevy v turbulentních smykových oblastech. Více informací o modelu lze nalézt na webových stránkách NASA Langley Research Center [61].

### 4.3 Řešení proudění v blízkosti pevné stěny

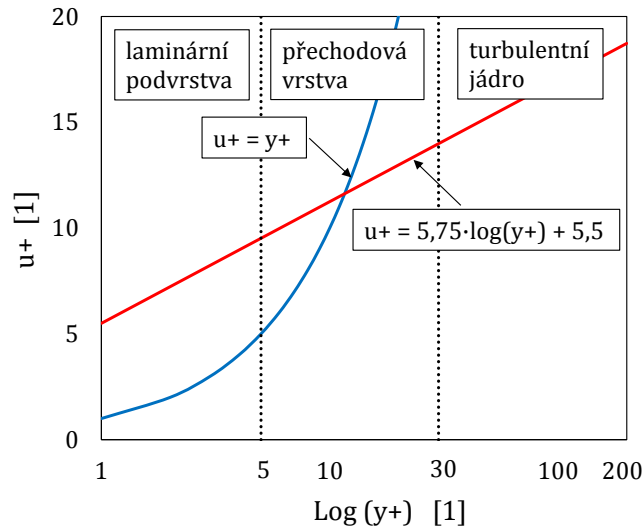
Turbulentní jevy jsou významně ovlivňovány pevnými stěnami, kde jsou vlivem vazkosti velké gradienty počítaných veličin. Způsob řešení proudění u stěny může mít významný vliv na proudění v celé výpočetní oblasti a některé turbulentní modely jsou platné pouze pro oblasti plně vyvinutého turbulentního proudu a selhávají v blízkosti pevné stěny.

Tvar turbulentního rychlostního profilu lze s dostatečnou přesností aproximovat logaritmickou funkcí, která je vyhovující pro většinu praktických aplikací. Ještě než se budeme blíže zabývat samotným průběhem profilu, definujeme následující vztahy

$$u^+ = \frac{v}{u_\tau}, \quad y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu}, \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}, \quad (4.24)$$

kde  $u^+$  je bezrozměrná rychlost,  $v$  je rychlost proudu,  $u_\tau$  je třecí rychlost na stěně,  $y^+$  je bezrozměrná vzdálenost od stěny,  $y$  je absolutní vzdálenost od stěny a  $\tau_0$  je tečné napětí na stěně.

Rychlost v blízkosti stěny pak může být aproximována průběhem uvedeným na Obr. 4.2.



Obr. 4.2: Zákon stěny; lineární (modrý) a logaritmický (červený) rychlostní profil.

Na obrázku jsou vidět tři významné oblasti. V oblasti, která je nejbliž ke stěně, je využívána závislost lineární a v oblasti nejvzdálenější závislost logaritmická dle vztahu

$$u^+ = \begin{cases} y^+ & \text{pro } 0 < y^+ < 5 \\ A \cdot \log(y^+) + B & \text{pro } y^+ > 30 \end{cases}, \quad (4.25)$$

kde konstanty  $A$ ,  $B$  jsou určeny experimentálně a například v práci Nikuradseho [62] nabývají hodnot  $A = 5,75$  a  $B = 5,5$ .

Třetí oblastí je oblast přechodové vrstvy ( $5 \leq y^+ \leq 30$ ), kde se uplatňují jak turbulentní, tak vazké účinky. V minulosti byly vyvinuty spojité funkce (např. Spalding [63]), jež umožňují popsání profilu v celém rozsahu bezrozměrné vzdálenosti od stěny  $0 < y^+ < 300$  bez nutnosti přepínání mezi jednotlivými vztahy. I přesto se při výpočtech obvykle snažíme této oblasti vyhnout. Podobným způsobem lze získat profily v blízkosti stěny také pro další veličiny.

Proudění u stěny lze při numerickém výpočtu obvykle řešit dvěma přístupy. První možností je přizpůsobení chování turbulentního modelu pro oblast v blízkosti stěny. Modely jsou modifikovány tak, aby byly schopny podchytit chování ve vazké laminární podvrstvě mezní vrstvy. Tento přístup vyžaduje použití velmi jemné sítě u stěny, což významně zvyšuje počet výpočetních buněk. Vyrůstají požadavky na výpočetní výkon a čas výpočtu. Při použití modifikovaného modelu pro nízká Reynoldsova čísla je nutné, aby střed první výpočetní buňky u stěny ležel v oblasti vazké podvrstvy ( $y^+ \approx 1$ ).

Další možností je použití tzv. stěnových funkcí, které chování proudu v blízkosti stěny aproximují. V tomto případě musí střed první buňky u stěny ležet v oblasti vnější vrstvy či plně vyvinuté turbulence. Funkce pak zajišťují přechod mezi vnitřní oblastí vazké podvrstvy a vnější oblastí plně vyvinutého proudu. V případě použití tohoto přístupu při výpočtu není potřeba zjemňovat výpočetní síť v blízkosti stěny, čímž lze ušetřit velké

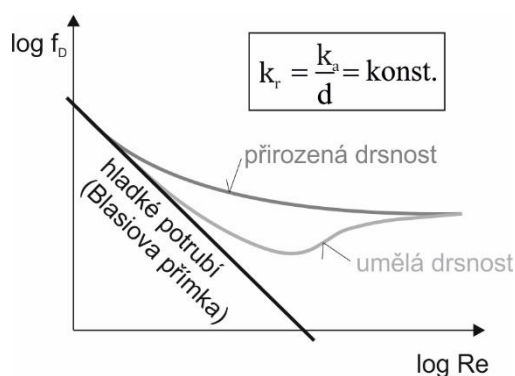
množství buněk a zkrátit tak čas simulace. Pro tento přístup by měla být bezrozměrná vzdálenost od stěny v rozsahu  $30 < y^+ < 300$ .

#### 4.4 Zahnutí drsnosti povrchu

Práce zaměřené na problematiku drsnosti při numerickém výpočtu nadzvukových ejektorů jsou trendem několika posledních let. Autorovi není známo, že by byl v některé z dostupných publikací ukázán vliv drsnosti na aerodynamické ucpání v nadzvukovém ejektoru s nastavitelnou hnací tryskou.

Vlivem drsnosti povrchu na charakter proudění se experimentálně zabýval Nikuradse v pracích [62], kde vytvářel tzv. „umělou“ drsnost lepením tříděných pískových zrn vždy o přibližně stejné velikosti. Velikost jednotlivých zrn označil jako absolutní drsnost  $k_a$ . Experimenty pak vykonával s různými relativními drsnostmi  $k_r = k_a/d$ , kde  $d$  je průměr potrubí. Navíc ještě měnil rychlosti proudění tekutiny, čímž pro danou tekutinu pozoroval závislost hydraulických odporů na Reynoldsově čísle ( $Re = \rho v d / \mu$ ). Důležité poznatky o problematice ztrát v potrubí vlivem tření přinesla rovněž práce Moodyho [64].

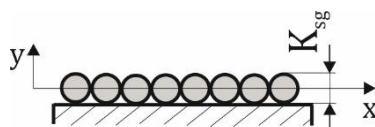
Uměle vytvořená drsnost způsobem, který použil Nikuradse při svých experimentech, má vliv na průběh součinitele tření dle Darcyho  $f_D$  v přechodové oblasti proudění. Průběh třecího součinitele v závislosti na Reynoldsově čísle pro konstantní hodnotu poměrné drsnosti je pro přirozenou a umělou drsnost znázorněn na Obr. 4.3 a jak můžeme vidět, tak se průběhy v této oblasti odlišují, což může mít zásadní vliv při porovnávání experimentu (přirozená drsnost) s numerickým výpočtem (umělá drsnost). Tento fakt potvrdili experimenty rovněž Colebrook a White [65]. Více informací o dané problematice lze nalézt například v literatuře [66].



Obr. 4.3: Srovnání různých druhů drsnosti v potrubí.

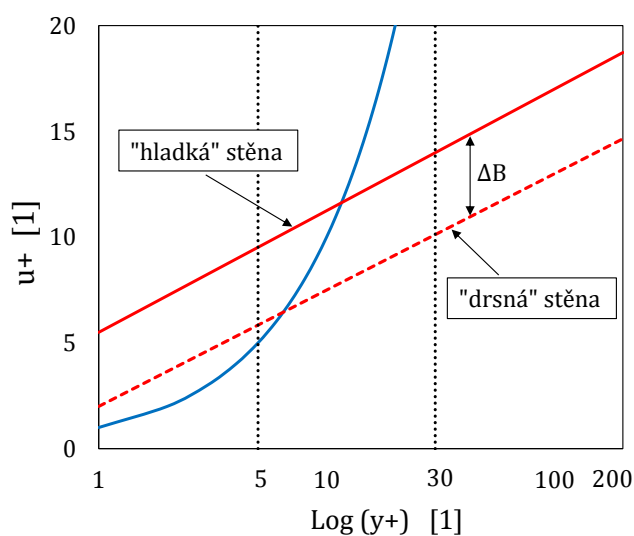
Program Ansys Fluent umožňuje zahrnutí umělé drsnosti stěny do výpočtu použitím jednoho z několika dostupných modelů. K dispozici je model využívající klasický zákon stěny upravený pro různé umělé drsnosti povrchu a dále modely sloužící především pro simulaci námrazy. S ohledem na proudění v ejektoru byl zvolen klasický model drsnosti s korekcí pro zákon stěny.

Zvolený model umožňuje nastavení dvou parametrů drsnosti na okrajové podmínce typu stěna („wall“). Prvním parametrem je výška nerovností  $K_{sg}$  („Sand Grain Roughness Height“) a jeho velikost je přímo úměrná drsnosti skutečného povrchu. Z Obr. 4.4 je patrné, že hodnota parametru  $K_{sg}$  je v případě umělé rovnoměrné drsnosti konstantní po celé délce uvažované stěny a je vyjádřena průměrem jednoho zrna písku. Výchozí hodnota tohoto parametru je v programu Ansys Fluent nulová, což odpovídá hydraulicky hladkému potrubí. Parametr je shodný s dříve zavedenou absolutní drsností tříděných pískových zrn podle Nikuradseho ( $K_{sg} = k_a$ ).



Obr. 4.4: Znárodnění parametru  $K_{sg}$  pro umělou rovnoměrnou drsnost.

Obr. 4.5 znázorňuje posunutí logaritmického profilu o hodnotu  $\Delta B$  vlivem nenulového parametru  $K_{sg}$ . Tento přístup je analogií posunutí stěnové funkce teplotního profilu v logaritmické oblasti pro různá Prandtlova čísla [67].



Obr. 4.5: Zákon stěny s korekcí pro „drsnu“ stěnu.

Z uvedeného vyplývá, že při uvažování „drsny“ stěny během výpočtu je nutné používat stěnové funkce a příliš jemná síť u stěny není vhodná. Někteří autoři tento přístup používají bez hlubšího vysvětlení i pro velmi jemnou síť s hodnotou  $y^+ \approx 1$ , viz např. [68], [69].

Další možností, jak lze zohlednit vliv drsnosti povrchu při výpočtu, je použití druhého parametru, kterým je bezrozměrná konstanta drsnosti  $C_s$  vyjadřující vliv rovnoměrnosti rozložení jednotlivých zrn. Výchozí hodnota parametru je 0,5, což dle uživatelské příručky



[48] odpovídá rovnoměrnému rozložení. Ukazuje se, že nastavením  $C_s = 0,5 \div 1,0$  se lze více přiblížit výsledku nerovnoměrného rozložení jednotlivých zrn. Na druhou stranu ale v současné době neexistuje metodika, která by jasně uváděla doporučení pro volbu  $C_s$ , a tak je v celé této práci uvažováno rovnoměrné rozložení.

Naměřenou či na výkrese uvedenou hodnotu drsnosti, vyjádřenou střední aritmetickou odchylkou  $R_a$ , lze převést na hodnotu odpovídající umělé drsnosti  $K_{sg}$  pomocí převodních vztahů. Vztahy obsahují součinitele, které se pokusili teoreticky odvodit například Adams et al. [70]. Autoři doporučují pro převod mezi umělou drsností a střední aritmetickou odchylkou povrchu tyto vztahy

$$K_{sg} \square 11,03 \cdot R_a, \quad (4.26)$$

$$K_{sg} \square 5,863 \cdot R_a. \quad (4.27)$$

Vztah (4.26) je získán na základě běžného převodního algoritmu, jenž je součástí programu většiny používaných profilometrů a vztah (4.27) vychází z vylepšeného algoritmu v publikaci [70], který se dle výsledků autorů přibližuje více experimentu. K podobnému vztahu došli také Zagarola a Smits [71]. I přes výše uvedené snažení jsou však výsledky pro různé povrchy a rozměry v poměrně značném rozptylu. Problematika drsnosti stěn kanálů malých rozměrů je poměrně dobře zpracována v publikaci Taylor et al. [72].

#### 4.5 Numerický model nadzvukového ejektoru

Pro numerický výzkum byly vytvořeny zjednodušené, osově symetrické 2D modely ejektoru (Obr. 4.6). Z důvodu úspory místa a lepší přehlednosti se model uvedený na Obr. 4.6 nepatrně odlišuje od skutečného modelu. Rozdíl je především v tom, že oba dva vstupy a výstup jsou na obrázku znázorněny v mnohem kratší vzdálenosti od směšovací komory ejektoru.

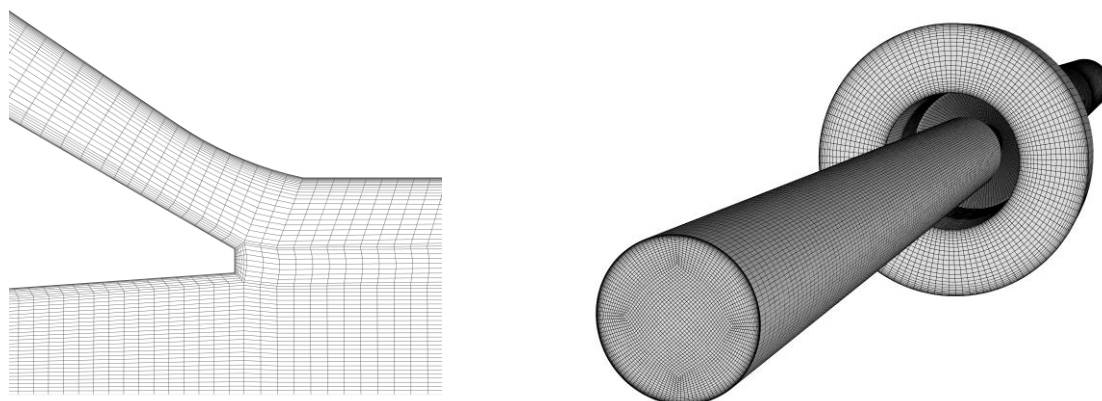
Celkem bylo vytvořeno pět osově symetrických modelů pro pět různých vzdáleností hnací trysky od směšovací komory  $x_p = (1; 2; 3; 4; 5) \text{ mm}$ . Geometrie každého modelu je shodná s výkresovou dokumentací jednotlivých dílů ejektoru a konkrétní rozměry jsou uvedeny v podkapitole 5.1. Výpočetní modely byly vytvořeny v CAD programu Creo 2.0 a následně upraveny v programu SpaceClaim. Navíc byly vytvořeny také dva 3D modely reprezentující malé ( $x_p = 1 \text{ mm}$ ) a velké ( $x_p = 3 \text{ mm}$ ) vzdálenosti hnací trysky od směšovací komory.



Obr. 4.6: Zjednodušený výpočetní model ejektoru (2D model, osově symetrický,  $x_p = 3 \text{ mm}$ ) – poměr stran nebyl z důvodu přehlednosti zachován.

Výpočetní síť všech modelů byla vytvořena v programu ICEM CFD, přičemž v blízkosti pevných stěn byla zjemněna tak, aby bylo na všech stěnách dosaženo bezrozměrné vzdálenosti od stěny  $y^+ < 5$ . Většina hodnot  $y^+$  se však pohybovala okolo jedné. Díky tomu bylo možné vyhnout se použití stěnových funkcí a proudění v mezní vrstvě bylo přímo počítáno. V případech, kdy byla uvažována drsnost povrchu stěny, byla síť u stěny upravena tak, aby splňovala podmínku pro použití stěnových funkcí s korekcí zákona stěny ( $30 < y^+ < 200$ ). Tato podmínka je v řadě publikací opomíjena a například v pracích [68] a [20] byla použita velmi jemná síť u stěny s hodnotami  $y^+ \sim 1$  bez hlubšího vysvětlení. Vytvořená síť 2D osově symetrických modelů obsahovala 300 až 320 tisíc výpočetních buněk v závislosti na konkrétní geometrické variantě.

Pro všechny modely byla použita strukturovaná síť, která obsahovala pouze čtyřúhelníky. Na základě autorových zkušeností a dostupné literatury [20] bylo prokázáno, že trojúhelníková či hybridní síť může v některých případech zkreslovat konečný výsledek. Další výhodou použití čtyřúhelníkové sítě oproti síti trojúhelníkové je skutečnost, že k dosažení na síti nezávislého řešení je u čtyřúhelníkové sítě většinou potřeba podstatně méně výpočetních buněk, čímž značně klesají požadavky na výpočetní výkon pracovní stanice a snižuje se doba výpočtu. Detail provedení sítě v okolí odtokové hrany hnací trysky je uveden na Obr. 4.7 vlevo.



Obr. 4.7: Detail výpočetní sítě 2D modelu ejektoru v okolí odtokové hrany hnací trysky (vlevo), výpočetní síť 3D modelu (vpravo).

Vytvořeny byly také dva 3D modely ejektoru reprezentující malé a velké polohy hnací trysky  $x_p = 1 \text{ mm}$ , resp.  $x_p = 3 \text{ mm}$ . Výpočetní síť u obou modelů byla tvořena výhradně šestistěny. Jeden z těchto modelů je znázorněn na Obr. 4.7 vpravo a obsahuje necelých pět milionů výpočetních buněk.

Pracovní látkou při numerických výpočtech byl stejně jako při experimentu vzduch. Vzduch byl považován za ideální plyn s konstantními měrnými tepelnými kapacitami  $c_p$  a  $c_v$ , konstantní dynamickou viskozitou  $\mu$ , tepelnou vodivostí  $\lambda$  a molární hmotností  $M_m$ . Typy použitých okrajových podmínek byly pro všechny modely shodné (Obr. 4.6), lišily se pouze jejich konkrétní číselné hodnoty. Na hnacím (1) a hnaném (2) vstupu byla použita tlaková podmínka „Pressure-Inlet“. Na výstupu byla aplikována podmínka

„Pressure-Outlet“. Na všech stěnách byla použita okrajová podmínka typu „Wall“, přičemž stěna byla uvažována jako adiabatická, bez skluzu („no slip“) a není-li výslovně uvedeno, tak ve většině případů také jako hydraulicky „hladká“. Na ose symetrie byla nastavena okrajová podmínka typu „Axis“. Okrajové podmínky pro turbulenci na vstupech byly zadány intenzitou turbulence 5 % a hydraulickým průměrem odpovídajícího vstupu. Na výstupu byla použita intenzita turbulence 10 % a hydraulický průměr výstupního potrubí.

Z důvodu lepší stability výpočtu bylo proudění řešeno jako nestacionární, nicméně prezentovány jsou výsledky při ustáleném proudění. Pro většinu výpočtů byl použit „D-B“ řešič a výpočty byly vždy dopočítány s druhým řádem přesnosti zpětné prostorové diskretizace konvektivních členů („Second Order Upwind“). K diskretizaci difúzních členů bylo použito centrální schéma. Shodné nastavení bylo použito i pro 3D modely, avšak s výjimkou podmínky osové symetrie.

Jako kritéria konvergence byly stanoveny hodnoty relativních reziduí klesající pod hodnotu  $10^{-4}$  u všech počítaných veličin a ustálené hodnoty hmotnostních toků na vstupech a výstupu. Tyto podmínky byly navíc doplněny o podmínku

$$|\dot{m}_{in_1} + \dot{m}_{in_2} + \dot{m}_{out}| < 0,0001 \cdot |\dot{m}_{min}|, \quad (4.28)$$

kde  $\dot{m}_{min}$  je nejmenší z hodnot  $\dot{m}_{in_1}$ ,  $\dot{m}_{in_2}$  a  $\dot{m}_{out}$ .

Pro modelování turbulentních jevů byl po odzkoušení vybraných modelů k dalšímu výzkumu vybrán turbulentní model  $k-\omega$  SST, protože se přibližoval experimentu v největším množství případů.

## 5 Metody experimentálního výzkumu

Kapitola se zabývá postupy a prostředky, které byly použity k experimentálnímu výzkumu nadzvukového ejektoru. Nejprve je představeno experimentální zařízení s nadzvukovým ejektorem (podkapitola 5.1). Dále jsou uvedeny způsoby vyhodnocení průtočného množství (podkapitola 5.2) a měření tlaku na stěně ejektoru (podkapitola 5.3). Závěrečná část je věnována problematice nejistot naměřených a vyhodnocených veličin (podkapitola 5.4).

### 5.1 Experimentální zařízení

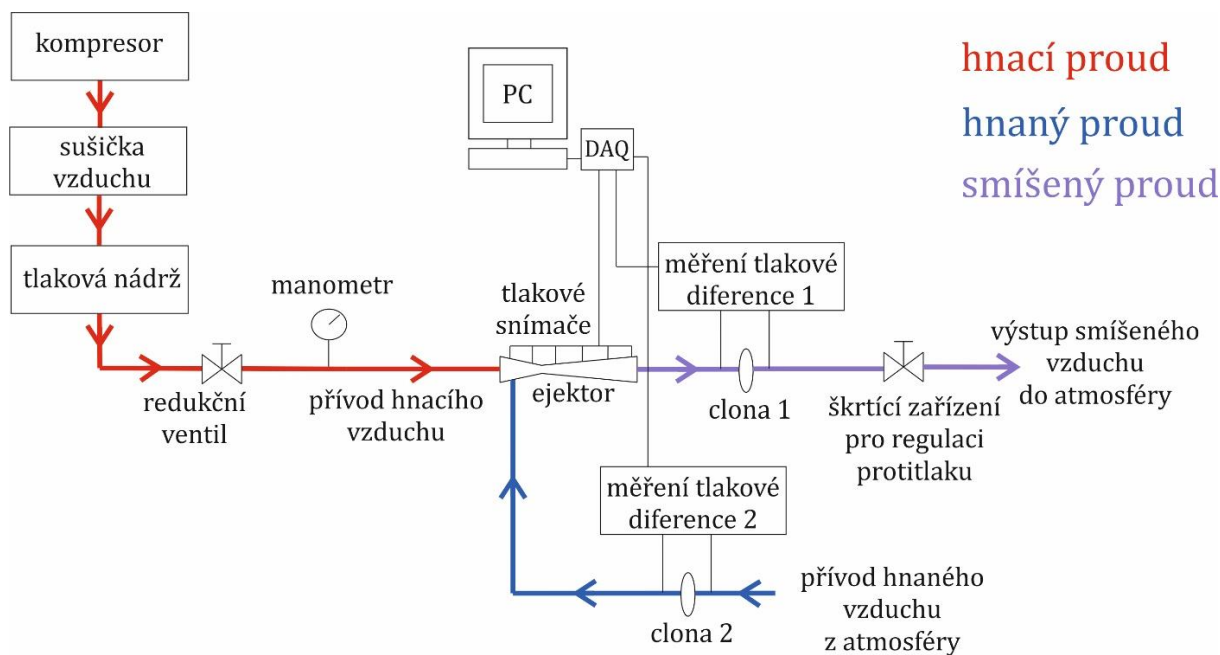
Experimentální zařízení, na kterém byl realizován výzkum v této práci, vzniklo z velké části na základě předchozí práce autorky Guanlao [73]. Pro výzkum dané problematiky byly navrženy v rámci této práce ještě další prvky, jako jsou přechody tlakových snímačů či nadzvuková hnací tryska a směšovací komora. Uvedená práce [73] postrádá sestavení vyrobených dílů a především ověření zařízení pomocí experimentů. Jeden z prvních experimentů na uvedeném zařízení byl proveden v publikaci autora [A7].

Nadzvukový ejektor byl zabudován do tratě, která byla v minulosti využívána pro výzkum podzvukových ejektorů. Z tohoto důvodu musel být také navržen nový škrťící mechanismus pro regulaci tlaku na výstupu ejektoru, tj. protitlaku. Stávající mechanismus se ukázal být nedostačující ve spojení s nadzvukovým ejektorem a při zpomalování proudu vzduchu z vysokých rychlostí docházelo k jeho uvolňování a deformacím.

Značně komplikovaný byl také způsob odběru statického tlaku na stěně směšovací komory a difuzoru. Vzhledem k tomu, že experimentální ejektor je poměrně malý a válcového tvaru, tak na vnějších stěnách ejektoru vznikaly netěsnosti mezi snímači tlaku a vnější stěnou ejektoru. Problém byl vyřešen použitím přídatného těsnění ze silikonu.

Jednou z dostupných metod, jak studovat děje uvnitř ejektoru, je měření statického tlaku na stěně ejektoru. Již v minulosti bylo provedeno mnoho výzkumů, které potvrdily, že odběr statického tlaku na stěně ejektoru je v mnoha případech pro vyšetřování proudění v ejektorech vhodný. Správnost tohoto způsobu byla rovněž ověřena na našem pracovišti jak experimentálně, tak numericky.

Schéma uspořádání celé měřicí tratě je uvedeno na Obr. 5.1. Tlakový vzduch byl čerpán z tlakových nádrží o celkovém objemu  $15 \text{ m}^3$ , což vzhledem k rozměrům ejektoru a dosahovaným rychlostem dovoluje dostatečnou dobu měření, aniž by se výrazně měnil nastavený tlak před hnací tryskou. Tlak v nádrži byl v průběhu měření udržován na hodnotě  $560 \text{ kPa} \pm 50 \text{ kPa}$ . Tlak před hnací tryskou byl regulován redukčním ventilem a jeho hodnota byla ověřována analogovým manometrem a piezorezistivním snímačem tlaku značky Kulite. Nejvyšší vyšetřovaný tlak na vstupu hnací trysky byl  $497 \text{ kPa} \pm 3 \text{ kPa}$ , nejnižší  $197 \text{ kPa} \pm 1 \text{ kPa}$ . Klidový tlak hnaného proudu nasávaný z laboratoře měl ve všech případech hodnotu  $97 \text{ kPa} \pm 1 \text{ kPa}$ .

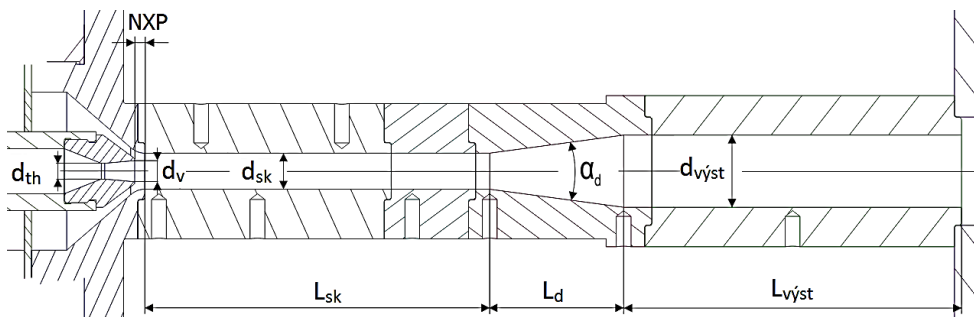


Obr. 5.1: Schéma uspořádání měřicí tratě při experimentu.

Hnaný vzduch byl nasáván přes sací část se zabudovanou clonou, jenž sloužila k vyhodnocení průtočného množství dle normy ISO 5167-1(2) ([74], [75]). Stejný princip získání průtoku byl využit také pro měření smíšeného (celkového) proudu ve výstupní části trati. Na výstupu trati byl umístěn škrtkící orgán pro nastavení požadované hodnoty protitlaku. Smíšený proud proudil do volné atmosféry.

Podél směšovací komory a difuzoru byly rozmístěny snímače statického tlaku. Jejich rozmístění bylo voleno na základě průběhu tlaku získaného z předběžných výsledků numerických simulací tak, aby byly zachyceny oblasti výrazných změn. Dále byly snímače umístěny do míst, která korespondovala s okrajovými podmínkami numerických simulací a použitých analytických metod.

Model vyšetřovaného ejektoru je zobrazen v řezu na Obr. 5.2. Z obrázku jsou patrné hlavní parametry ejektoru a hnací trysky, která je navržena pro výstupní Machovo číslo 2,07.



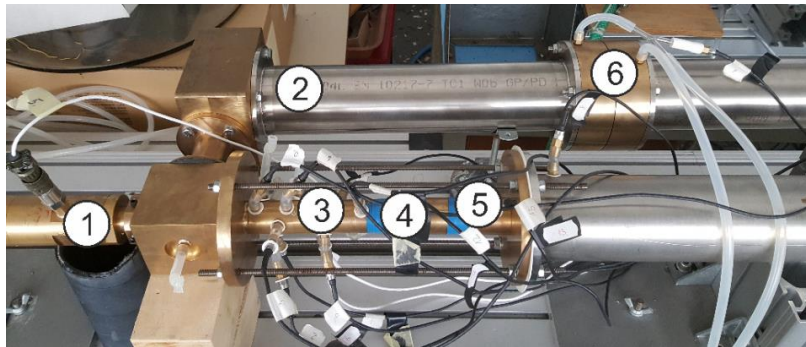
Obr. 5.2: Řez experimentálním ejektorem s vyznačenými hlavními rozměry.

Konkrétní rozměry parametrů včetně výrobní tolerance uvádí Tab. 5.1.

Tab. 5.1: Hodnoty hlavních parametrů experimentálního nadzvukového ejektoru.

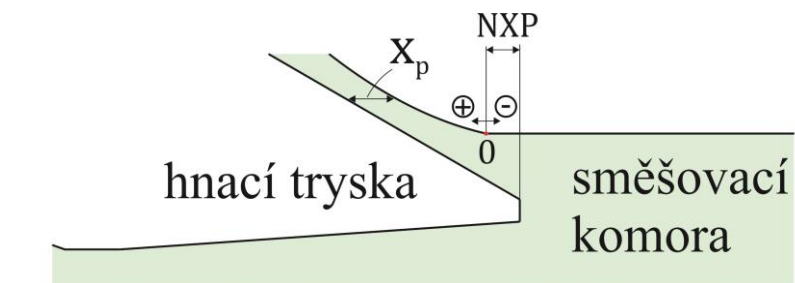
$d_{th}$ (mm)	$d_v$ (mm)	$d_{sk}$ (mm)	$L_{sk}$ (mm)	$d_{výst}$ (mm)	$L_d$ (mm)	$L_{výst}$ (mm)	$\alpha_d$ (°)	výrobní přesnost průměrů (mm)
3,50	4,69	8,34	100,0	16,00	36,5	96,0	12	$\pm 0,01$

Na Obr. 5.3 je fotografie experimentálního nadzvukového ejektoru, ze které lze vidět i některé další části experimentální trati. Z hlediska optimalizace chodu ejektoru je podstatnou částí hnací tryska (1), kterou lze nastavit do zvolené polohy a zkoumat vliv jejího umístění vůči směšovací komoře (3) na proudění v celém ejektoru.



Obr. 5.3: Fotografie experimentálního zařízení s nadzvukovým ejektorem a připojenými snímači tlaku; 1 - nastavitelná nadzvuková hnací tryska, 2 - sací potrubí pro vstup hnaného vzduchu, 3 - směšovací komora, 4 - difuzor, 5 - výstupní potrubí, 6 - příruby se clonou pro vyhodnocení průtoku hnaného vzduchu.

Poloha hnací trysky vůči počátku směšovací komory je schematicky znázorněna na Obr. 5.4. Výchozí („nulová“) poloha trysky  $x_p = 0$  mm odpovídá stavu, kdy se vnější část hnací trysky dotýká stěny sací komory a sací část je zcela uzavřena. Průtok hnaného proudu je v tomto případě nulový. Tato pozice trysky, společně spolu s uzavřeným sacím potrubím, byla využita při prvotních experimentech a při validaci numerických výpočtů, kdy bylo vyšetřováno proudění v ejektoru při nulovém nasávaném množství hnaného vzduchu. Výsledky těchto měření nejsou v práci uvedeny.



Obr. 5.4: Umístění hnací trysky vůči počátku směšovací komory.

Z obrázku je rovněž zřejmý vzájemný vztah mezi parametrem  $x_p$  používaným v této práci a v cizojazyčné literatuře často používaným parametrem  $NXP$  („Nozzle eXit Position“). Záporné hodnoty  $NXP$  znamenají, že výstupní průřez hnací trysky je umístěn uvnitř směšovací komory. Naproti tomu při kladných hodnotách  $NXP$  je výstupní průřez trysky umístěn v sací části, tj. před směšovací komorou. Parametr  $NXP$  je tedy vzdálenost mezi ústím hnací trysky a začátkem směšovací komory. Přepočet jednoho parametru na druhý lze provést dle vztahu

$$x_p = 1,7 + NXP \quad [mm]. \quad (5.1)$$

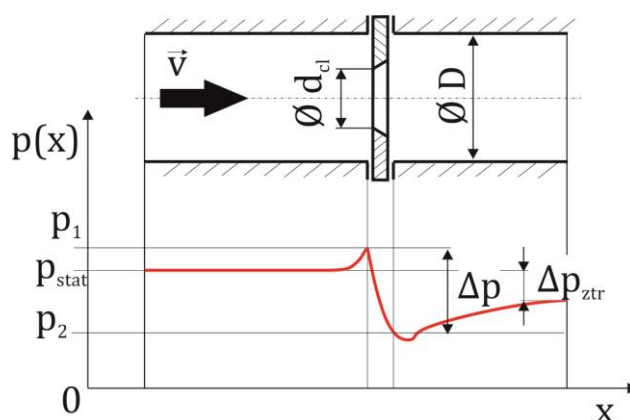
V této práci jsou podrobněji vyšetřovány geometrické konfigurace při pěti polohách hnací trysky  $x_p = (1 \div 5) \text{ mm}$ . Konfigurace, pro které platí  $x_p < 3 \text{ mm}$  jsou v textu označovány jako „malé“ polohy, zatímco konfigurace, pro které platí  $x_p \geq 3 \text{ mm}$  jsou označovány jako „velké“. Odhadovaná nejistota nastavení axiální polohy trysky vůči směšovací komoře při experimentu je  $\pm 0,1 \text{ mm}$ . Vyšetřování vlivu hnací trysky na chod ejektoru se věnuje jak experimentálně, tak numericky publikace autora [A7].

## 5.2 Měření hmotnostního toku

Pro získání pracovní charakteristik nadzvukového ejektoru je nutné znát velikosti průtočných množství hnacího a hnaného proudu ejektorem při daných hodnotách klidového tlaku hnacího a hnaného proudu a protitlaku. Při experimentu bylo vyhodnocováno průtočné množství hnaného a smíšeného proudu nepřímou, a to pomocí naměřené tlakové diference na vestavěných clonách v sacím, resp. výstupním potrubí.

Diferenční snímače pro měření tlakových rozdílů na clonách od výrobce GE Druck umožňovaly zaznamenávat průběh tlaku do počítače s frekvencí ukládání  $4 \text{ Hz}$  a přesností  $0,25 \%$  z uvedeného rozsahu ( $0 \div 2 \text{ kPa}$ ).

Měření a vyhodnocení průtoku bylo provedeno dle normy ISO 5167-1(2) ([74], [75]). Princip měření tlakové diference na cloně je uveden na Obr. 5.5.



Obr. 5.5: Princip měření hmotnostního průtoku na základě normy ISO 5167-1(2).

Hmotnostní tok se na základě uvedené normy vypočte dle vztahu

$$\dot{m} = \frac{C}{\sqrt{1-\beta^4}} \varepsilon_1 \frac{\pi d_{cl}^2}{4} \sqrt{2\Delta p \rho_1}, \quad (5.2)$$

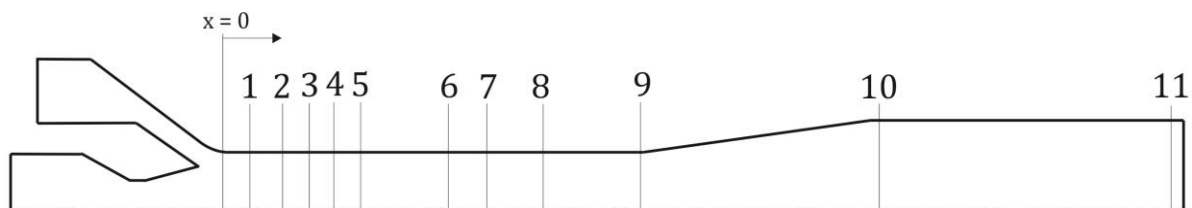
kde  $C$  je průtokový součinitel,  $\beta = d_{cl}/D$  je poměr průměrů díry ve cloně  $d_{cl}$  a potrubí  $D$ ,  $\varepsilon_1$  je expanzní součinitel zahrnující vliv stlačitelnosti,  $\Delta p$  je naměřená tlaková diference na cloně a  $\rho_1$  je hustota před clonou počítaná ze statického tlaku a teploty s využitím stavové rovnice ideálního plynu. Průtokový součinitel a expanzní součinitel jsou definovány empirickými vztahy, jejichž obecné tvary jsou

$$C = f(\beta, Re), \quad \varepsilon_1 = f\left(\frac{p}{p_0}, \kappa\right). \quad (5.3)$$

Nejistota určení průtokového součinitele  $C$  je udávána v rozmezí  $(1 \div 2)$  %. Výsledná nejistota hmotnostního průtoku je závislá na nejistotách dílčích proměnných, které vystupují ve vztahu (5.2). Nejistotami při měření se podrobněji zabývá podkapitola 5.4. Více informací o měření průtoku lze nalézt v literatuře [76].

### 5.3 Měření statického tlaku na stěně

Na stěně ejektoru je k dispozici 19 otvorů pro odběr tlaku. Vzhledem k omezenému množství snímačů a nutnosti zaznamenat rovněž klidový tlak hnacího proudu a tlaky před clonami na sání a na výstupu ejektoru, bylo pro umístění snímačů na stěně ejektoru vybráno 11 pozic, jejichž vzájemné rozmístění bylo voleno na základě předběžných numerických výpočtů a praktických zkušeností. Odběry nejsou v jedné přímce, ale jsou umístěny na válcové ploše ejektoru ve šroubovici (viz Obr. 5.3), aby nedocházelo k vzájemnému ovlivňování snímačů a také z montážních důvodů, neboť není technicky možné umístit snímače vedle sebe na krátkou vzdálenost. Umístění snímačů vůči počátku směšovací komory je ilustrováno na Obr. 5.6.



Obr. 5.6: Ilustrativní rozmístění snímačů statického tlaku na stěně ejektoru. (poměr stran nebyl zachován)

Konkrétní vzdálenosti snímačů od počátku směšovací komory v absolutní i bezrozměrné podobě vztažené k průměru směšovací komory  $d_{sk}$  uvádí Tab. 5.2. Stejně uspořádání snímačů tlaku bylo použito i při zkušebních měření, kdy byly porovnávány naměřené výsledky pro vzájemně pootočené díly směšovací komory a difuzoru. Nesymetrie proudového pole nebyla v žádném ze zkušebních měření prokázána. Pro měření byly



použity piezorezistivní snímače tlaku značky Kulite, které zaznamenávaly průběh tlaku do počítače s frekvencí ukládání 1 kHz a přesností  $\pm 0,1 \%$  z maximálního měřicího rozsahu. Více informací lze nalézt v technické dokumentaci snímačů [77].

Tab. 5.2: Pozice snímačů a jejich vzdálenosti od počátku směšovací komory.

pozice snímače	x [mm]	x/d <sub>sk</sub> [1]
1	5,57	0,67
2	17,57	2,11
3	21,57	2,59
4	25,57	3,07
5	33,57	4,03
6	57,57	6,90
7	65,57	7,86
8	77,57	9,30
9	99,57	11,94
10	137,63	16,50
11	217,63	26,09

## 5.4 Nejistoty veličin při měření

### 5.4.1 Určení nejistot při experimentu

Tab. 5.3 uvádí všechny měřené nebo dopočítané veličiny při experimentu. Mimo konkrétních hodnot absolutních a relativních nejistot je uveden také způsob získání každé veličiny. Více informací o vyhodnocení naměřených dat lze nalézt v knize Doebelina [78].

Tab. 5.3: Nejistoty veličin při experimentu.

veličina	značení	absolutní nejistota	relativní nejistota	způsob získání veličiny
diferenční tlak	$\Delta p$	$\pm 0,005$ kPa	$\pm 0,5 \%$	diferenční snímač GE Druck LP 1000 Series
statický tlak	p	$\pm 0,8$ kPa	$\pm 0,5 \%$	piezorezistivní snímač Kulite
klidový tlak - hnací	p <sub>01</sub>	$\pm 2$ kPa	$\pm 0,5 \%$	piezorezistivní snímač Kulite
klidový tlak - hnaný	p <sub>02</sub>	$\pm 0,25$ kPa	$\pm 0,3 \%$	univerzální snímač Almemo FHAD36R
teplota	T	$\pm 0,2$ K	$\pm 0,1 \%$	univerzální snímač Almemo FHAD36R
relativní vlhkost	$\varphi$	$\pm 1,3 \%$	$\pm 1,3 \%$	univerzální snímač Almemo FHAD36R
průtokový součinitel	C	$\pm 0,009$	$\pm 1,5 \%$	norma ISO 5167
expanzní součinitel	$\varepsilon$	$\pm 0,004$	$\pm 0,4 \%$	norma ISO 5167
průměr otvoru clony	d <sub>cl</sub>	$\pm 0,1$ mm	$\pm (0,4 \div 0,6) \%$	výrobní tolerance $\delta d_{cl}$
průměr potrubí	D	$\pm 0,7$ mm	$\pm 1 \%$	výpočet, norma DIN EN ISO 1127
hustota	$\rho$	$\pm 0,006$ kg·m <sup>-3</sup>	$\pm 0,6 \%$	stavová rovnice ideálního plynu
hmotnostní tok (hnaný/celkový)	m	$\pm 0,0002$ kg·s <sup>-1</sup>	$\pm 1,8 \%$	norma ISO 5167

Některé naměřené a vyhodnocené veličiny jsou uvedeny ve formě bezrozměrných veličin pomocí vztahů (2.6), (2.7) a (2.8). Ve všech vztazích se jedná o podíl dvou veličin. Výsledná relativní nejistota bezrozměrné veličiny pak může být jednoduše určena jako odmocnina součtu kvadrátů relativních nejistot obou veličin. Nejistota ejekčního součinitele definovaného vztahem (2.6) je tedy  $\pm 2,6 \%$ . Relativní nejistota poměrného protitlaku a poměru klidových tlaků dle vztahů (2.7), resp. (2.8) je  $\pm 0,8 \%$ .

Při experimentu bylo vyhodnocováno hmotnostní množství hnaného a celkového toku vzduchu s využitím vztahu (5.2). Průtočné množství hnací tryskou bylo dopočítáváno z rozdílu obou uvedených hodnot dle vztahu

$$\dot{m}_1 = \dot{m}_c - \dot{m}_2. \quad (5.4)$$

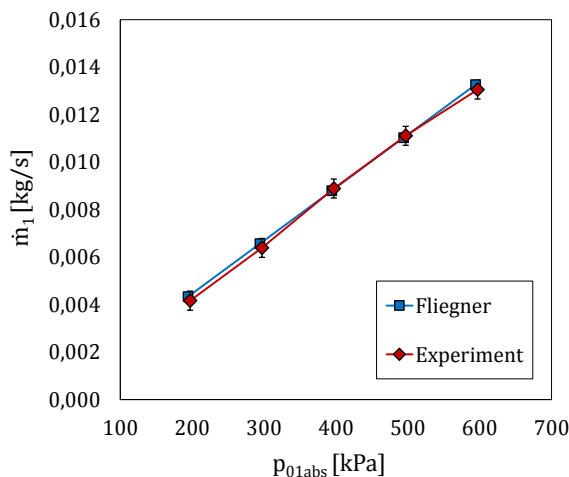
Absolutní nejistota průtočného množství hnací tryskou je s využitím Tab. 5.3 rovna  $\pm 0,3 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$ .

Průtok hnací tryskou byl rovněž ověřován při zavřeném sacím potrubí ejektoru pro každou hodnotu klidového tlaku  $p_{01}$ . Za předpokladu dokonalého utěsnění platí  $\dot{m}_2 \approx 0 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$  a hmotnostní tok hnací tryskou je roven celkovému naměřenému toku ve výstupní části. Hmotnostní tok hnací tryskou byl v tomto případě přímo měřen a jeho výsledná nejistota byla  $\pm 0,2 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$ . Tento způsob byl také použit v publikaci autora [A7].

#### 5.4.2 Alternativní způsob určení hmotnostního toku hnací tryskou

Protože je hnací tryska aerodynamicky ucpána v celém rozsahu vyšetřovaných provozních podmínek, je možné určit průtočné množství tryskou z Fliegnerova vztahu (3.17). Tento způsob byl ověřen autorem na hnací trysce ejektoru v této práci a také na vícetryskovém ejektoru, uvedeném například v publikaci [A4].

Na Obr. 5.7 je uvedena závislost průtočného množství hnací tryskou na klidovém tlaku hnacího vzduchu. Z obrázku je vidět velmi dobrá shoda experimentu s teoretickým výpočtem dle vztahu (3.17). Naměřené hodnoty byly získány pomocí Coriolisova průtokoměru firmy SIEMENS SITRANS FC MASSFLO MASS 2100 s nejistotou 0,1 % z naměřené hodnoty [79].



Obr. 5.7: Závislost průtočného množství hnací tryskou  $\dot{m}_1$  na klidovém tlaku hnacího vzduchu  $p_{01abs}$ .

Nicméně i výpočet pomocí vztahu (3.17) je zatížen nejistotou, protože je průtočné množství funkcí dalších veličin, které jsou určeny experimentálně, tj. platí

$$\dot{m} = f(d_{th}, p_{01}, T_{01}). \quad (5.5)$$

Rozborem vztahu (5.5), resp. (3.17) lze určit míru závislosti počítaného hmotnostního toku tryskou na experimentálně získaných veličinách, kterými jsou průměr hrdla trysky  $d_{th}$  a klidové veličiny hnacího vzduchu: tlak  $p_{01}$  a teplota  $T_{01}$ . Určením parciálních derivací vztahu (3.17) postupně podle  $d_{th}$ ,  $p_{01}$  a  $T_{01}$  lze stanovit míru závislosti nejistoty hmotnostního toku tryskou na nejistotách jednotlivých veličinách. Například nejistota určení teploty má nejméně významný vliv. Naopak nejvíce se na nejistotě hmotnostního toku projeví nejistota stanovení průměru hrdla trysky.

## 6 Výsledky a diskuse

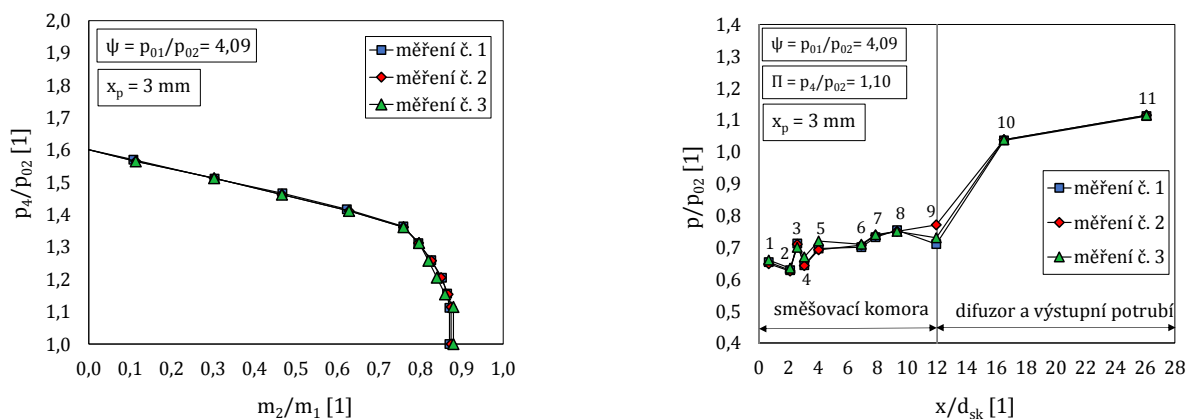
V kapitole jsou uvedeny dosažené výsledky včetně jejich rozborů z hlediska oboru mechaniky tekutin. Rozbory jsou provedeny ve formě pracovních charakteristik, průběhů statického tlaku na stěně ejektoru. Ve vybraných případech jsou uvedeny izočáry Machova čísla, zvukové čáry či průběhy tlaku na ose ejektoru získané z numerických výpočtů. Výsledky jsou prezentovány pro vybrané provozní podmínky ( $\psi = p_{01}/p_{02}$ ,  $\Pi = p_4/p_{02}$ ) a geometrické konfigurace ( $x_p$ ). Vliv teploty nebyl v této práci uvažován a hodnoty teplot na hranicích byly v případě numerických výpočtů shodné ( $T = 295 \text{ K}$ ), což odpovídalo teplotě vzduchu v laboratoři při experimentu.

Zkoumané varianty jsou studovány z hlediska struktury proudu a aerodynamického ucpání. Průtok hnací tryskou je pro všechny geometrické varianty a daný poměr klidových tlaků  $\psi = p_{01}/p_{02}$  neměnný, a tak je aerodynamické ucpání hnaného proudu při experimentu identifikováno tak, že při postupném snižování protitlaku již nedochází k nárůstu nasávaného množství ejektorem. Další možností identifikace ucpání je na základě průběhu statického tlaku na stěně ejektoru, kdy snižování protitlaku již nevede k poklesu tlaku před místem ucpání.

V podkapitole 6.1 jsou uvedeny výsledky měření vyšetřovaných konfigurací. V další části jsou uvedeny výsledky numerických výpočtů související především s nastavením při výpočtu (podkapitola 6.2). V dalších částech (podkapitoly 6.3 až 6.9) jsou prezentovány výsledky pro jednotlivé zkoumané varianty provozních podmínek a geometrických konfigurací doplněné o rozborů z hlediska mechaniky tekutin včetně příslušných závěrů. Při zpracování výsledků nebylo možné s ohledem na zachování přehlednosti prezentovaných dat zachovat poměr stran ejektoru a obrázky ejektoru jsou tak několikanásobně zmenšeny v podélném směru.

### 6.1 Výsledky experimentálního výzkumu

Z důvodu ověření opakovatelnosti jednotlivých měření, bylo provedeno několik sérií testovacích měření v několikanásobných rozestupech. Pro ukázkou jsou výsledky ze tří identicky nastavených měření uvedeny na Obr. 6.1. Jedná se o variantu při  $x_p = (3,0 \pm 0,1) \text{ mm}$ ,  $p_{01}/p_{02} = 4,09 \pm 0,04$  a  $p_4/p_{02} = 1,10 \pm 0,01$  (pouze Obr. 6.1 vpravo). Poměr klidových teplot byl ve všech vyšetřovaných případech  $T_{01}/T_{02} = 1,000 \pm 0,002$ . Jak můžeme vidět na uvedeném obrázku, naměřené výsledky se z velké části překrývají a výraznější odchylky jsou patrné pouze u průběhu tlaku na stěně (Obr. 6.1 vpravo). Jedná se především o hodnotu tlaku ze snímače č. 9, který svou polohou odpovídá začátku difuzoru. Jak bude později ukázáno na výsledcích numerického výpočtu, dochází v tomto místě ke strmému nárůstu tlaku vlivem příliš velkého úhlu rozšíření difuzoru.



Obr. 6.1: Pracovní charakteristiky (vlevo) a průběhy statického tlaku na stěně (vpravo) získané opakovaným měřením.

### 6.1.1 Vliv protitlaku při konstantní poloze hnací trysky

Obr. 6.2 až Obr. 6.5 zachycují naměřené pracovní charakteristiky a průběhy statického tlaku na stěně ejektoru pro čtyři poměry klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = (2,03; 3,06; 4,09; 5,12)$  a pět konfigurací hnací trysky  $x_p = (1; 2; 3; 4; 5)$  mm. Z pracovních charakteristik lze snadno rozpoznat, při jakých protitlacích je dosaženo návrhových či podzvukových režimů a rovněž režimů, kdy dochází v ejektoru ke zpětnému proudění hnaného proudu. Vzhledem k tomu, že jsou odběry statického tlaku umístěny pouze ve směšovací komoře, difuzoru a výstupním potrubí, nebylo při experimentu možné získat informaci o tlaku před vstupem do směšovací komory, tj. v sací části ejektoru.

Na dále uvedených obrázcích s průběhy poměrného statického tlaku na stěně je znázorněna čára odpovídající izoentropickému kritickému poměru tlaků  $(p^*/p_0)_s = 0,528$ , při kterém je v hnaném proudu v ideálním případě dosahováno kritických podmínek. Ve skutečnosti sice dochází vlivem různých ztrát k poklesu klidového tlaku, nicméně i přesto může izoentropický poměr posloužit jako užitečný nástroj k bližší identifikaci aerodynamického ucpání v nadzvukovém ejektoru. Tento přístup byl mimo jiné využit v práci Lambertse et al. [33] na nadzvukovém ejektoru s rovinným tvarem směšovací komory.

Na charakteristikách uvedených na Obr. 6.2a vidíme, že při poměru  $p_{01}/p_{02} = 2,03$  není dosaženo návrhových režimů u žádné z vyšetřovaných konfigurací trysky a zachyceny jsou tak pouze podzvukové režimy. Aby bylo dosaženo návrhových režimů při tomto poměru klidových tlaků, bylo by zřejmě nutné vyšetřovat poměrné protitlaky menší než jedna. V případě poměru  $p_{01}/p_{02} = 2,03$  nemá hnací proud dostatečné množství energie na předání proudu hnanému a hnací tryska pracuje v silně přeexpandovaném režimu. Na témže obrázku dále vidíme, že při vysouvání trysky ven ze směšovací komory za konstantního protitlaku ejekční součinitel narůstá. To je logické, neboť vysunutím trysky z komory se zvětšuje prostor pro nasávaný proud. Nejvýznamnější nárůst nasávaného množství lze pozorovat v rozmezí  $x_p \leq 3$  mm. Naproti tomu pro  $x_p \geq 3$  mm jsou nasávaná množství téměř totožná a pracovní charakteristiky se překrývají.

Průběhy statického tlaku na stěně uvedené na Obr. 6.2b až f znázorňují v rozmezí  $p_4/p_{02} = (1,05 \div 1,21)$  podzvukové režimy. Poměrné protitlaky větší než 1,21 odpovídají režimům zpětného proudění a nejsou zachyceny na charakteristice uvedené na Obr. 6.2a. Je zřejmé, že při  $p_{01}/p_{02} = 2,03$  se žádný z průběhů tlaku nepřibližuje izoentropickému kritickému poměru.

Průběhy tlaku na stěně pro jednotlivé poměrné protitlaky na Obr. 6.2b až f jsou pro všechny vyšetřované polohy hnací trysky navzájem téměř ekvidistantní a mezi jednotlivými geometrickými konfiguracemi lze nalézt pouze drobné rozdíly. Nejnižších tlaků ve směšovací komoře je při  $x_p < 3 \text{ mm}$  dosahováno na začátku komory přibližně ve vzdálenosti  $x/d_{sk} \sim 0,7$  (snímač č. 1), viz Obr. 6.2b, c. Pokles tlaku je pravděpodobně způsoben urychlením proudu v zúženém kanále před směšovací komorou tvořeným vnitřní stěnou sací komory a vnější stěnou hnací trysky, viz Obr. 5.4.

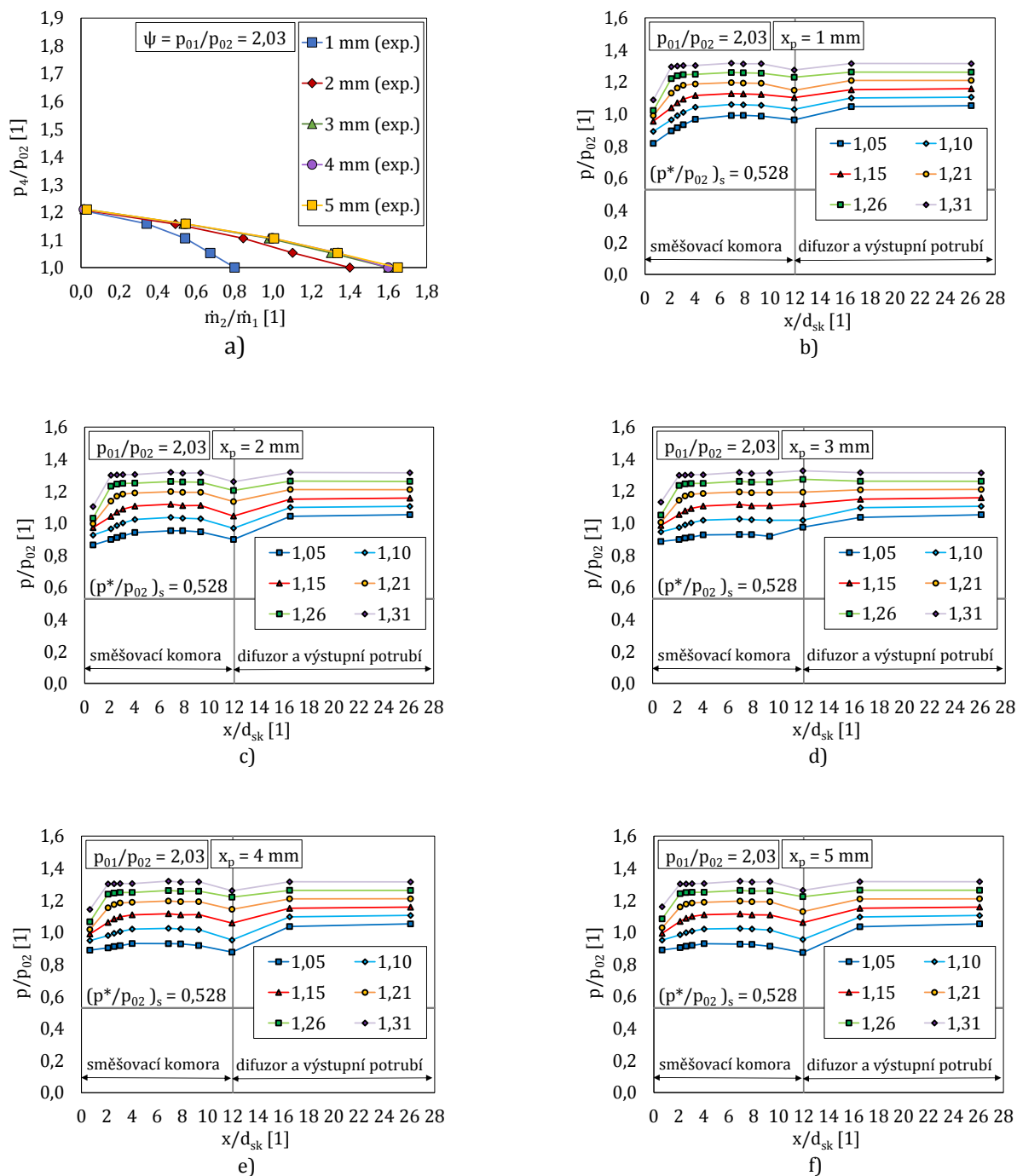
Následuje kompresní oblast, přičemž nárůst tlaku je tím strmější, čím vyšší je poměrný protitlak a čím blíže je tryska směšovací komoře. Pro podzvukové režimy nárůst tlaku pokračuje až do vzdálenosti odpovídající přibližně čtyřnásobku průměru směšovací komory od jejího začátku (snímač č. 5). Od tohoto místa dále po proudu se průběh tlaku mění jen nepatrně a významnější rozdíly lze spatřit až na začátku difuzoru ve vzdálenosti  $x/d_{sk} \sim 12$  (snímač č. 9). V tomto místě je ve většině případů zřejmý pokles tlaku oproti tlaku na předchozí pozici (snímač č. 8). Pokles tlaku mezi těmito snímači byl pozorován u všech poloh hnací trysky s výjimkou konfigurace  $x_p = 3 \text{ mm}$ , kde v některých případech dochází k mírnému nárůstu tlaku. Pro všechny případy podzvukových režimů, s výjimkou vyšších poměrných protitlaků při poloze trysky  $x_p = 3 \text{ mm}$ , lze pozorovat navýšení tlaku v difuzoru.

Obr. 6.3 zachycuje naměřené výsledky pro poměr  $p_{01}/p_{02} = 3,06$ . Ani pro tento poměr klidových tlaků není pro většinu zkoumaných variant zachycena oblast návrhových režimů. Výjimku tvoří charakteristika odpovídající poloze trysky  $x_p = 1 \text{ mm}$ . Kritický poměrný protitlak lze předpokládat v rozmezí 1,05 až 1,10 a k aerodynamickému ucpání hnaného proudu dochází před směšovací komorou, jak bude později potvrzeno numerickými výpočty.

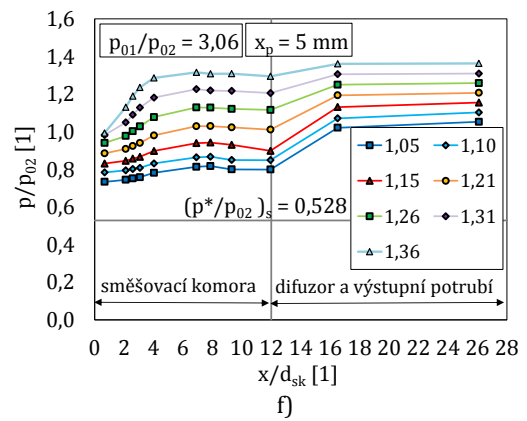
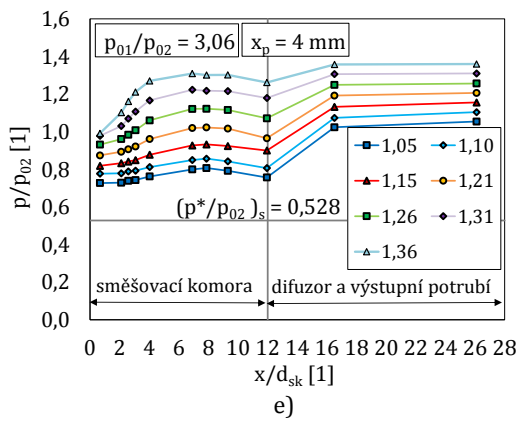
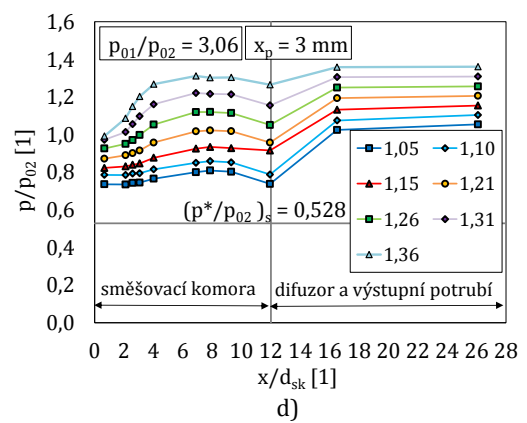
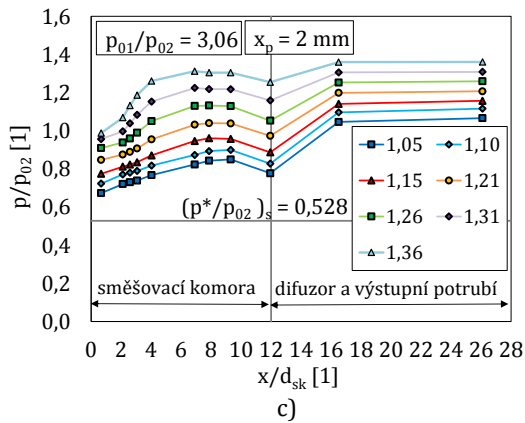
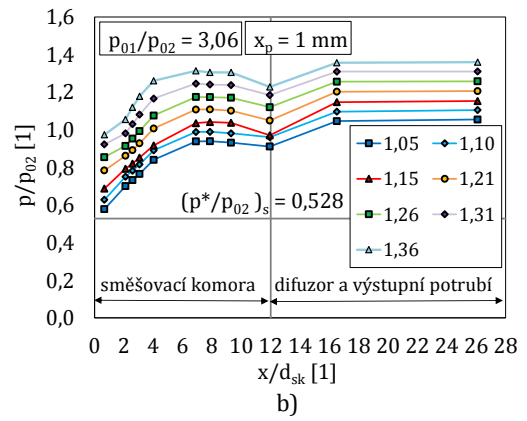
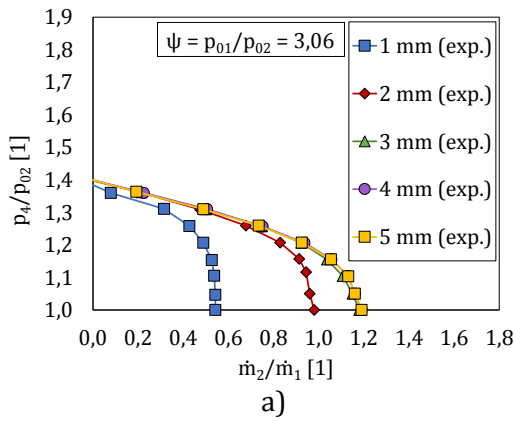
S výjimkou zmíněného případu jsou zachyceny převážně režimy podzvukové, a to v rozmezí poměrných protitlaků 1,10 až 1,36. Také zde lze pozorovat největší rozdíly v charakteristikách pro  $x_p \leq 3 \text{ mm}$ , kdy s rostoucí vzdáleností trysky od směšovací komory nasávané množství roste. Pro polohy trysky  $x_p > 3 \text{ mm}$  jsou nasávaná množství téměř totožná a pracovní charakteristiky se opět téměř překrývají.

Na průbězích statického tlaku na stěně uvedených na Obr. 6.3b až f lze vidět, že nejnižšího tlaku ve směšovací komoře je dosahováno na začátku směšovací komory ve vzdálenosti  $x/d_{sk} \sim 0,7$  (snímač č. 1). Dále v komoře dochází k nárůstu tlaku, přičemž tlak klesá opět až na jejím konci. V místě maximálního statického tlaku na stěně lze považovat směšování za ukončené, viz např. autoři Sun a Eames [1]. Také v tomto případě platí, že na začátku směšovací komory je dosahováno tím nižších tlaků, čím je hnací tryska blíže komoře. Při konfiguracích  $x_p < 3 \text{ mm}$  je nárůst tlaku ve směšovací komoře pro vzdálenosti  $x/d_{sk} = 0 \div 4$  strmější. Odlišné průběhy tlaku jsou zřejmě dány tím, že urychlení hnaného proudu závisí

na poloze trysky a s rostoucím parametrem  $x_p$  rychlost hnaného proudu na vstupu do směšovací komory klesá (viz podkapitola 6.6.1).



Obr. 6.2: Výsledky experimentu při poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 2,03$  a vyšetřovaných konfiguracích trysky; a) pracovní charakteristiky, b) až f) statický tlak na stěně při  $x_p = (1 \div 5)$  mm a  $p_4/p_{02} = (1,05 \div 1,31)$ .



Obr. 6.3: Výsledky experimentu při poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 3,06$  a vyšetřovaných konfiguracích trysky; a) pracovní charakteristiky, b) až f) statický tlak na stěně při  $x_p = (1 \div 5)$  mm a  $p_4/p_{02} = (1,05 \div 1,36)$ .

Výsledky odpovídající poměru  $p_{01}/p_{02} = 4,09$  jsou uvedeny na Obr. 6.4. Na Obr. 6.4a vidíme, že navýšením poměru je dosaženo většího rozsahu poměrných protitlaků v návrhové i podzvukové části charakteristiky pro všechny geometrické konfigurace trysky.



Na charakteristikách pro malé vzdálenosti trysky  $x_p < 3 \text{ mm}$  je nyní zřetelně zachycena oblast návrhových režimů, odpovídající přibližně rozsahu poměrných protitlaků 1,00 až 1,31. Podzvuková oblast pak odpovídá rozmezí protitlaku 1,31 až 1,57, a výše jsou režimy zpětného proudění. Také při tomto poměru klidových tlaků je patrná závislost nasávaného množství na poloze trysky, přičemž největší rozdíly jsou opět při polohách trysky  $x_p < 3 \text{ mm}$ .

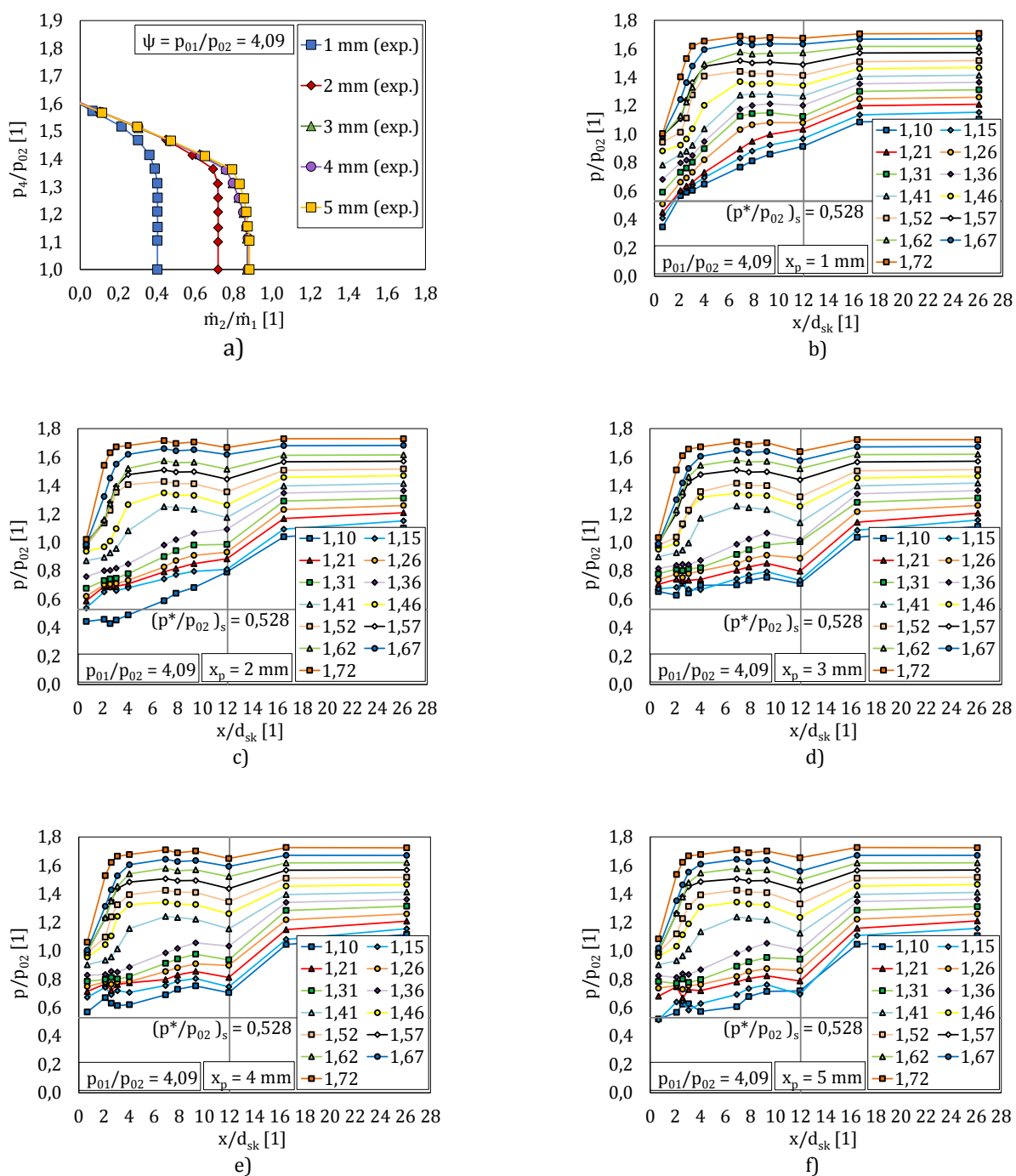
Pro větší vzdálenosti trysky od směřovací komory ( $x_p \geq 3 \text{ mm}$ ) se charakteristiky téměř překrývají, tak jako v předešlých případech. Kritický protitlak je v případě větších vzdáleností trysky znatelně nižší a návrhová oblast odpovídá přibližně rozsahu protitlaků 1,00 až 1,10.

Pro tyto polohy stojí rovněž za povšimnutí zvláštní průběh charakteristiky v okolí kritického protitlaku. V této oblasti není „ostrý“ přechod mezi návrhovými a podzvukovými režimy. Při zvyšujícím se protitlaku nejprve nasávané množství klesá pomalu a přibližně od hodnoty poměrného protitlaku 1,36 dochází při dalším zvýšení protitlaku k rychlejšímu poklesu nasávaného vzduchu. To způsobuje, že směrnice charakteristiky se v podzvukové části charakteristiky mění, což není v souladu s teorií (viz Obr. 2.3). V této oblasti je navíc viditelný větší rozdíl mezi průběhy při konfiguracích trysky  $x_p = (3; 4) \text{ mm}$  a  $x_p = 5 \text{ mm}$ , kdy při  $x_p = 5 \text{ mm}$  je dosahováno nepatrně vyššího nasávaného množství hnaného vzduchu.

Průběhy tlaku na stěně ejektoru odpovídající jednotlivým polohám hnací trysky a vybraným protitlakům jsou pro poměr klidových tlaků 4,09 uvedeny na Obr. 6.4b až f. Na Obr. 6.4b je vidět, že v případě polohy  $x_p = 1 \text{ mm}$  je v celém rozsahu protitlaků naměřen nejnižší tlak na začátku směšovací komory (snímač č. 1), podobně jako tomu bylo při nižších poměrech klidových tlaků. V rozsahu poměrných protitlaků 1,10 až 1,26 je v tomto místě dosahováno dokonce nižšího tlaku, než odpovídá izoentropickému poměru  $(p^*/p_0)_s = 0,528$ . V těchto případech lze očekávat, že v hnaném proudu dochází k aerodynamickému ucpání před směšovací komorou, což se potvrzuje i na charakteristice uvedené na Obr. 6.4a, kde se nasávané množství pro tyto protitlaky nemění. Od tohoto místa dále po proudu dochází k nárůstu tlaku vlivem směšování obou proudů, přičemž konkrétní průběh je závislý na velikosti protitlaku. Pro poměrné protitlaky vyšší než 1,26 je zřejmě směšování proudů ukončeno na kratší vzdálenosti a od vzdálenosti  $x/d_{sk} = 10$  (mezi snímači č. 8 a 9) začíná tlak vlivem tření o stěnu ejektoru mírně klesat.

Podobný trend v průbězích tlaku u podzvukových režimů lze sledovat i při poloze trysky  $x_p = 2 \text{ mm}$  (Obr. 6.4c). Nicméně v porovnání s variantou při  $x_p = 1 \text{ mm}$  jsou průběhy v oblasti návrhových režimů odlišné. V tomto případě je na začátku směšovací komory (snímač č. 1.) dosaženo hodnoty kritického izoentropického poměru tlaků pouze pro poměrné protitlaky 1,10 a 1,15. Pro poměrný protitlak 1,10 se tlak udržuje pod touto hodnotou i dále ve směšovací komoře přibližně až do čtyřnásobku jejího průměru (snímač č. 5). Dále od této pozice tlak roste. Nejnižší tlak byl naměřen přibližně ve vzdálenosti  $x/d_{sk} = 2,5$  (snímač č. 3). Pro ostatní průběhy odpovídající návrhovým stavům je tomu jinak. Nejnižší tlak je ve všech případech na začátku směšovací komory ve vzdálenosti  $x/d_{sk} = 0,67$  (snímač č. 1) a dále od tohoto místa je v porovnání s případem  $x_p = 1 \text{ mm}$

nárůst tlaku pozvolnější. Větší rozestup můžeme vidět mezi průběhy odpovídající protitlakům 1,10 a 1,15, což bude diskutováno v dalším textu.



Obr. 6.4: Výsledky experimentu při poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 4,09$  a vyšetřovaných konfiguracích trysky; a) pracovní charakteristiky, b) až f) statický tlak na stěně při  $x_p = (1 \div 5)$  mm a  $p_4/p_{02} = (1,10 \div 1,72)$ .

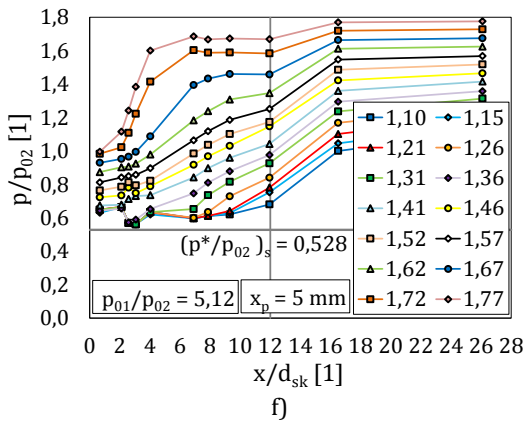
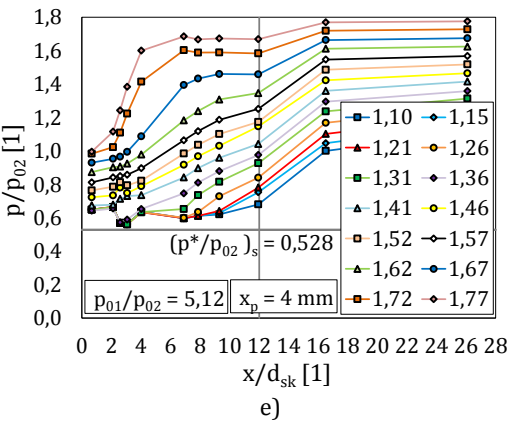
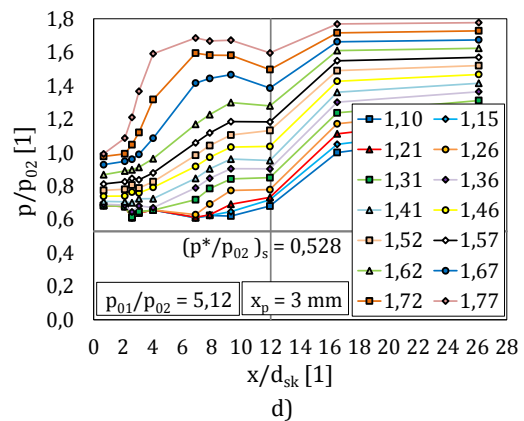
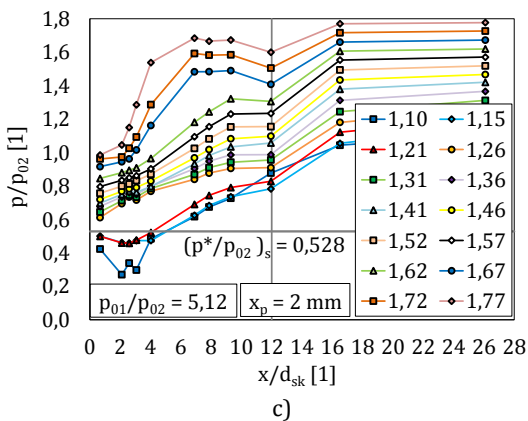
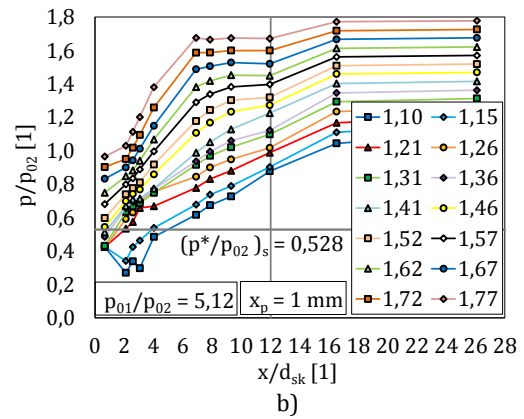
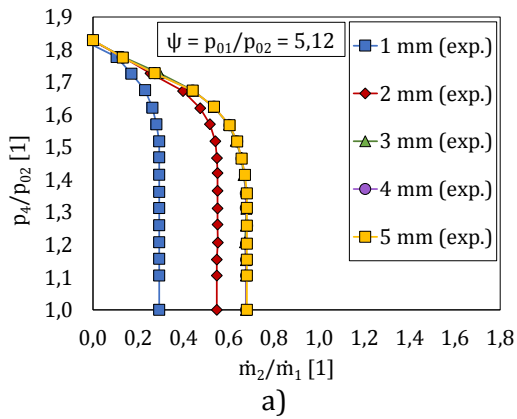
Průběhy tlaku na stěně pro velké vzdálenosti hnací trysky od směšovací komory  $x_p \geq 3 \text{ mm}$  jsou uvedeny na Obr. 6.4d až f. Z pohledu pracovních charakteristik není mezi těmito geometrickými variantami téměř žádný rozdíl a je dosahováno nejvyššího nasávaného množství hnaného vzduchu do ejektoru (Obr. 6.4a). I přesto lze na průbězích statického tlaku na stěně pozorovat rozdíly, které jsou nejvíce znatelné v oblasti nízkých poměrných protitlaků 1,10 a 1,15. Pro tyto průběhy platí, že čím je hnací tryska více vysunutá ze směšovací komory, tím je dosahováno nižších tlaků na začátku komory (snímač č. 1). Navíc při poloze trysky  $x_p = 3 \text{ mm}$  je při protitlaku 1,10 zachycen mírný pokles tlaku mezi 1. a 2. snímačem a nejnižší tlak je v tomto případě dosažen dále ve směšovací komoře, tj. na pozici snímače č. 2.

Na Obr. 6.4c až f je zachycena větší mezera mezi průběhy tlaku pro poměrné protitlaky 1,36 a 1,41. Toto rozmezí protitlaků, s výjimkou  $x_p = 2 \text{ mm}$ , odpovídá právě oblasti přechodu mezi podzvukovými režimy slabě závislými na velikosti protitlaku a podzvukovými režimy silně závislými na velikosti protitlaku, viz změna směrnice pracovní charakteristiky v podzvukové oblasti na Obr. 6.4a. Také v těchto případech se ukazuje, že rychlost směšování obou proudů roste se zvyšujícím se protitlakem a směšovací komora je pro tyto režimy příliš dlouhá.

Obr. 6.5a zachycuje pracovní charakteristiky pro nejvyšší hodnotu experimentálně zkoumaného poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ . Návrhová část charakteristiky je patrná pro každou z vyšetřovaných konfigurací trysky. V porovnání s předchozími případy nižších poměrů klidových tlaků jsou oblasti návrhových režimů pro jednotlivé vzdálenosti trysky širší (vyšší kritický protitlak), neboť je ejektor schopný překonávat vyšší protitlaky. Naproti tomu došlo u všech případů k poklesu ejekčního součinitele.

Pro malé konfigurace trysky  $x_p < 3 \text{ mm}$  je návrhová část charakteristiky nepatrně širší (vyšší kritický protitlak) než v případě velkých konfigurací při  $x_p \geq 3 \text{ mm}$ . Při velkých polohách trysky  $x_p \geq 3 \text{ mm}$  je zachycena delší oblast přechodu mezi návrhovými a podzvukovými režimy, což se projevuje změnou směrnice charakteristiky. Tento přechod přibližně odpovídá rozsahu poměrných protitlaků 1,41 až 1,62. Pro malé vzdálenosti trysky při  $x_p < 3 \text{ mm}$  lze tento přechod identifikovat v rozmezí protitlaků 1,52 až 1,72. Všechny charakteristiky se sbíhají do jednoho bodu a maximální poměrný protitlak, při kterém ještě ejektor plní svoji funkci ( $\dot{m}_2/\dot{m}_1 > 0$ ) má hodnotu 1,77.

Průběhy statického tlaku na stěně ejektoru při poměru  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  uvedené na Obr. 6.5b až f umožňují studovat aerodynamické ucpání podrobněji. Na průběhu tlaku při malých vzdálenostech trysky od směšovací komory (Obr. 6.5b a Obr. 6.5c) je vidět, že při nejnižších protitlacích klesá v první polovině směšovací komory poměrný tlak pod izoentropický kritický poměr. Navíc se při poměrných protitlacích 1,10 a 1,15 tlak udržuje pod kritickou hodnotou do vzdálenosti čtyř průměrů komory a lze v této oblasti očekávat urychlení hnaného proudu do nadzvukových rychlostí.



Obr. 6.5: Výsledky experimentu při poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  a vyšetřovaných konfiguracích trysky; a) pracovní charakteristiky, b) až f) statický tlak na stěně při  $x_p = (1 \div 5)$  mm a  $p_4/p_{02} = (1,10 \div 1,77)$ .

Při žádné z velkých konfigurací trysky neklesá poměrný statický tlak pod kritickou hodnotu (Obr. 6.5d až Obr. 6.5f). Přesto v těchto případech zřejmě k aerodynamickému ucpání dochází někde ve směšovací komoře. Průběhy pro poměrné protitlaky v rozmezí 1,10 až 1,26 se v první polovině směšovací komory ( $x/d_{sk} = 0 \div 6$ ) navzájem částečně překrývají, přičemž oblast překrytí je tím delší, čím je protitlak nižší. V těchto případech

nemá změna protitlaku vliv na proudění na začátku směšovací komory, kde se zřejmě nachází místo aerodynamického ucpání hnaného proudu.

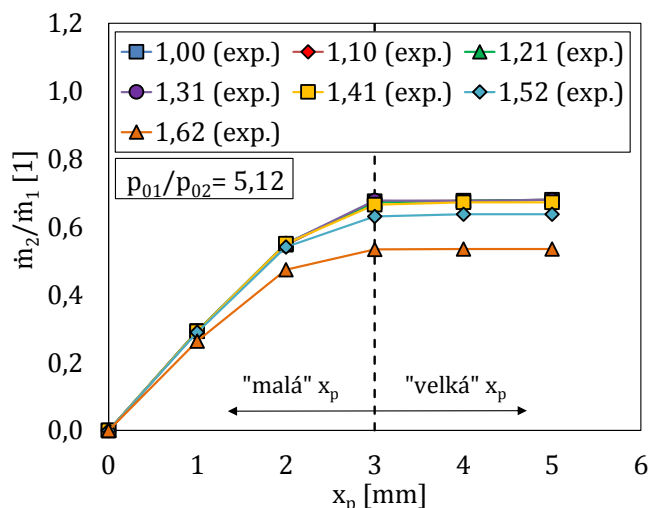
I přesto, že je při těchto režimech dosahováno maximálního nasávaného množství hnaného vzduchu a statický tlak ve směšovací komoře s klesajícím protitlakem již neklesá, není dosaženo kritického izoentropického poměru tlaku  $(p^*/p_0)_s = 0,528$ . K aerodynamickému ucpání zřejmě dochází při vyšším poměru tlaků než je izoentropický kritický poměr.

Vysvětlení může být dvojit. Zaprvé to může být způsobeno tzv. složkovým ucpáním celkového proudu a bylo by vhodnější porovnat tlakové poměry s ekvivalentním poměrem kritického tlaku, jak je uvedeno například v práci Lambertse et al. [37]. Druhým vysvětlením může být, že při reálném proudění dochází za vzniku ztrát k posunu kritických podmínek a aerodynamické ucpání je dosaženo při kritickém poměru tlaků, který je obecně vyšší, než poměr tlaků odpovídající izoentropickému proudění beze ztrát, jak ukazují autoři Hyhlík et al. [34] nebo Shapiro [10].

Varianty s poměry klidových tlaků 4,09 a 5,12 jsou z pohledu aerodynamického ucpání nejzajímavější, a proto jim bude věnováno více pozornosti v následujících odstavcích.

### 6.1.2 Vliv polohy hnací trysky při stálých provozních podmínkách

Předchozí část se zabývala pracovními režimy celé charakteristiky. V této části jsou výsledky pro vyšetřované vzdálenosti hnací trysky od směšovací komory rozebrány podrobněji při vybraných poměrných protitlacích a poměrech klidových tlaků.



Obr. 6.6: Vliv polohy hnací trysky na ejekční součinitel při  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ .

Obr. 6.6 uvádí závislost ejekčního součinitele na axiální poloze hnací trysky vůči směšovací komoře vždy pro vybraný protitlak a poměr klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ . Jelikož se změnou polohy trysky zůstává průtok hnací tryskou neměnný,  $\dot{m}_1 = konst.$ , jedná se rovněž o závislost nasávaného množství hnaného proudu na poloze trysky. Z takto

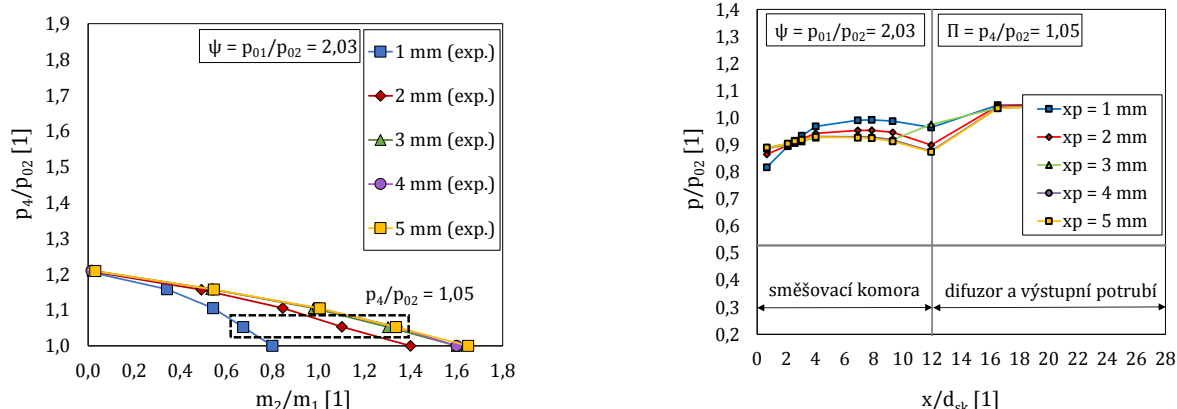
získaných závislostí lze usuzovat na změny kritického průřezu hnaného proudu a získat vztahy, které lze aplikovat při analytickém výpočtu (viz podkapitola 6.8.4).

Na Obr. 6.6 dále vidíme, že v rozmezí polohy  $0 \text{ mm} \leq x_p \leq 3 \text{ mm}$  je nasávané množství hnaného proudu poměrně dosti citlivé na poloze trysky. Tato skutečnost je zásadní při porovnávání naměřených dat s výsledky numerických výpočtů, neboť při experimentu je odhadovaná nejistota nastavení axiální polohy hnací trysky vůči směšovací komoře  $\pm 0,1 \text{ mm}$ .

Při uvedených protitlacích se ukazuje, že přibližně od polohy trysky  $x_p = 3 \text{ mm}$ , se ejekční součinitel téměř nemění a s rostoucí vzdáleností trysky od směšovací komory nedochází k významnému nárůstu nasávaného množství. Navíc jsou tyto průběhy v rozmezí protitlaků 1,00 až 1,41 téměř totožné. Tyto protitlaky odpovídají návrhovým režimům ejektoru.

Naměřené průběhy tlaku na stěně odpovídající vyšetřovaným polohám hnací trysky jsou vždy při daném poměru klidových tlaků zachyceny na Obr. 6.7 až Obr. 6.10 vpravo. Tlakové průběhy odpovídají poměrnému protitlaku vyznačenému na charakteristikách vlevo.

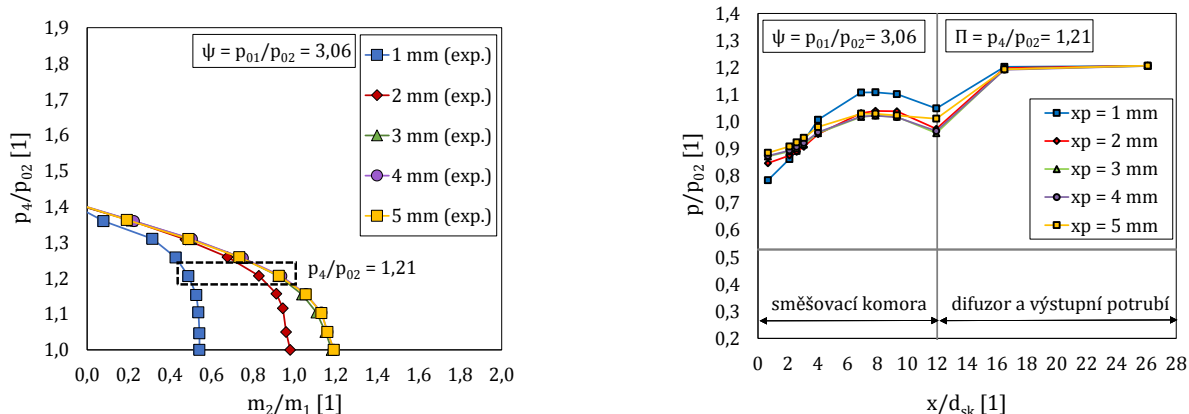
Obr. 6.7 demonstruje vliv vysunutí trysky z komory při nejnižším zkoumaném poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 2,03$ . Pracovní režim je pro všechny polohy trysky podzvukový. Vidíme, že při vysouvání trysky ze směšovací komory dochází nejen k nárůstu nasávaného množství, ale rovněž k růstu tlaku na začátku komory ve vzdálenosti  $x/d_{sk} = 0,67$ . Pro vzdálenost trysky  $x_p = 1 \text{ mm}$  je na začátku komory nárůst tlaku strmější a ve druhé polovině komory je dosahováno nejvyšších hodnot tlaku ze všech vyšetřovaných variant. Pro vzdálenosti trysky  $x_p > 1 \text{ mm}$  je počáteční nárůst tlaku pozvolnější a ve druhé polovině komory je dosahováno menších tlaků, než pro variantu při  $x_p = 1 \text{ mm}$ .



Obr. 6.7: Vliv polohy hnací trysky na proudění v ejektoru při  $p_{01}/p_{02} = 2,03$ ; pracovní charakteristiky (vlevo) a statický tlak na stěně při  $p_4/p_{02} = 1,05$  (vpravo).

Největší rozdíly mezi průběhy lze spatřit na začátku difuzoru ( $x/d_{sk} \sim 12$ ), kde je tlak pro varianty  $x_p = 1 \text{ mm}$  a  $x_p = 3 \text{ mm}$  vyšší než ve zbývajících případech. Nesrovnalost v tomto místě byla již diskutována v předchozím textu.

Při vysouvání trysky z ejektoru při poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 3,06$  a poměrném protitlaku  $p_4/p_{02} = 1,21$  jsou průběhy tlaku podobné předchozím případům a rovněž se jedná o podzvukové režimy (Obr. 6.8).

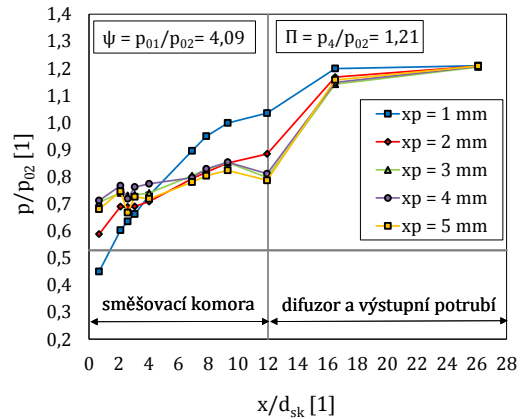
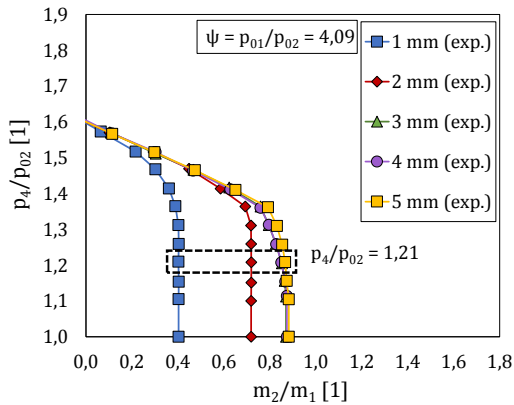


Obr. 6.8: Vliv polohy hnací trysky na proudění v ejektoru při  $p_{01}/p_{02} = 3,06$ ; pracovní charakteristiky (vlevo) a statický tlak na stěně při  $p_4/p_{02} = 1,21$  (vpravo).

Při poměru klidových tlaků  $4,09$ , (Obr. 6.9) dochází při vysouvání trysky ze směšovací komory nejen k navýšení nasávaného množství vzduchu, ale také k přechodu z návrhové oblasti charakteristiky ( $x_p < 3 \text{ mm}$ ) do oblasti podzvukových režimů, blízkých kritickému bodu ( $x_p \geq 3 \text{ mm}$ ), viz Obr. 6.9 vlevo. Na Obr. 6.9 vpravo můžeme pozorovat, že nejnižších tlaků ve směšovací komoře je dosahováno u variant s polohou trysky  $x_p < 3 \text{ mm}$ . Tyto varianty se vyznačují nadzvukovým charakterem hnaného proudu, jelikož zde zřejmě dochází k ucpání hnaného proudu ještě před vstupem do směšovací komory.

Při konfiguraci trysky  $x_p = 1 \text{ mm}$  a  $p_{01}/p_{02} = 4,09$  je nejvýraznější nárůst tlaku uvnitř ejektoru zřejmě způsobený přechodem nadzvukového proudu do podzvukového za přítomnosti rázových vln jak v hnaném, tak hnacím proudu. U této konfigurace je ze všech pěti zkoumaných poloh dosahováno nejvyšších tlaků ve druhé polovině směšovací komory ( $x/d_{sk} = 6 \div 12$ ) a na konci difuzoru. Nárůst tlaku v difuzoru je u této varianty ze všech konfigurací nejnižší. Vysunutím trysky do vzdálenosti  $x_p = 2 \text{ mm}$  se rozdíl tlaku mezi počátkem a koncem směšovací komory sníží a nárůst tlaku je pozvolnější než v předchozím případě.

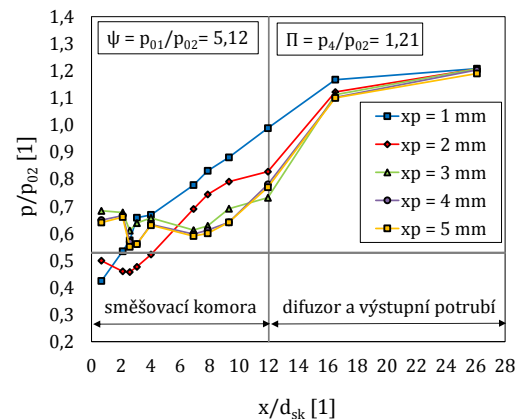
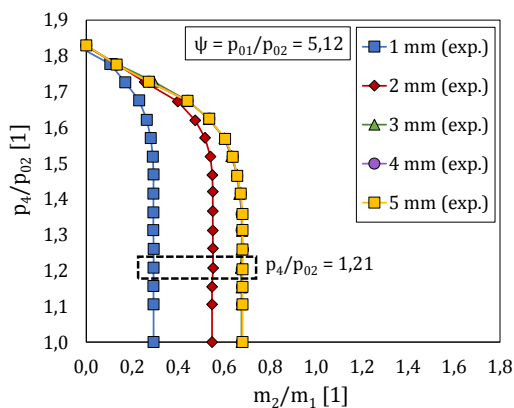
Průběhy tlaku pro vyšetřované velké vzdálenosti trysky  $x_p \geq 3 \text{ mm}$  jsou téměř shodné a lze mezi nimi spatřit jen nepatrné rozdíly. Průběh tlaku ve směšovací komoře je v porovnání s malými vzdálenostmi trysky vyrovnanější a nejvyššího nárůstu tlaku je dosahováno v difuzoru. V těchto případech se jedná o podzvukové režimy blízké kritickému bodu.



Obr. 6.9: Vliv polohy hnací trysky na proudění v ejektoru při  $p_{01}/p_{02} = 4,09$ ; pracovní charakteristiky (vlevo) a statický tlak na stěně při  $p_4/p_{02} = 1,21$  (vpravo).

Obr. 6.10 uvádí vliv pozice hnací trysky při poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ . Pro všechny polohy trysky jsou vyšetřované režimy při poměrném protitlaku  $p_4/p_{02} = 1,21$  v návrhové oblasti a hnaný proud je aerodynamicky ucpán, viz Obr. 6.10 vlevo. Vysouváním trysky ven ze směšovací komory nedochází pro tento konkrétní poměr klidových tlaků ke změně pracovního režimu z návrhového na podzvukový.

Vysouváním trysky ven z komory opět dochází ke zvýšení nasávaného množství ejektorem v celém rozsahu charakteristiky s výjimkou silně podzvukových režimů. Konkrétní hodnoty maximálního ejekčního součinitele jsou pro malé polohy trysky  $\dot{m}_2/\dot{m}_1 = 0,29 \pm 0,01$  ( $x_p = 1$  mm), respektive  $\dot{m}_2/\dot{m}_1 = 0,55 \pm 0,02$  ( $x_p = 2$  mm). V případech konfigurací trysky  $x_p \geq 3$  mm je  $\dot{m}_2/\dot{m}_1 = 0,68 \pm 0,04$ .



Obr. 6.10: Vliv polohy hnací trysky na proudění v ejektoru při  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ ; pracovní charakteristiky (vlevo) a statický tlak na stěně při  $p_4/p_{02} = 1,21$  (vpravo).

Jak můžeme vidět na Obr. 6.10 vpravo, tak vysunutím trysky ven ze směšovací komory se mění tlakové poměry v ejektoru, a to i přesto, že ejektor pracuje při každé konfiguraci trysky v návrhovém režimu charakteristiky. Průběhy tlaku pro polohy trysky  $x_p \geq 3$  mm



jsou opět téměř shodné. Vzájemnou podobnost lze nalézt i při porovnání s průběhy při stejné poloze trysky a poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 4,09$ , avšak nyní jsou hodnoty poměrného tlaku blíže kritické hodnotě izoentropického poměru tlaků.

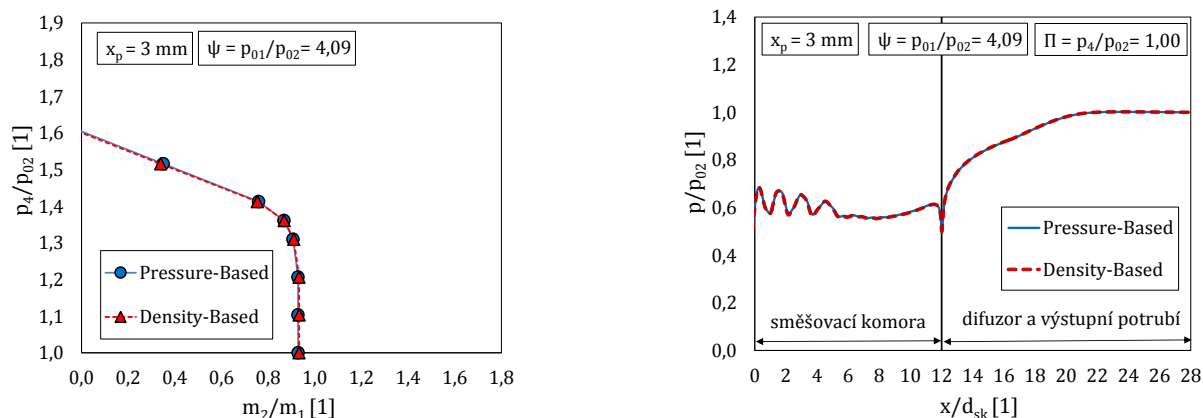
Průběh tlaku u poloh trysky  $x_p < 3 \text{ mm}$  je odlišný. V případě polohy  $x_p = 1 \text{ mm}$  je stejně jako při poměru klidových tlaků  $4,09$  dosahováno nejnižších tlaků na začátku směšovací komory a dále v komoře tlak strmě narůstá. Vysunutí trysky do vzdálenosti  $x_p = 2 \text{ mm}$  způsobí, že se tlak ve směšovací komoře udržuje pod hodnotou kritického tlaku až do vzdálenosti  $x/d_{sk} \sim 4$ . V případech, kdy je tryska vysunuta z komory do vzdálenosti  $x_p < 3 \text{ mm}$ , dochází ke kritickému proudění hnaného proudu před směšovací komorou a v ejektoru se směšují dva nadzvukové proudy.

I zde platí, že čím je hnací tryska blíže směšovací komoře, tím je nasávané množství do ejektoru nižší a je dosahováno vyšších tlaků v druhé polovině směšovací komory a difuzoru. Vliv polohy hnací trysky na průběh tlaku v ejektoru je tím významnější, čím je poměr klidových tlaků  $p_{01}/p_{02}$  vyšší.

## 6.2 Výsledky numerického výzkumu

### 6.2.1 Vliv použitého řešiče a diskretizačního schématu

Z informací uvedených v podkapitole 4.1.1 vyplývá, že pro popis stlačitelného proudění při nadzvukových rychlostech by měl být preferovanou volbou řešič „Density-Based“ (dále jen „D-B“). Nicméně lze nalézt publikace, např. Dvořák [79], kde byl při výpočtech nadzvukových ejektorů použit řešič „Pressure-Based“ (dále jen „P-B“), který se ukazuje být stabilnější. To bylo potvrzeno rovněž numerickými výpočty v této práci. Na Obr. 6.11 je uvedeno porovnání obou řešičů jak z hlediska pracovních charakteristik, tak z hlediska statického tlaku na stěně ejektoru.



Obr. 6.11: Vliv výpočetního řešiče na numerický výpočet; Pracovní charakteristika (vlevo) a statický tlak na stěně (vpravo).

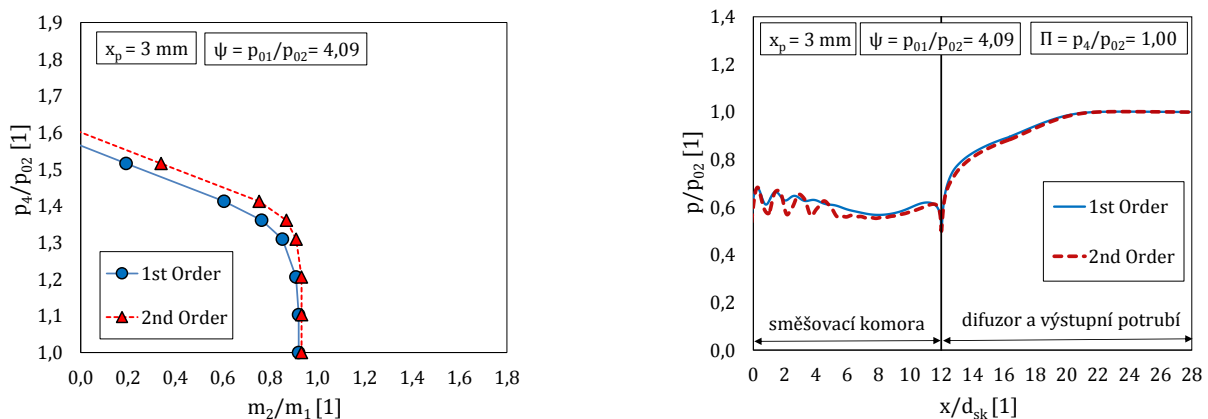
Obr. 6.11 vlevo porovnává pracovní charakteristiky při poloze hnačí trysky  $x_p = 3 \text{ mm}$  a poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 4,09$ . Je vidět, že rozdíly mezi oběma řešiči jsou minimální, což potvrzují i průběhy poměrného tlaku na stěně na Obr. 6.11 vpravo.

Tab. 6.1 uvádí hmotnostní toky získané oběma řešiči při vybraných režimech. Mezi hodnotami lze spatřit nepatrné rozdíly. V případě řešiče „P-B“ je hmotnostní tok hnačího proudu pro všechny zkoumané varianty vyšší než pro řešič „D-B“. Podobný trend lze pozorovat také u hnaného proudu a lze obecně říci, že řešič „P-B“ má tendenci v porovnání s řešičem „D-B“ hmotnostní toky mírně nadhodnocovat. Řešič „P-B“ má výhodu, že výpočetní doba jedné varianty je oproti řešiči „D-B“ mnohonásobně kratší. Oba řešiče byly porovnány pro malé i velké vzdálenosti hnačí trysky od směšovací komory v návrhovém a podzvukovém režimu. V tabulce vidíme, že maximální rozdíl mezi hodnotami hmotnostního toku hnačí tryskou je 0,9 %, u hnaného vzduchu jsou rozdíly větší a maximální odchylka činí 3,9 %.

Tab. 6.1: Hmotnostní toky vypočtené řešiči „Pressure-Based“ a „Density-based“.

$p_{01}/p_{02}$ [1]	$p_4/p_{02}$ [1]	$x_p$ [mm]	režim	$m_{1PB}$ [kg/s]	$m_{1DB}$ [kg/s]	$m_{2PB}$ [kg/s]	$m_{2DB}$ [kg/s]
4,09	1,00	1	návrhový	0,008778	0,008701	0,003231	0,003229
	1,52	1	podzvukový	0,008778	0,008701	0,001894	0,001826
	1,00	3	návrhový	0,008778	0,008701	0,008155	0,008151
	1,52	3	podzvukový	0,008778	0,008701	0,003079	0,002964

Obr. 6.12 uvádí porovnání výsledků pro 1. a 2. řád prostorové diskretizace konvektivních členů (schémata typu „upwind“). Na pracovních charakteristikách jsou zřejmé výraznější rozdíly především v podzvukové oblasti protitlaků. Největší rozdíly v průběhu tlaku na stěně jsou patrné v první polovině směšovací komory. Na průběhu tlaku pro 2. řád jsou znatelné oscilace, které jsou při použití 1. řádu značně utlumeny. V rámci výzkumu byly provedeny také výpočty pro 3. řád, jejichž výsledky se od výsledků pro 2. řád takřka nelišily a nejsou tudíž v práci uvedeny. Použití 2. řádu se ukázalo být dostačující.



Obr. 6.12: Vliv řádu prostorové diskretizace na numerický výpočet; Pracovní charakteristika (vlevo) a statický tlak na stěně (vpravo).

## 6.2.2 Nezávislost numerického řešení na výpočetní síti

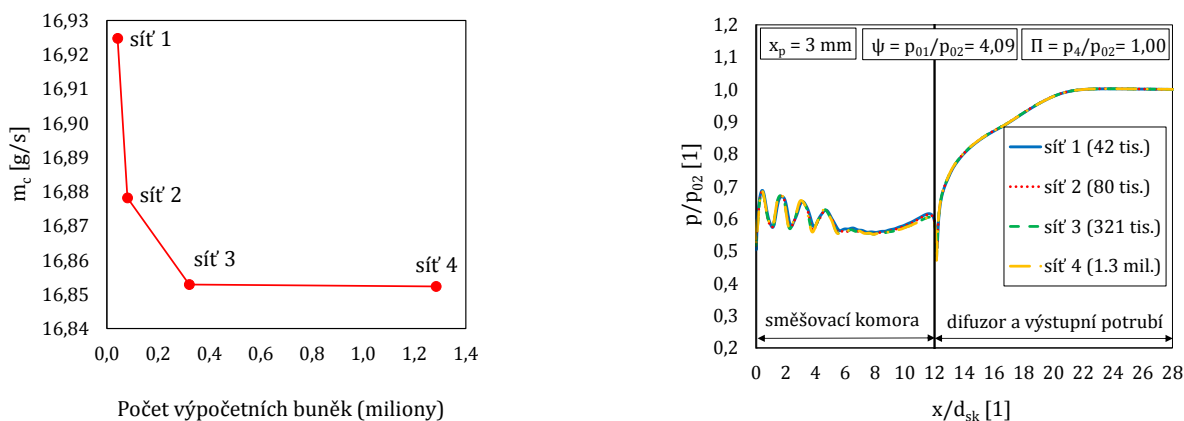
Výpočty pro různě husté výpočetní sítě byly provedeny pro všechny zkoumané modely turbulence, nicméně zde jsou prezentovány pouze výsledky pro model  $k-\omega$  SST. Test nezávislosti numerického řešení na použité síti byl proveden jak pro 2D osově symetrické modely, tak pro 3D modely ejektoru. V dalším textu jsou uvedeny výsledky získané na 2D modelu při konfiguraci  $x_p = 3 \text{ mm}$ ;  $p_{01}/p_{02} = 4,09$  a  $p_4/p_{02} = 1,00$ .

Tab. 6.2 uvádí hodnoty hmotnostních toků získané pro čtyři topologicky shodné sítě s odlišným počtem výpočetních buněk. U všech sítí byla bezrozměrná vzdálenost od stěny  $y^+ \sim 1$ . Z tabulky je vidět, že rozdíly ve vypočtených hmotnostních tocích hnacího proudu se pohybují do 1 % a pro hnaný proud jsou rozdíly dokonce menší než 0,1 %.

Tab. 6.2: Vliv použité výpočetní sítě (2D) na hmotnostní toky ejektorem.

síť	počet buněk	$m_1$ (kg/s)	$m_2$ (kg/s)	$m_c$ (kg/s)
1	41757	0,008776	0,008148	0,016925
2	80247	0,008733	0,008145	0,016878
3	320988	0,008701	0,008151	0,016853
4	1283952	0,008700	0,008151	0,016852

Průběh hmotnostního toku na výstupu ejektoru v závislosti na počtu buněk sítě je znázorněn na Obr. 6.13 vlevo. Z obrázku je zřejmé, že pro síť č. 3 a 4 již nedocházelo k výrazným změnám hmotnostního toku, a proto byla s ohledem na výpočetní čas zvolena pro podrobnější výzkum síť č. 3 s necelými 321 tisíci buněk. Vliv použité sítě byl navíc studován na průběhu statického tlaku na stěně (Obr. 6.13 vpravo). Vidíme, že všechny zkoumané sítě poskytují shodný průběh a navzájem se překrývají.

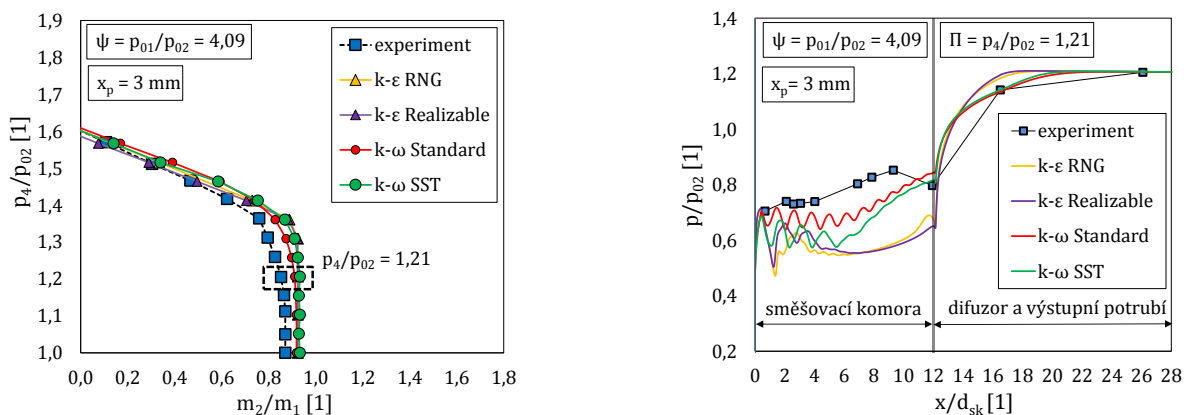


Obr. 6.13: Vliv výpočetní sítě na hmotnostní tok na výstupu ejektoru (vlevo) a statický tlak na stěně (vpravo).

## 6.2.3 Vliv použitého modelu turbulence

V této části je provedeno porovnání celkem čtyř turbulentních modelů založených na přístupu RANS. Jedná se o modely  $k-\varepsilon$  RNG,  $k-\varepsilon$  Realizable,  $k-\omega$  Standard a  $k-\omega$  SST.

Na Obr. 6.14 vlevo jsou uvedeny pracovní charakteristiky získané pro vyšetřované turbulentní modely při konfiguraci trysky  $x_p = 3 \text{ mm}$  a provozních podmínkách  $p_{01}/p_{02} = 4,09$  a  $p_4/p_{02} = 1,21$ . Z obrázku je patrné, že z pohledu pracovních charakteristik poskytují všechny zkoumané modely srovnatelné výsledky. Charakteristiky jednotlivých modelů se velmi dobře shodují při nízkých protitlacích, tj. v návrhové oblasti, a největší rozdíly jsou viditelné v oblasti podzvukových režimů při vyšších protitlacích.

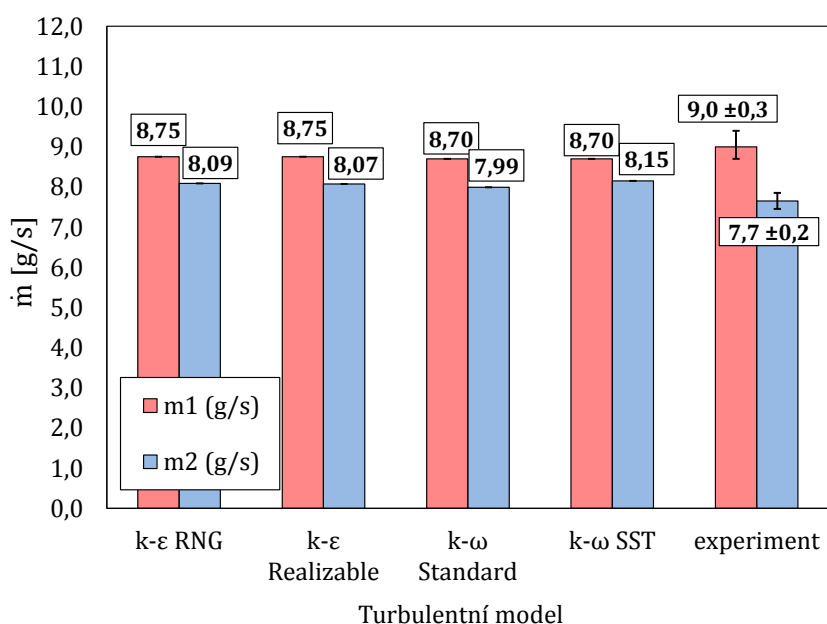


Obr. 6.14: Vliv modelu turbulence na numerický výpočet; Pracovní charakteristiky (vlevo) a statický tlak na stěně (vpravo).

Modely typu  $k-\varepsilon$  předpovídají nižší nasávané množství hnaného vzduchu (nižší ejekční součinitel) v podzvukové části charakteristiky, především pak model  $k-\varepsilon$  Realizable. Model  $k-\omega$  Standard předpovídá přechod mezi návrhovými a podzvukovými režimy při nižším protitlaku než ostatní modely. Dále je zřejmé, že numerický výpočet ve všech případech výsledky mírně nadhodnocuje, a to jak z pohledu ejekčního součinitele, tak z pohledu kritického protitlaku. Největší rozdíly mezi numerickým výpočtem a experimentem jsou patrné v okolí kritického bodu a návrhové oblasti.

Průběhy poměrného tlaku na stěně jsou zachyceny na Obr. 6.14 vpravo. I přesto, že z hlediska pracovních charakteristik jsou rozdíly mezi jednotlivými modely minimální, tak z hlediska průběhu tlaku na stěně jsou rozdíly poměrně značné. Tlakové průběhy se navzájem liší především ve směšovací komoře od vzdálenosti  $x/d_{sk} \sim 0,7$ . Do této vzdálenosti se průběhy překrývají a odpovídají naměřenému tlaku při experimentu. Model  $k-\omega$  SST predikuje v porovnání s modelem  $k-\omega$  Standard nižší tlak v celé směšovací komoře. Oba modely typu  $k-\varepsilon$  předpovídají tlak ve směšovací komoře ještě nižší, což je zřejmé především v druhé polovině komory. Oba modely mají tendenci predikovat strmější nárůst tlaku v difuzoru a nejsou mezi nimi v této části znatelné rozdíly. Také průběh tlaku u obou modelů typu  $k-\omega$  je v difuzoru prakticky totožný.

Na Obr. 6.15 jsou uvedeny hodnoty hmotnostních toků hnacího a hnaného proudu pro vyšetřované modely a experiment. Rozdíly mezi hmotnostními toky hnacího proudu jsou zanedbatelné a liší se navzájem o méně než 0,6 %. Větší rozdíly lze pozorovat u proudu hnaného, kde je maximální odchylka přibližně 2 %.



Obr. 6.15: Hmotnostní toky hnacího a hnaného proudu pro vyšetřované modely turbulence a experiment (návrhové režimy).

Nesrovnalosti při vzájemném porovnávání z hlediska ejekčních součinitelů jsou způsobeny především chybou v predikci nasávaného proudu, neboť hmotnostní tok hnacího proudu je na parametrech nastavení simulace závislý minimálně. Důvodem nesrovnalostí výsledků numerických výpočtů a experimentu je tedy hlavně neschopnost numerického modelu předvídat s dostatečnou přesností množství nasávaného hnaného proudu při daném protitlaku. Při porovnávání výsledků ve formě ejekčního součinitele je nutné mít na paměti, že nízké hodnoty ejekčního součinitele mohou být způsobeny nejen podhodnocenými hodnotami nasávaného vzduchu, ale v některých případech také nadhodnocenými hodnotami hnacího vzduchu.

Turbulentní model má vliv především na průtočné množství hnaného proudu. Podobný trend, kdy zkoumaný parametr ovlivňuje především nasávané množství a hmotnostní tok hnací tryskou se mění jen nepatrně, se ukazuje i při studiu dalších parametrů (3D jevy, drsnost stěn aj.), které mohou mít nezanedbatelný vliv na celkový výkon ejektoru [26]. Na konečné nejistotě ejekčního součinitele definovaného vztahem (2.6) má rozhodující vliv právě nejistota určení nasávaného množství, což je také v souladu s poznatky jiných autorů [20].

Porovnání různých modelů turbulence bylo provedeno také při menších polohách hnací trysky a pro 3D model. Vzhledem k časové náročnosti výpočtu byly výpočty realizovány pouze pro modely *k-ε RNG*, *k-ε Realizable* a *k-ω SST*. Výsledky těchto výpočtů nejsou v práci uvedeny. Experimentálně získaným datům odpovídal nejvíce model *k-ω SST*.

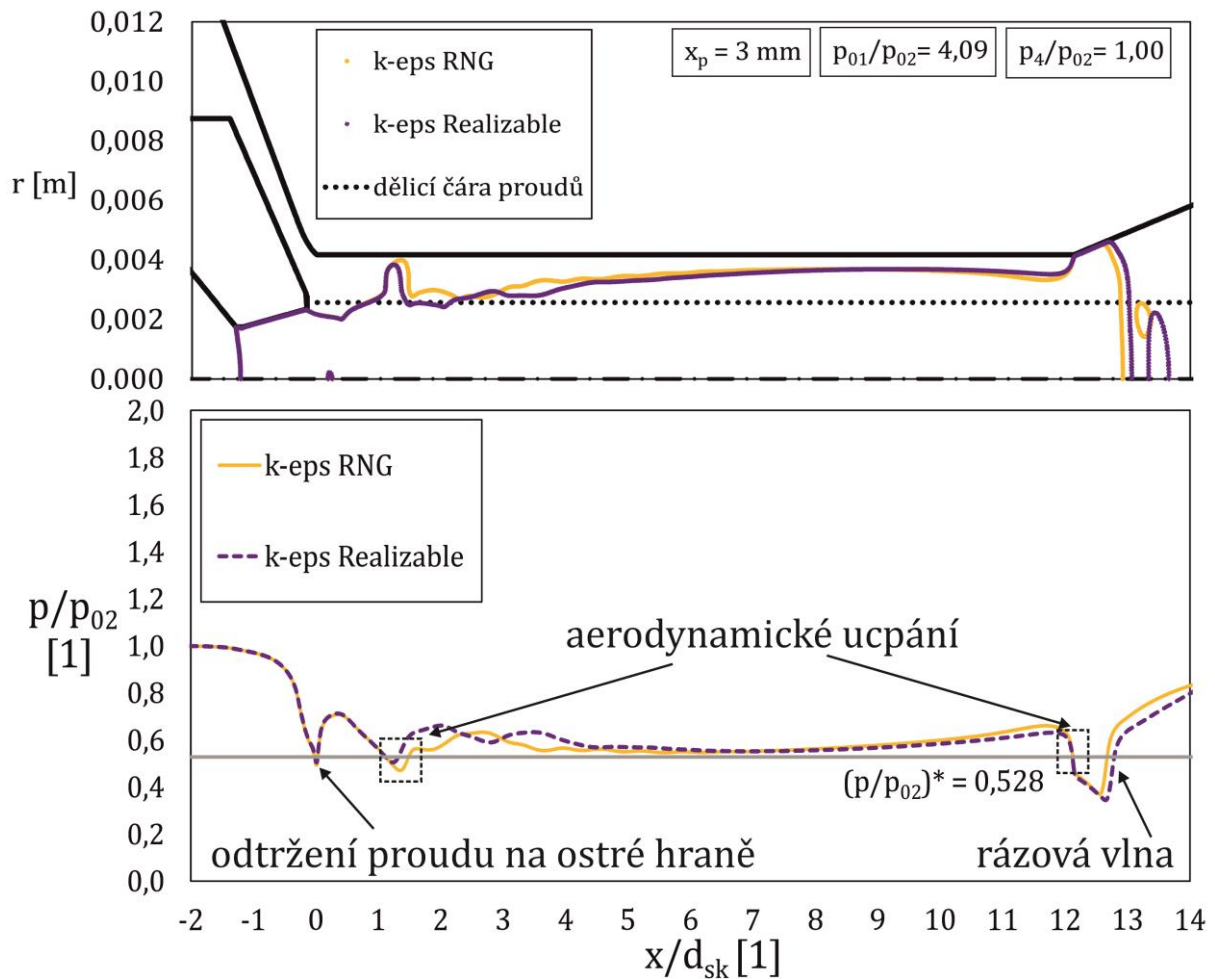
Obr. 6.16 a Obr. 6.17 uvádějí zvukové čáry a poměrný tlak na stěně pro zkoumané turbulentní modely při poměrném protitlaku  $p_4/p_{02} = 1,00$ . Je vidět, že i když je ve všech případech zachycen návrhový režim, zvukové čáry i tlaky na stěně se liší. Aerodynamické

ucpání ve směšovací komoře způsobem, který předpokládá model Chena et al. [7], je predikováno oběma modely typu  $k-\varepsilon$ . Zvuková čára v tomto případě zasahuje do oblasti vymezené hnanému proudem a tvoří v jeho jádře fiktivní hrdlo. Modely  $k-\varepsilon$  *RNG* a  $k-\varepsilon$  *Realizable* se velice dobře shodují v místě, kde k ucpání dochází, což je přibližně ve vzdálenosti jednoho průměru směšovací komory. Aerodynamické ucpání v tomto místě lze rovněž poznat na průběhu statického tlaku na stěně, kde je ve vzdálenosti  $x/d_{sk} \sim 1$  viditelný lokální pokles pod hodnotu kritického izoentropického poměru. Tlak se však pod touto hranicí udrží na velmi krátkou vzdálenost, neboť proudění přechází zpět do podzvukového. To hraje zajisté roli při experimentu, kde není předem místo ucpání známo a zvolené umístění snímačů může jeho identifikaci do značné míry limitovat. Pokles tlaku na hodnotu kritického poměru na začátku směšovací komory ( $x/d_{sk} \sim 0$ ) je pravděpodobně způsoben odtržením expandujícího hnaného proudu od stěny vstupní části, neboť je v tomto místě poměrně ostrý přechod mezi sací částí a směšovací komorou (viz Obr. 5.4).

Supersonická oblast za kritickým průřezem je pro model *RNG* nepatrně delší než pro model *Realizable*. Zvuková čára dále zasahuje do oblasti hnaného proudu v druhé polovině směšovací komory a na jejím konci se proud opětovně ucpává. Na začátku difuzoru je proud supersonický napříč celým průřezem. Tato supersonická oblast, následovaná oblastí rázových vln, je patrná u obou modelů typu  $k-\varepsilon$ . Právě rychlý přechod z nadzvukového proudění do podzvukového na relativně krátké vzdálenosti způsobuje strmý nárůst tlaku v difuzoru.

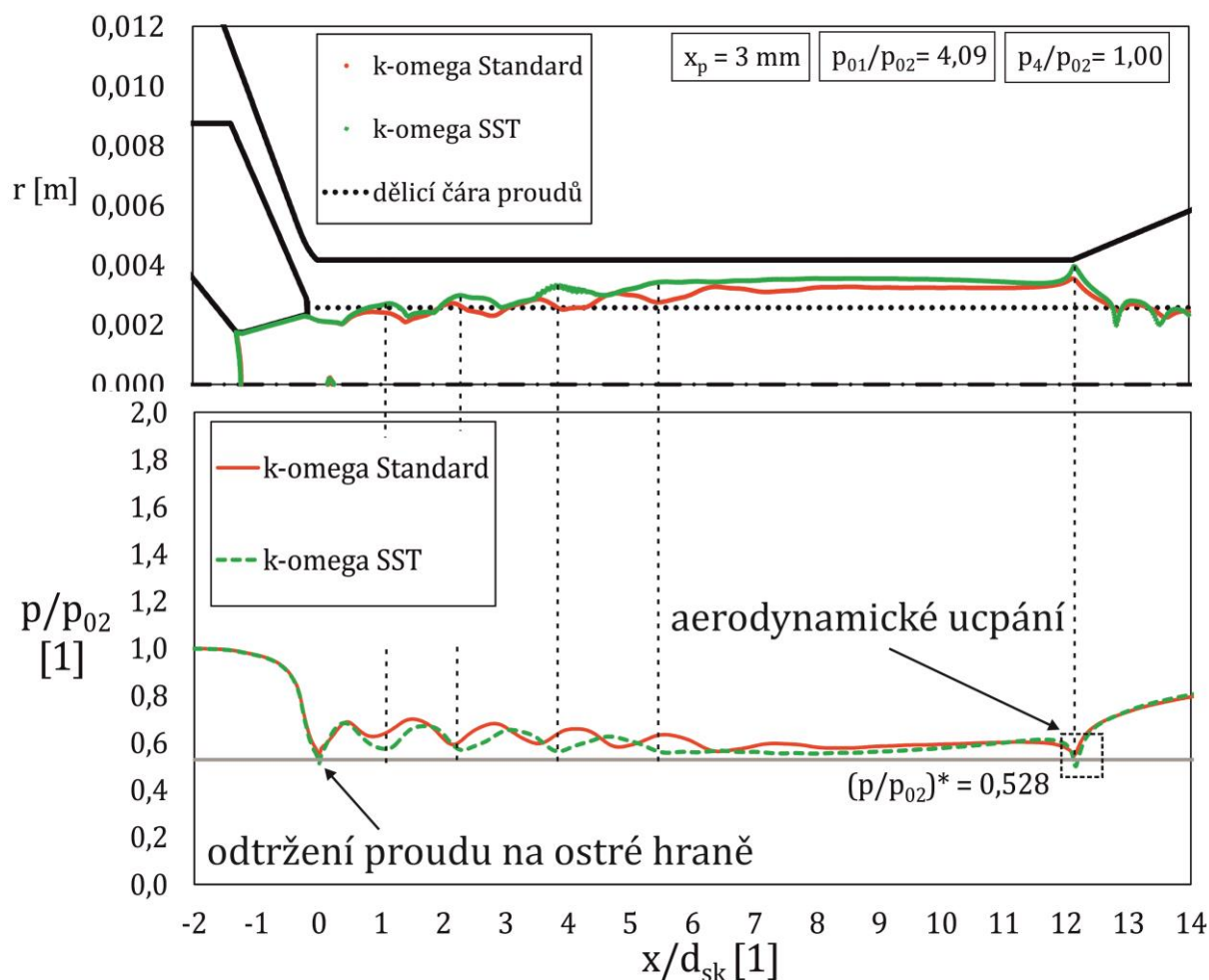
V případě modelů typu  $k-\omega$  není fiktivní průřez v hnaném proudě jednoznačně identifikovatelný. Nyní se supersonická oblast plynule rozšiřuje a zvuková čára proniká více do oblasti hnaného proudu až ve druhé polovině směšovací komory a proud se zřejmě ucpává až na konci komory, viz Obr. 6.17. V těchto případech by se rovněž mohlo jednat o tzv. složkové ucpání proudu celkového, jak předpokládají například Bernstein et al. [36]. V difuzoru je přechod z nadzvukového proudění do podzvukového realizován na delší vzdálenosti, supersonická oblast zasahuje ke stěně pouze na konci komory a dále je přítomna především v hnacím proudě, čemuž odpovídá pozvolnější nárůst statického tlaku na stěně difuzoru.

U všech modelů je viditelný zlom v průběhu tlaku na stěně v důsledku ostrého přechodu stěny na začátku směšovací komory ( $x/d_{sk} \sim 0$ ), kde poměrný tlak dosahuje kritického poměru, což bylo zdůvodněno dříve. Pomineme-li tento přechod, tak lze pozorovat jisté podobnosti mezi tvarem zvukové čáry a průběhem poměrného tlaku na stěně. Ukazuje se, že čím více zvuková čára zasahuje do oblasti hnaného proudu a je blíže stěně ejektoru, tím blíže je poměrný tlak izoentropickému kritickému poměru, viz průběhy modelu  $k-\omega$  *SST* na Obr. 6.17. Tento poznatek by mohl být využit při experimentálním výzkumu, kde jsou k dispozici pouze odběry tlaku v určitých místech doplněné o pracovní charakteristiky. Autorovi této práce není známo, že by tato spojitost byla někdy v odborné literatuře uvedena.



Obr. 6.16: Turbulentní modely typu  $k-\varepsilon$ ; zvukové čáry (nahore) a statický tlak na stěně ejektoru (dole) při poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 4,09$  a poměrném protitlaku  $p_4/p_{02} = 1,00$ .

Na základě výše uvedených poznatků, předchozích zkušeností a závěrů jiných autorů byl pro další výzkum zvolen model  $k-\omega$  SST, který korespondoval s experimentem v nejvíce případech, tj. pro různé režimy a vzdálenosti hnací trysky od směšovací komory.



Obr. 6.17: Turbulentní modely typu  $k$ - $\omega$ ; zvukové čáry (nahore) a statický tlak na stěně ejektoru (dole) při poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 4,09$  a poměrném protitlaku  $p_4/p_{02} = 1,00$ .

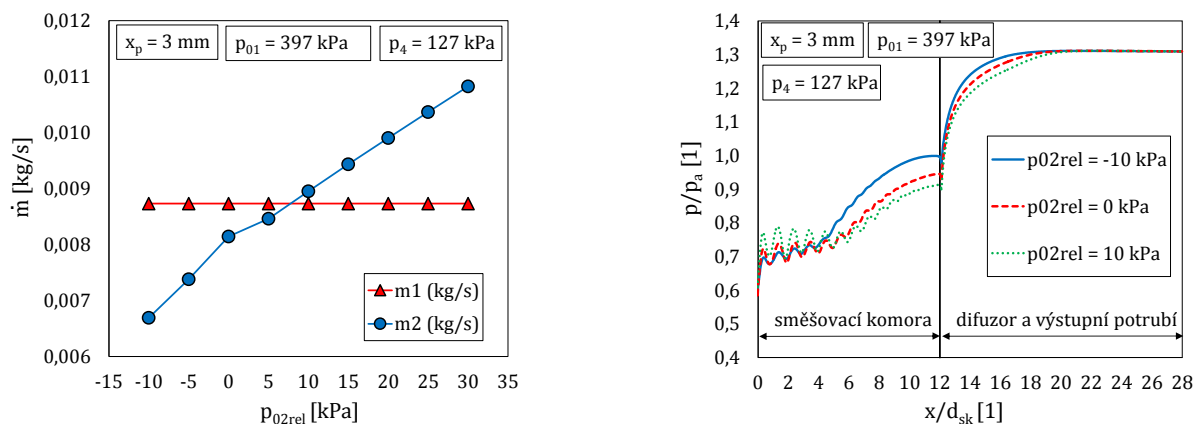
#### 6.2.4 Vliv klidového tlaku hnaného proudu

Vzhledem k tomu, že clona pro vyhodnocení průtočného množství umístěná v sacím potrubí je zdrojem tlakové ztráty, je klidový tlak hnaného proudu  $p_{02}$  v místě před vstupem do sací komory ejektoru, tj. v místě okrajové podmínky hnaného vstupu numerického modelu, snížen o hodnotu této ztráty. I přesto, že ztráta je v porovnání s absolutní hodnotou klidového tlaku hnaného proudu před vstupem do sacího potrubí zanedbatelná ( $\Delta p/p \sim 0,01$ ), byly provedeny numerické simulace také pro různé hodnoty klidového tlaku hnaného proudu. Cílem bylo především ukázat, jaký má ztráta vliv na velikost nasávaného množství vzduchu a průběh tlaku na stěně ejektoru, viz Obr. 6.18.

Na Obr. 6.18 vlevo jsou vypočtená průtočná množství hnacího a hnaného proudu pro vybrané hodnoty klidového tlaku  $p_{02} = 97 + (-10; -5; 0; 5; 10; 15; 20; 25; 30)$  kPa při neměnném klidovém tlaku  $p_{01}$ . Je logické, že změna klidového tlaku hnaného proudu nemá na průtočné množství hnací trysky žádný vliv. Zvýšením tlaku  $p_{02}$  narůstá pouze průtočné množství hnaného proudu a to téměř lineárně.



Na Obr. 6.18 vpravo je vynesena průběh tlaku na stěně pro tři hodnoty klidového tlaku  $p_{02} = 97 + (-10; 0; 10) \text{ kPa}$  a protitlak  $p_4 = 127 \text{ kPa}$ . Vidíme, že v důsledku snížení tlaku na vstupu do ejektoru tlak ve druhé polovině směšovací komory a difuzoru roste, což je dáno nižším průtočným množstvím celkového proudu a jeho menší hybností.



Obr. 6.18: Vliv klidového tlaku  $p_{02}$  na hmotnostní toky ejektorem (vlevo) a statický tlak na stěně (vpravo) pro  $p_4 = 127 \text{ kPa}$  a  $p_{02rel} = (-10; 0; +10) \text{ kPa}$ .

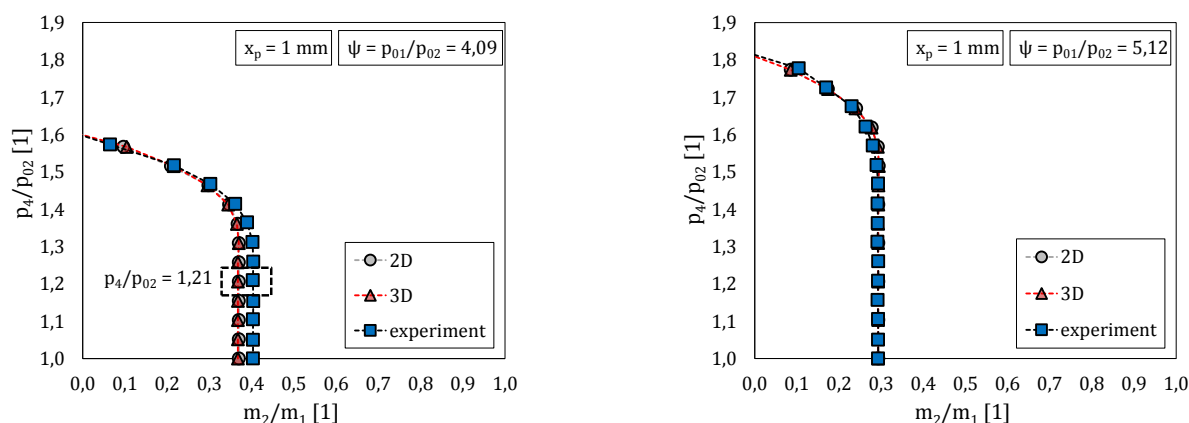
V sací části experimentálního zařízení je dále za clonou umístěn ohyb s úhlem  $90^\circ$  přecházející do sací komory ejektoru. Tyto prvky jsou dalšími zdroji ztrát. Proto byly provedeny testovací měření bez připojeného sacího potrubí a výsledky byly porovnány s výsledky při připojené sací části. Průběhy statického tlaku na stěně byly naměřeny shodné a odchylky nebyly větší než rozdíly při opakovaných měření, viz Obr. 6.1. Nasávané množství hnaného vzduchu  $\dot{m}_2$  bylo při měření bez sací části vyhodnoceno z rozdílu celkového množství  $\dot{m}_c$  měřeného na cloně ve výstupní části a toku hnací tryskou  $\dot{m}_1$ , jenž byl předem kalibrován, viz Obr. 5.7.

Na závěr je nutné uvést, že numerické simulace v této části jsou provedeny pro různé tlaky lišící se v desítkách  $\text{kPa}$ . Naproti tomu velikost naměřené tlakové difference na cloně hnaného vstupu se pohybovala ve všech případech v desetinách či jednotkách  $\text{kPa}$ . Navíc bude tlaková ztráta v porovnání s naměřenou diferencí vždy menší, viz Obr. 5.5. Z uvedeného lze konstatovat, že nastavením hodnoty okrajové podmínky na hnaném vstupu na hodnotu klidového tlaku naměřeného v laboratoři se nedopouštíme příliš velké chyby.

### 6.2.5 Vliv trojrozměrných účinků

Vliv použité okrajové podmínky osové symetrie na pracovní charakteristiku je pro malé ( $x_p = 1 \text{ mm}$ ) a velké ( $x_p = 3 \text{ mm}$ ) polohy hnací trysky zřejmý z Obr. 6.19, respektive Obr. 6.20. Charakteristiky byly získány pro dva poměry klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = (4,09; 5,12)$ , u nichž byly návrhové režimy potvrzeny experimenty. Výsledky 2D a 3D numerických simulací při  $x_p = 1 \text{ mm}$  jsou ve velmi dobré shodě v celém rozsahu charakteristiky. Nicméně porovnání numerických výsledků s měřeními při malých

polohách trysky nemá příliš vypovídací hodnotu, neboť výsledek měření je při  $x_p < 3 \text{ mm}$  značně citlivý na nastavení polohy ( $\delta x_p = \pm 0,1 \text{ mm}$ ).

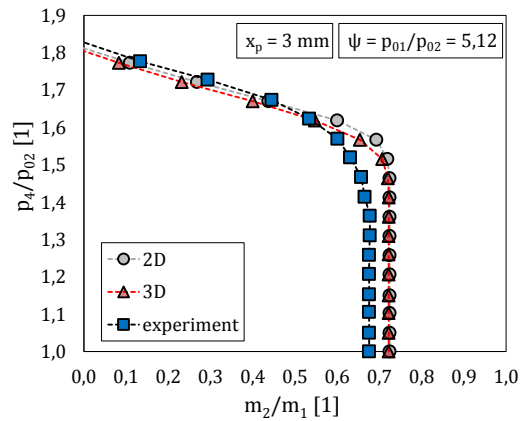
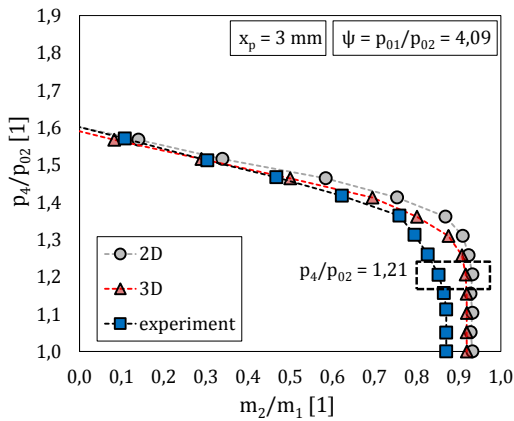


Obr. 6.19: Pracovní charakteristiky při konfiguraci  $x_p = 1 \text{ mm}$ ;  $p_{01}/p_{02} = 4,09$  (vlevo);  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  (vpravo).

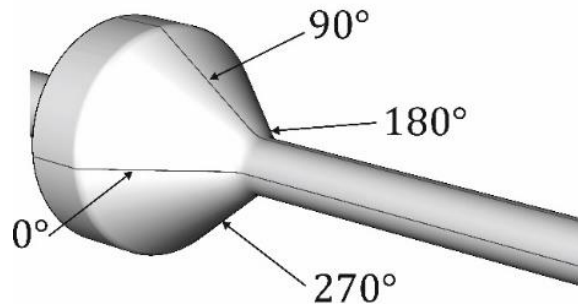
Při konfiguraci trysky  $x_p = 3 \text{ mm}$  se výsledky získané pro 3D model odlišují od výsledků 2D modelu nejvíce v podzvukové části charakteristiky, kde mezi jednotlivými modely dosahují rozdíly v ejekčním součiniteli až 10 %. Rozdíly v kritickém protitlaku jsou minimální, nicméně u 3D geometrie je kritický protitlak nepatrně nižší.

Symetrie proudění byla ověřována porovnáním tlakových průběhů na stěně 3D numerického modelu ve čtyřech řezech, viz Obr. 6.21. Průběhy statického tlaku na stěně ejektoru jsou pro obě vyšetřované polohy trysky vyneseny do grafů na Obr. 6.22.

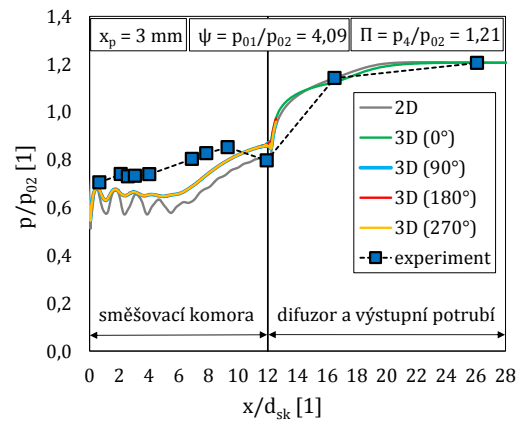
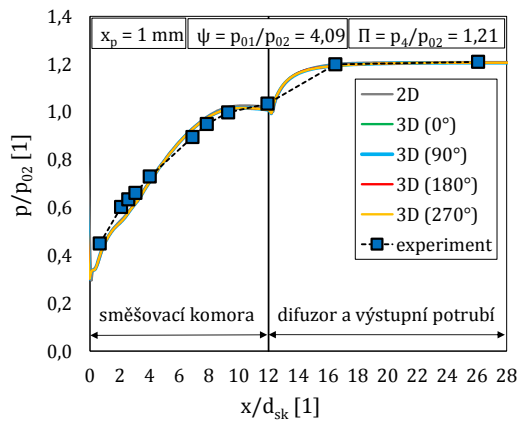
V případě  $x_p = 1 \text{ mm}$  (Obr. 6.22 vlevo) se potvrdila symetričnost proudu i shoda výsledků 2D a 3D simulace. Pro  $x_p = 3 \text{ mm}$  byla potvrzena pouze symetričnost proudu na 3D geometrii (Obr. 6.22 vpravo). Odlišný průběh tlaku mezi 2D a 3D případem je znatelný především ve směšovací komoře. U 3D modelu je ve směšovací komoře dosahováno vyšších tlaků a oscilace, které se vyskytují u 2D modelu jsou znatelně utlumeny. Oba modely se poměrně dobře shodují přibližně do vzdálenosti jednoho průměru směšovací komory a dále pak až v difuzoru. Nesrovnalosti mohou být způsobeny použitým modelem turbulence, který předpokládá izotropní turbulenci a výsledky 3D výpočtu tak mohou být zkresleny. To by jistě mělo být předmětem hlubšího studia v další etapě výzkumu.



Obr. 6.20: Pracovní charakteristiky při konfiguraci  $x_p = 3 \text{ mm}$ ;  $p_{01}/p_{02} = 4,09$  (vlevo);  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  (vpravo).



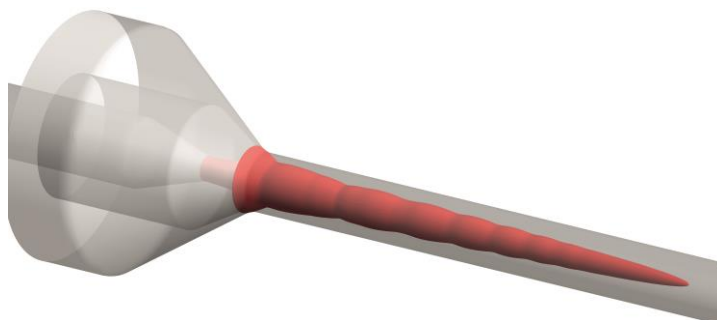
Obr. 6.21: Pozice odběru statického tlaku na stěně při numerickém výpočtu (viditelné pouze částečně řezy  $0^\circ$  a  $90^\circ$ ).



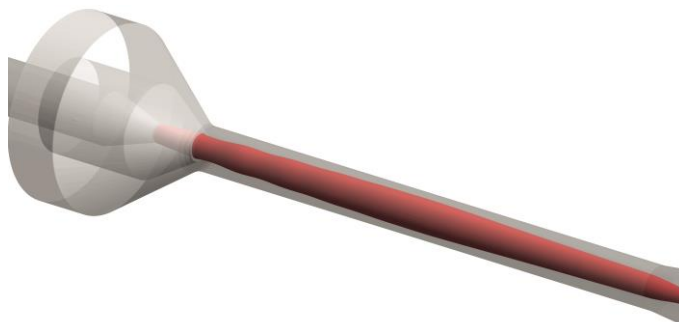
Obr. 6.22: Porovnání statického tlaku na stěně ejektoru z 3D a 2D osově symetrického modelu při poloze trysky  $x_p = 1 \text{ mm}$  (vlevo) a  $x_p = 3 \text{ mm}$  (vpravo).

Symetrie proudu v ejektoru byla ověřena u vybraných konfigurací také experimentálně. Bylo provedeno několik sérií měření vždy s různě pootočenou směšovací komorou a difuzorem, čímž docházelo k pootočení tlakových odběrů. Tlakové průběhy z jednotlivých měření byly ve velmi dobré shodě a nesymetrie proudu nebyla prokázána.

Obr. 6.23 a Obr. 6.24 zachycují zvukovou plochu na 3D modelu při  $x_p = 1 \text{ mm}$ , respektive  $x_p = 3 \text{ mm}$ . Poznamenejme, že zvuková plocha přechází při 2D osově symetrické simulaci ve zvukovou čáru (viz Obr. 2.10).



*Obr. 6.23: Zvuková plocha při konfiguraci trysky  $x_p = 1 \text{ mm}$ , poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 4,09$  a poměrném protitlaku  $p_4/p_{02} = 1,21$ .*



*Obr. 6.24: Zvuková plocha při konfiguraci trysky  $x_p = 3 \text{ mm}$ , poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 4,09$  a poměrném protitlaku  $p_4/p_{02} = 1,21$ .*

Obr. 6.23 je ukázkou aerodynamického ucpání hnaného proudu ještě před vstupem do směšovací komory a na detailu zvukové plochy si můžeme všimnout malé nesymetrie, jenž je zřejmě projevem 3D účinků. Naproti tomu Obr. 6.24 zachycuje aerodynamické ucpání proudu ve směšovací komoře. Také u této konfigurace byly objeveny nesymetrické části zvukové plochy. V obou případech pracuje ejektor v návrhovém režimu při stejných provozních podmínkách, avšak k omezení sacího výkonu dochází pokaždé v jiné části ejektoru. V prvním případě je ucpání způsobeno geometricky, tj. vzdáleností hnací trysky od směšovací komory. Ve druhém případě se zvuková plocha plynule rozšiřuje směrem ke stěně ejektoru a aerodynamické ucpání není jednoznačně identifikovatelné. Autorovi

není známa jediná publikace, která by znázorňovala zvukovou plochu na kompletní 3D geometrii nadzvukového ejektoru.

V následujícím textu jsou uvedeny pouze výsledky získané pro dvourozměrné osově symetrické modely. Třírozměrné modely sloužily především k ověření symetričnosti proudění z pohledu tlaku na stěně a vhodnosti použití okrajové podmínky osové symetrie u 2D modelů. Nicméně, zvukové plochy 3D modelů vykazovaly drobné nesymetrie, což by mohlo být způsobeno ne zcela symetrickou sítí modelu. V každém případě je nutné se touto skutečností zabývat detailněji v dalším výzkumu. Později bude ukázáno, že ucpání hnaného proudu před směšovací komorou při malých hodnotách  $x_p$  bylo potvrzeno také u 2D osově symetrických modelů.

### 6.3 Rozbor proudění v okolí hnací trysky při různém poměru klidových tlaků

Dříve než se budeme zabývat rozбором proudění v celém ejektoru, bude ukázán vliv poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02}$  na strukturu proudu za odtokovou hranou hnací trysky při poměrném protitlaku  $p_4/p_{02} = 1,21$  a geometrické konfiguraci  $x_p = 3 \text{ mm}$ .

Obr. 6.25 uvádí izočáry Machova čísla v rozsahu  $0 \div 2,37$  pro čtyři vyšetřované případy. Zvukové čáry a statický tlak na ose ejektoru jsou zachyceny na Obr. 6.26.

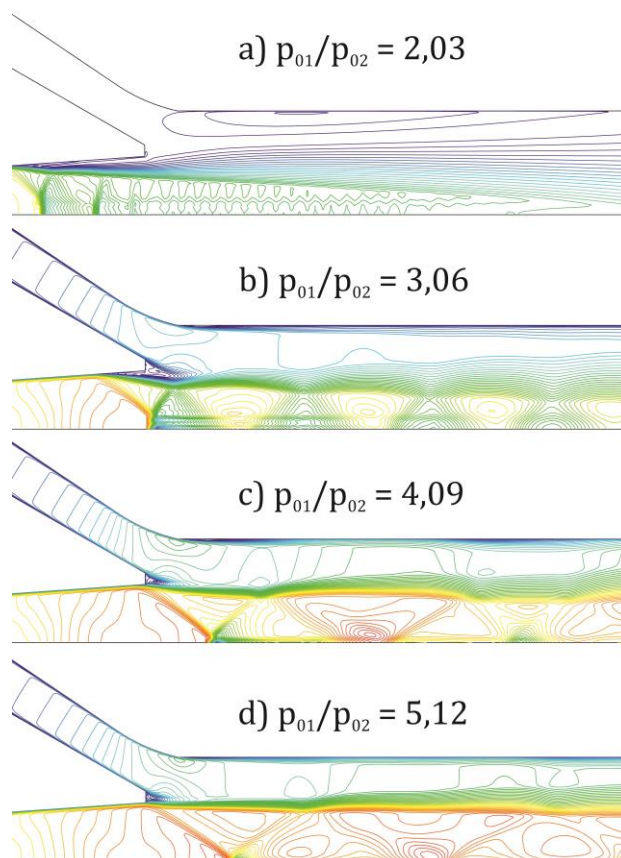
Z Obr. 6.25a je zřejmé, že při poměru  $p_{01}/p_{02} = 2,03$  jsou v rozšiřující se části hnací trysky tři rázové vlny a každá z nich je následována expanzní oblastí. První ráz je nejsilnější a intenzita dalších rázů klesá. Za každou z rázových vln je proudění v blízkosti osy podzvukové, přičemž u prvních dvou dochází dále po proudu k urychlení do nadzvukových rychlostí. Za poslední rázovou vlnou je proudění dále po proudu pouze podzvukové. Na obrázcích je také patrné odtržení hnacího proudu od stěny trysky způsobené nepříznivým tlakovým gradientem.

Při zvýšení poměru na  $p_{01}/p_{02} = 3,06$  se první rázová vlna posune v rozšiřující se části hnací trysky dále ve směru proudění do místa, jenž odpovídá přibližně výstupnímu průřezu hnací trysky (Obr. 6.25b). Proudění je téměř v celé rozšiřující se části trysky nadzvukové, s výjimkou malé oblasti v blízkosti výstupu trysky, kde se proud vlivem interakce rázové vlny a mezní vrstvy odtrhává od stěny. Za tryskou je vytvořena oblast silně přeexpandovaného proudu a lze pozorovat strukturu složenou z expanzních a kompresních vln včetně Machových disků, které postupně ztrácejí na intenzitě.

Při poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 4,09$  (Obr. 6.25c) jsou všechny rázové vlny vytlačeny z hnací trysky do směšovací komory a jsou méně intenzivní, což je vidět na průběhu tlaku na Obr. 6.26. Za první rázovou vlnou se opět střídají oblasti expanzních a kompresních vln, které postupně zanikají. Všimněme si, že přibližně ve vzdálenosti  $x/d_{sk} \sim 0,1$  je v blízkosti osy první rázová vlna silná a za ní je proud podzvukový, který je pak urychlen do nadzvukových rychlostí. Nyní se již žádné rázové vlny nenachází v trysce, a tak nedochází k odtržení proudu v rozšiřující se části trysky.

Další navýšení poměru na hodnotu  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  (Obr. 6.25d) způsobí zeslabení rázových vln, což je zřejmé také z Obr. 6.26, kde mají oscilace statického tlaku malou intenzitu.

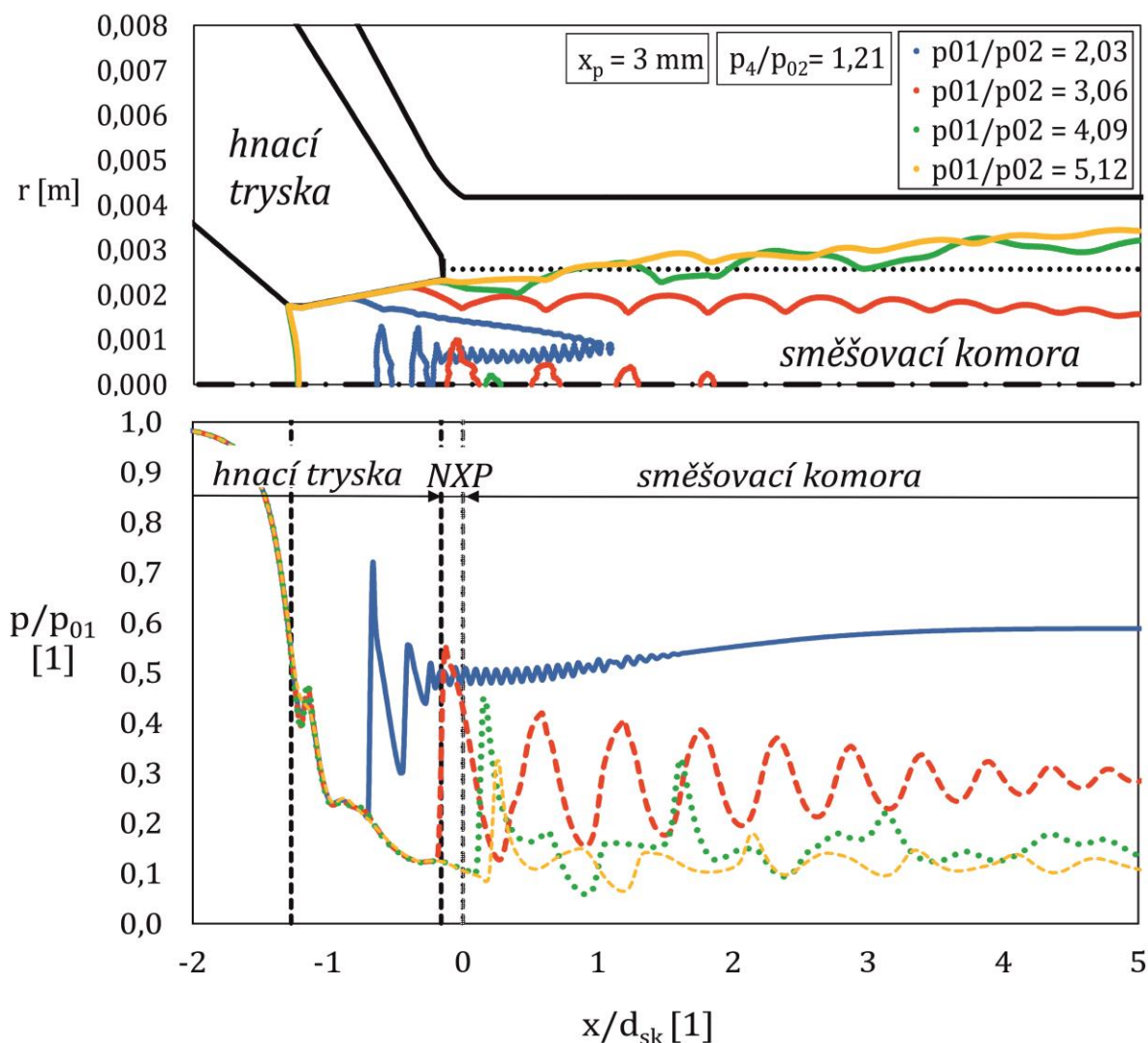
Hnací tryska pracuje v režimu, jenž je nyní blíže návrhovému stavu, než tomu bylo v případě poměru  $p_{01}/p_{02} = 4,09$ .



Obr. 6.25: Vliv poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02}$  na proudění v blízkosti odtokové hrany hnací trysky ( $M = 0 \div 2,37$ ) při  $x_p = 3 \text{ mm}$  a  $p_4/p_{02} = 1,21$ ; a)  $p_{01}/p_{02} = 2,03$ ; b)  $p_{01}/p_{02} = 3,06$ ; c)  $p_{01}/p_{02} = 4,09$ ; d)  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ .

Zaměřme se nyní blíže na zvukové čáry v blízkosti odtokové hrany hnací trysky (Obr. 6.26 nahoře). Jednotlivé čáry se vzájemně překrývají až do určité vzdálenosti v rozšiřující se části trysky. Tato vzdálenost je úměrná velikosti poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02}$ .

Pro poměry  $p_{01}/p_{02} = (2,03; 3,06; 4,09)$  jsou tvary zvukových čar v blízkosti odtokové hrany hnací trysky konvergentní. V případě poměrů  $p_{01}/p_{02} = (2,03; 3,06)$  dochází dále po proudu k zužování supersonické oblasti. Při poměru  $p_{01}/p_{02} = 4,09$  má zvuková čára v blízkosti hnací trysky konvergentní tvar, avšak dále ve směšovací komoře se supersonická oblast mírně rozšiřuje a k jejímu zúžení dochází až ve druhé polovině směšovací komory. Tento režim lze považovat za přechod mezi poměry  $p_{01}/p_{02} = (2,03; 3,06)$  a poměrem  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ .



Obr. 6.26: Vliv  $p_{01}/p_{02}$  na proudění v blízkosti odtokové hrany hnací trysky při  $x_p = 3$  mm a  $p_4/p_{02} = 1,21$ ; Zvukové čáry (nahore) a statický tlak na ose ejektoru (dole).

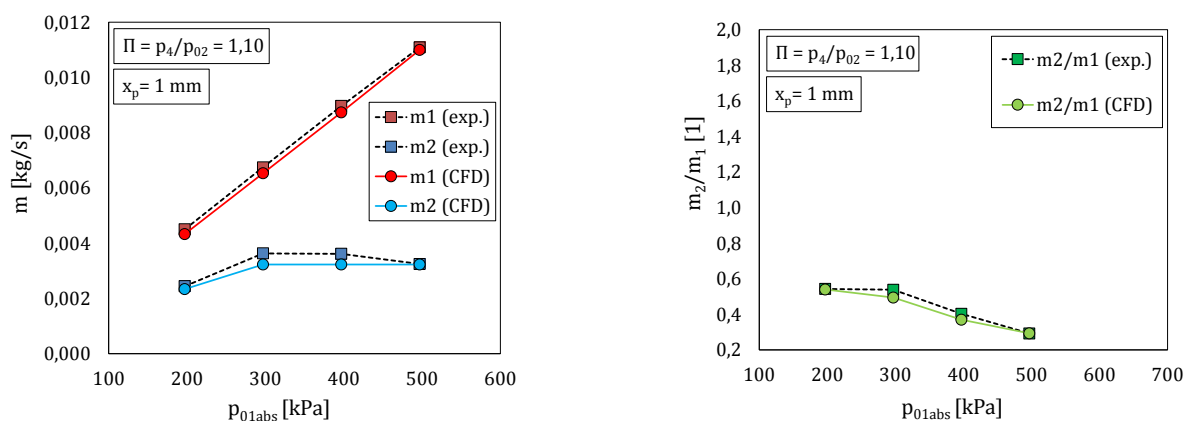
Při nejvyšším zkoumaném poměru  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  má zvuková čára v oblasti za tryskou mírně divergentní tvar, čímž se supersonická oblast ve směšovací komoře rozšiřuje a zvuková čára se přibližuje stěně ejektoru. To zřejmě souvisí s předáváním hybnosti hnacího proudu hnanému, který je tím urychlován do rychlostí blížících se rychlosti zvuku.

Podzvukové oblasti v blízkosti osy ejektoru při poměrech  $p_{01}/p_{02} = (2,03; 3,06; 4,09)$  odpovídají již dříve popsaným kolmým rázovým vlnám (Machovy disky) v jádru hnacího proudu. Při poměry  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  je hnací proud na ose a v jejím blízkém okolí čistě supersonický bez subsonických oblastí, protože vzniklé šikmé rázové vlny jsou v důsledku velkého tlakového gradientu (nízkého protitlaku) slabé. Ve všech případech dochází k přechodu z nadzvukového proudění hnacího proudu do podzvukového v soustavě rázových vln, což je spojeno s nárůstem tlaku. Tento jev bývá v literatuře označován jako pseudorázová vlna [83].

Ukazuje se, že s rostoucím poměrem  $p_{01}/p_{02}$  se rozšiřuje supersonická oblast ke stěně směřovací komory a zvuková čára tak zasahuje více do oblasti vymezené pro hnaný proud, který je urychlován do vysokých rychlostí. Na základě rozboru proudění případů poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = (2,03; 3,06)$  lze říci, že pokud vzniká rázová vlna uvnitř trysky, tak je velice pravděpodobné, že dojde k odtržení proudu od stěny trysky, což vede k neekonomickému provozu zařízení. Rázová vlna uvnitř trysky se vyskytuje i při relativně vyšších hodnotách poměru klidových tlaků ( $p_{01}/p_{02} > 4$ ) a vysokých hodnotách protitlaku. Platí, že čím je poměr  $p_{01}/p_4$  vyšší, tím je pravděpodobnost výskytu rázových vln v trysce nižší.

## 6.4 Rozbor proudění v ejektoru při různém poměru klidových tlaků

Vliv klidového tlaku hnacího proudu  $p_{01}$  na průtočné množství hnacího a hnaného proudu  $\dot{m}_1$  a  $\dot{m}_2$  je při poměrném protitlaku  $p_4/p_{02} = 1,10$  a konfiguracích trysky  $x_p = (1; 2; 3)$  mm uveden na Obr. 6.27 až Obr. 6.29.



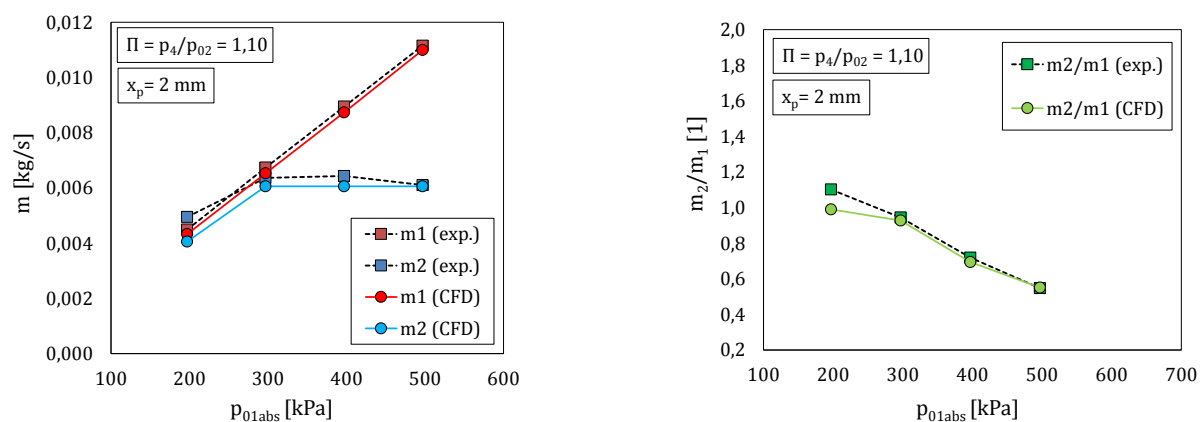
Obr. 6.27: Vliv klidového tlaku  $p_{01}$  na hmotnostní toky ejektorem (vlevo) a ejekční součinitel (vpravo) při  $x_p = 1$  mm a  $p_4/p_{02} = 1,10$ .

Z Obr. 6.27 až Obr. 6.29 je zřejmé, že růst hmotnostního toku hnací tryskou s klidovým tlakem je ve všech případech lineární, což je v souladu s Fliegnerovým vztahem (3.23). Dále je zřejmé, že poloha trysky nemá žádný vliv na hmotnostní tok tryskou, avšak s vysouváním trysky směrem ven ze směšovací komory nasávané množství roste. Jak bude ukázáno později, vzdálenost trysky má významný vliv nejen na nasávané množství hnaného vzduchu do ejektoru, ale také na charakter proudění uvnitř ejektoru.

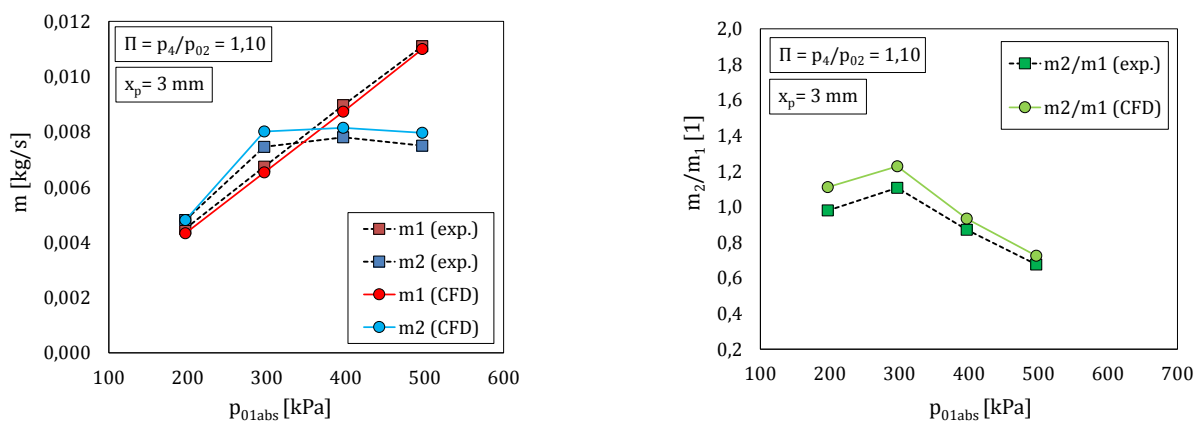
Při všech konfiguracích trysky nasávané množství  $\dot{m}_2$  s klidovým tlakem hnacího vzduchu  $p_{01}$  roste až do chvíle, kdy je dosaženo aerodynamického ucpání. Při malých vzdálenostech trysky od směšovací komory ( $x_p$ ) dochází k ucpání před směšovací komorou vlivem vhodně tvarované geometrie sací části ejektoru a vnější části trysky. Při velkých  $x_p$  nastává ucpání zřejmě ve směšovací komoře. Maxima nasávaného vzduchu je dosaženo ve všech případech při tlaku  $p_{01} = 297$  kPa a dalším navýšením hnacího tlaku již nedochází k nárůstu hmotnostního toku ejektorem. V rozmezí klidových tlaků  $(297 \div 397)$  kPa je



nasávané množství téměř neměnné a při nejvyšším zkoumaném tlaku  $p_{01} = 497 \text{ kPa}$  v některých případech dokonce mírně klesá.



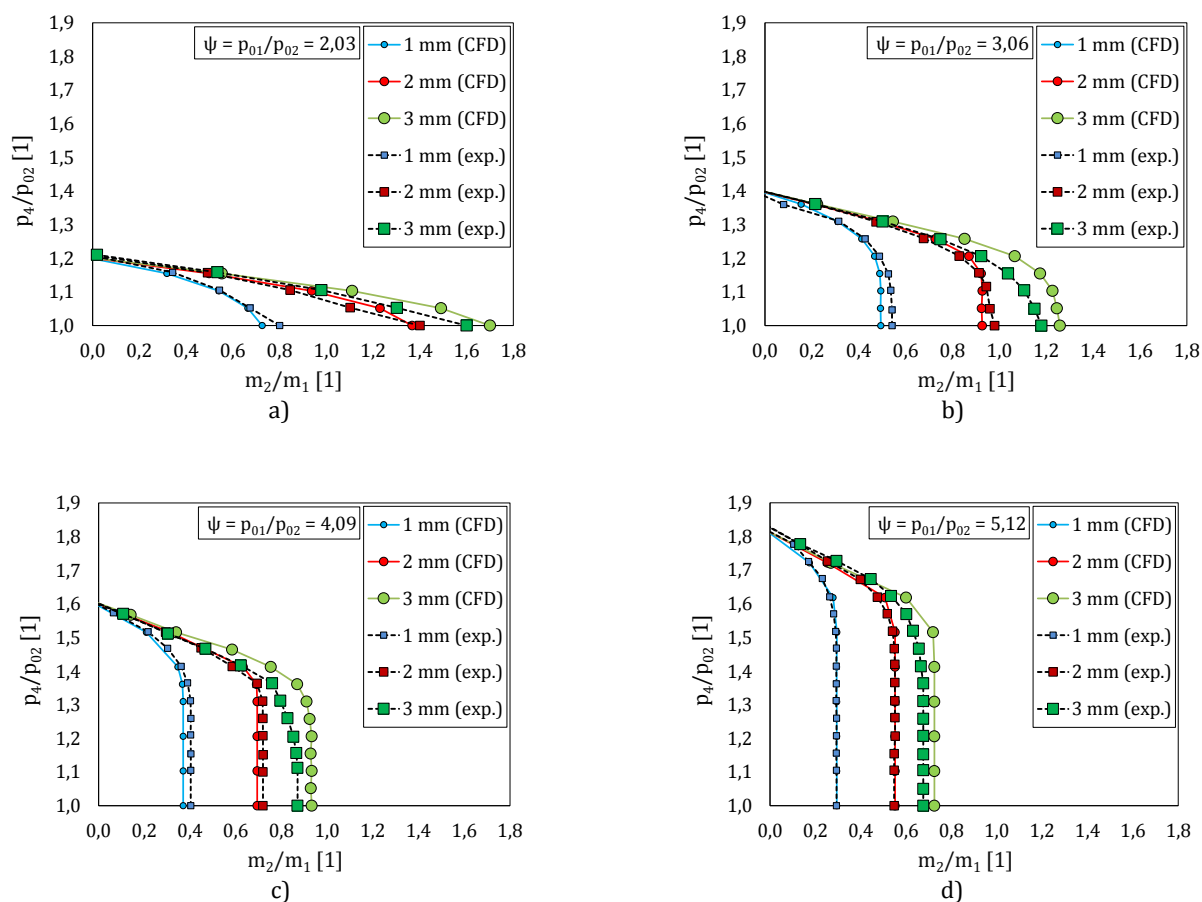
Obr. 6.28: Vliv klidového tlaku  $p_{01}$  na hmotnostní toky ejektorem (vlevo) a ejekční součinitel (vpravo) při  $x_p = 2 \text{ mm}$  a  $p_4/p_{02} = 1,10$ .



Obr. 6.29: Vliv klidového tlaku  $p_{01}$  na hmotnostní toky ejektorem (vlevo) a ejekční součinitel (vpravo) při  $x_p = 3 \text{ mm}$  a  $p_4/p_{02} = 1,10$ .

Maxima ejekčního součinitele je při poloze trysky  $x_p = 3 \text{ mm}$  dosaženo při stejném klidovém tlaku hnacího proudu, při kterém nastává také maximum nasávaného vzduchu. Při polohách  $x_p < 3 \text{ mm}$  je maxima ejekčního součinitele dosaženo při nejnižším zkoumaném tlaku  $p_{01} = 197 \text{ kPa}$ .

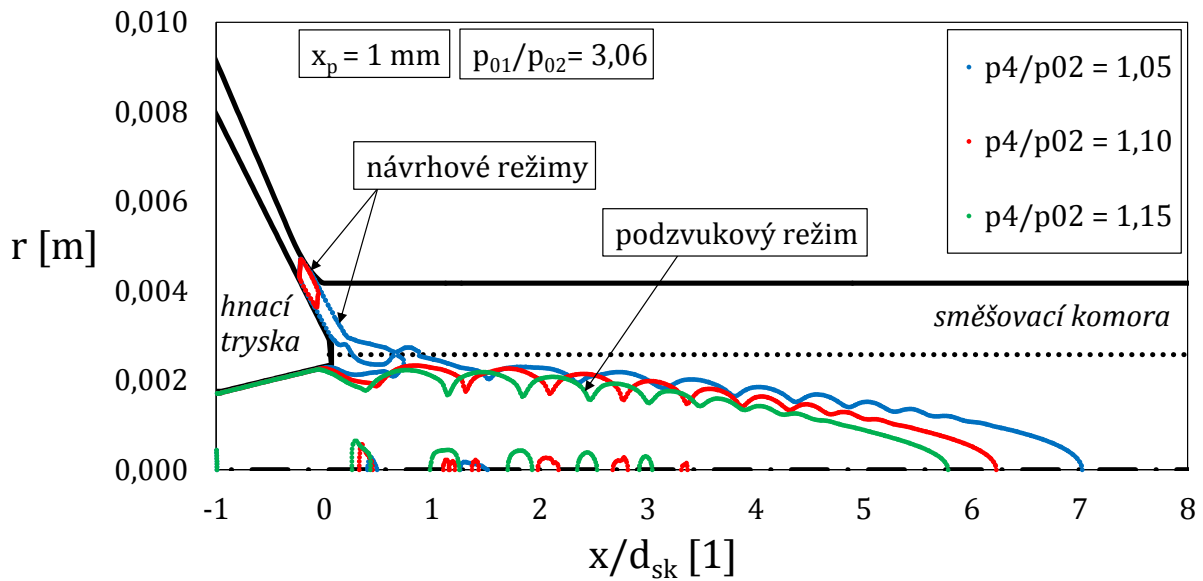
Rozdíly mezi výsledky experimentu a numerických výpočtů jsou mimo jiné způsobeny tolerancí průměru hrdla hnací trysky, jenž má vliv na hmotnostní tok tryskou  $\dot{m}_1$ . Přesnost nastavení axiální polohy trysky se zase projeví na nasávaném množství hnaného vzduchu  $\dot{m}_2$ .



Obr. 6.30: Vliv poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02}$  na pracovní charakteristiku při  $x_p \leq 3$  mm; a)  $p_{01}/p_{02} = 2,03$ ; b)  $p_{01}/p_{02} = 3,06$ ; c)  $p_{01}/p_{02} = 4,09$  a d)  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ .

Na Obr. 6.30 je uvedeno porovnání pracovních charakteristik získaných měřením (exp.) a numerickým výpočtem (CFD) při vybraných poměrech klidových tlaků a polohách hnačí trysky  $x_p \leq 3$  mm. Z Obr. 6.30a je zřejmé, že při poměru  $p_{01}/p_{02} = 2,03$  není dosaženo v celém rozsahu zvolených protitlaků kritického bodu a zachycena je tak pouze část podzvukových režimů. Aby bylo při tomto poměru tlaků dosaženo návrhových režimů, bylo by nutné vyšetřovat poměrné protitlaky menší než jedna, což nemá z praktického hlediska použití nadzvukových ejektorů význam, neboť účinnost ejektoru je záporná, viz vztah (2.10). Výsledky experimentu jsou poměrně v dobré shodě s numerickým výpočtem, a to především při nejmenší zkoumané poloze trysky  $x_p = 1$  mm.

Při vyšším poměru  $p_{01}/p_{02} = 3,06$  dochází k navýšení průtoku tryskou, což se při zanedbatelném nárůstu nasávaného množství projeví posunem celé charakteristiky směrem k nižším hodnotám ejekčního součinitele, viz Obr. 6.30b. Jak bylo již zmíněno v podkapitole 6.1, při experimentu bylo dosaženo návrhových režimů pouze při konfiguraci  $x_p = 1$  mm. Při tomto poměru klidových tlaků je hnaný proud aerodynamicky ucpán před směšovací komorou, viz zvukové čáry na Obr. 6.31. U pracovní charakteristiky získané z numerických výpočtů při  $x_p = 2$  mm je rovněž při nízkých poměrných protitlacích zachycena část odpovídající návrhovým režimům. Kritický poměrný protitlak se v těchto případech pohybuje v rozmezí hodnot 1,10 až 1,15.



Obr. 6.31: Zvukové čáry při  $p_{01}/p_{02} = 3,06$ ;  $x_p = 1 \text{ mm}$  a  $p_4/p_{02} = 1,05 \div 1,15$ .

Pracovní charakteristiky pro poměr  $p_{01}/p_{02} = 4,09$  jsou uvedeny na Obr. 6.30c. V tomto případě jsou charakteristiky ještě více posunuty směrem k nižším hodnotám ejekčního součinitele, ale oproti předchozímu případu je ejektor schopen pracovat v širším rozsahu protitlaků. Při polohách trysky  $x_p < 3 \text{ mm}$  lze identifikovat návrhovou část charakteristiky jak v případě experimentu, tak v případě numerického výpočtu. Při poloze trysky  $x_p = 3 \text{ mm}$  jsou znatelné rozdíly mezi experimentem a CFD, a to především v návrhové části charakteristiky a okolí kritického bodu. Návrhová oblast experimentálně získané charakteristiky je v porovnání s numericky získanou charakteristikou znatelně kratší a přechodová část, o které byla zmínka v předešlém textu, je naopak delší.

Obr. 6.30d zachycuje pracovní charakteristiky při poměru  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ . V tomto případě je při všech vyšetřovaných polohách trysky zřetelně zachycena oblast návrhových režimů při experimentu i numerickém výpočtu. Také pro tento poměr klidových tlaků lze při poloze trysky  $x_p = 3 \text{ mm}$  spatřit oblast přechodu mezi návrhovými a podzvukovými režimy u experimentálně získané charakteristiky.

Na základě výše uvedených výsledků lze konstatovat, že změnou polohy trysky lze v určitém rozsahu ovlivňovat jak nasávané množství ejektorem, tak hodnotu kritického protitlaku. Ukazuje se, že čím je parametr  $x_p$  větší, tím je větší i nasávané množství  $\dot{m}_2$ . Naproti tomu se zvyšujícím se  $x_p$  kritický protitlak mírně klesá nebo se nemění. Lze rovněž říci, že numerický výpočet má tendenci ve všech případech nadhodnocovat ejekční součinitel v návrhové oblasti charakteristiky a také kritický protitlak. Numerický výpočet v tomto případě předpovídá „ostřejší“ a kratší přechod mezi návrhovými a nenávrhovými režimy, což je v rozporu s výsledky disertační práce [81], kde je naopak získán ostřejší přechod při experimentu.

Obr. 6.30 ukazuje podobný trend, který byl pozorován při zkoumání nadzvukových ejektorů také jinými autory ([5], [20]). Jedná se o to, že se zvyšujícím se klidovým tlakem

hnacího proudu  $p_{01}$  se pracovní charakteristika posouvá směrem k nižším hodnotám ejekčního součinitele a oblast návrhových režimů charakteristiky se rozšiřuje. Tento trend byl rovněž objeven u více tryskového ejektoru v diplomové práci [3] a publikaci autora [A6].

Nyní bude na vybraných režimech ukázán vliv poměru klidových tlaků na proudění v celém ejektoru při neměnném poměrném protitlaku  $p_4/p_{02} = 1,21$  a poloze hnací trysky  $x_p = 3 \text{ mm}$ . Rozbor výsledků je zaměřen na pracovní režim ejektoru a aerodynamické ucpání hnaného či smíšeného proudu, a to ve formě izočár Machova čísla a zvukových čar doplněných o průběh tlaku na stěně ejektoru. Zkoumané režimy jsou vyznačeny na charakteristikách uvedených na Obr. 6.32.

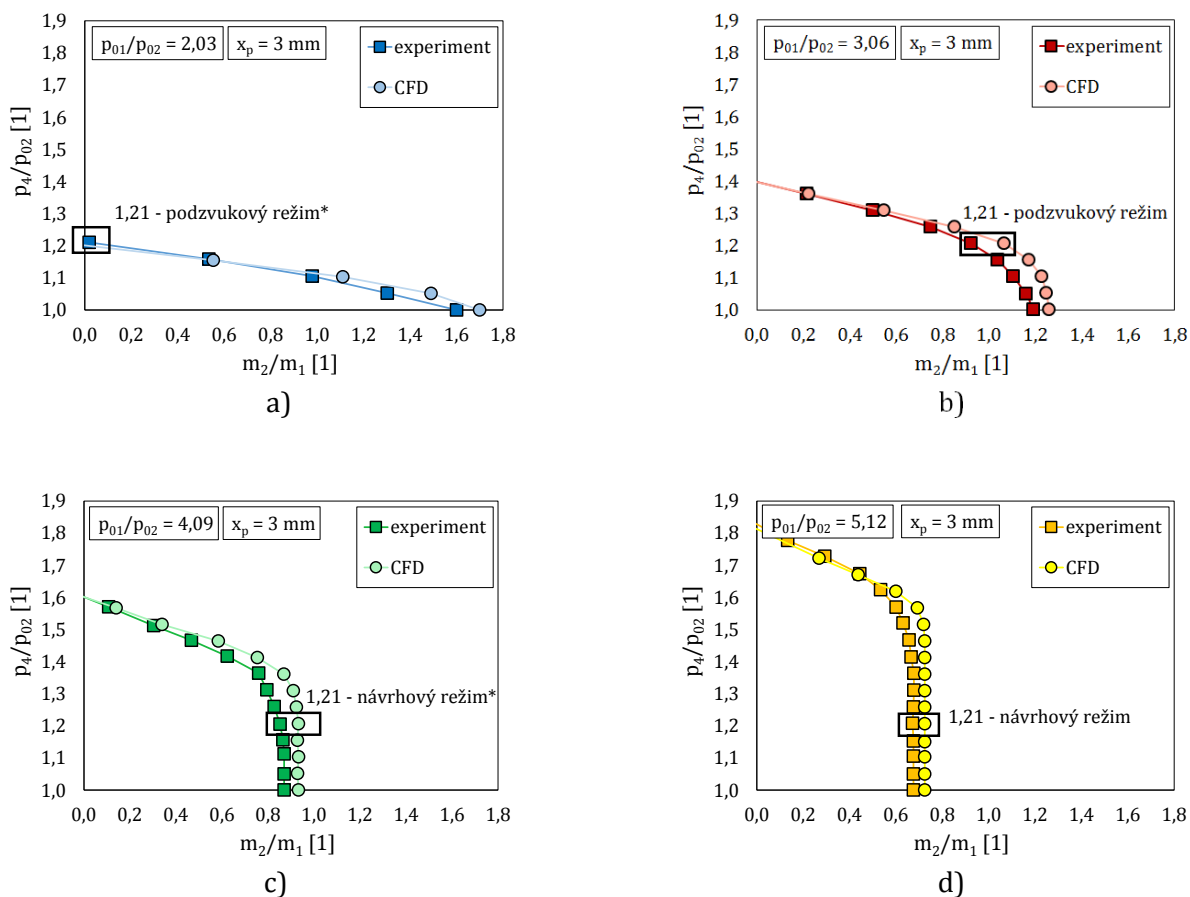
Na Obr. 6.33a je vidět, že supersonická oblast nezasahuje ani do vzdálenosti od osy odpovídající výstupnímu průměru hnací trysky. Při nastaveném protitlaku pracuje ejektor v režimu zpětného proudění (Obr. 6.32a) a poměrný tlak na stěně je po celé délce směšovací komory větší než jedna, viz Obr. 6.33e. Naměřený průběh tlaku je ve velice dobré shodě s numerickým výpočtem. Poměrně nízký klidový tlak hnacího proudu a příliš vysoký protitlak způsobují odtržení hnacího proudu od stěny přibližně v polovině rozšiřující se části trysky. Pro vzdálenosti  $x/d_{sk} > 1$  je v celém ejektoru podzvukové proudění.

Při vyšším poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 3,06$  se zvýší dosah nadzvukového hnacího proudu přibližně až do vzdálenosti  $x/d_{sk} \sim 8$ , viz Obr. 6.33b. I přesto, že dochází ke zvětšení supersonické oblasti v celém ejektoru, tak ani v tomto případě nemá nadzvukový hnací proud dostatečné množství energie, jenž by urychlilo hnaný proud do kritických rychlostí a ejektor pracuje v podzvukovém režimu, viz Obr. 6.32b.

Na průběhu statického tlaku na stěně uvedeném na Obr. 6.33e lze spatřit rozdíly v naměřených a numericky vypočtených hodnotách. Experimentálně získaný poměrný tlak na stěně je z velké části směšovací komory lehce pod hodnotou jedna, s výjimkou tří snímačů umístěných ve vzdálenosti  $x/d_{sk} = 6 \div 10$ . Numerický výpočet predikuje tlak menší než jedna po celé délce směšovací komory. Nižší tlak v případě CFD výpočtu znamená vyšší rychlost hnaného proudu, a tím i vyšší ejekční součinitel, což je v souladu s pracovními charakteristikami uvedenými na Obr. 6.32b.

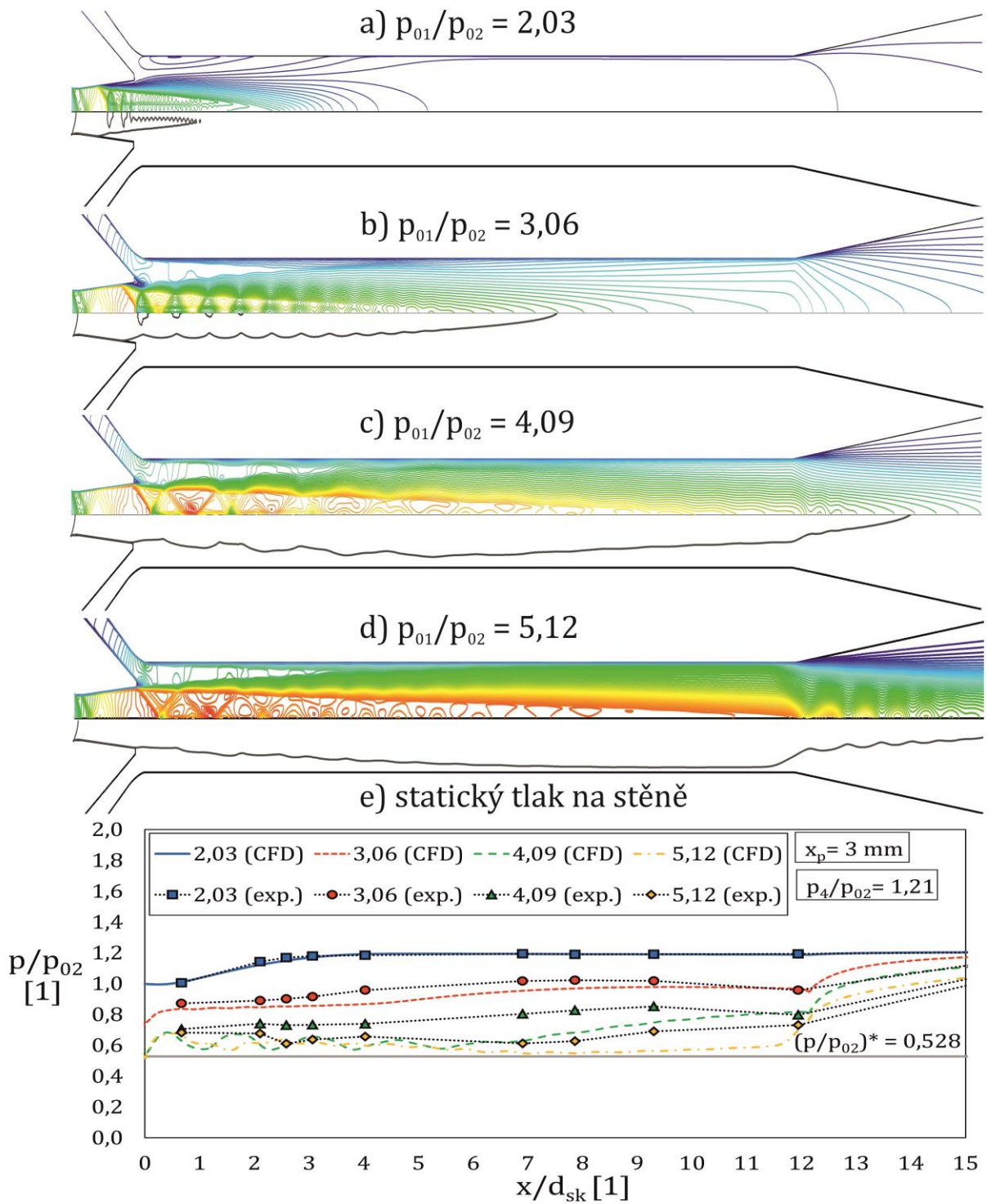
Při poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 4,09$  dosahuje supersonický hnací proud až na začátek difuzoru, viz Obr. 6.33c. Ejektor pracuje v návrhovém režimu, což potvrzuje i charakteristika uvedená na Obr. 6.32c. Jedná se o návrhový režim blízký kritickému bodu charakteristiky, kde nepatrné zvýšení protitlaku zřejmě způsobí pokles nasávaného množství ejektorem a přechod do podzvukových režimů. Naměřené výsledky naproti tomu naznačují, že se jedná o podzvukový režim velmi blízký kritickému bodu charakteristiky. Tento režim odpovídá přechodové oblasti zmíněné v podkapitole 6.1. Také při tomto poměru klidových tlaků má numerický výpočet tendenci v porovnání s experimentem nadhodnocovat ejekční součinitel a podhodnocovat tlak ve směšovací komoře. Poměrný statický tlak získaný z experimentu i numerického výpočtu je po celé délce směšovací komory pod hodnotou jedna.

Na Obr. 6.33d vidíme, že při poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  dochází k postupnému rozšiřování supersonické oblasti a celý ejektor jednoznačně pracuje v návrhovém režimu, viz Obr. 6.32d. Rozdíly v průběžích tlaku ve směšovací komoře jsou menší než v předešlém případě, ale i v tomto případě má numerický výpočet tendenci tlak uvnitř ejektoru nepatrně podhodnocovat.

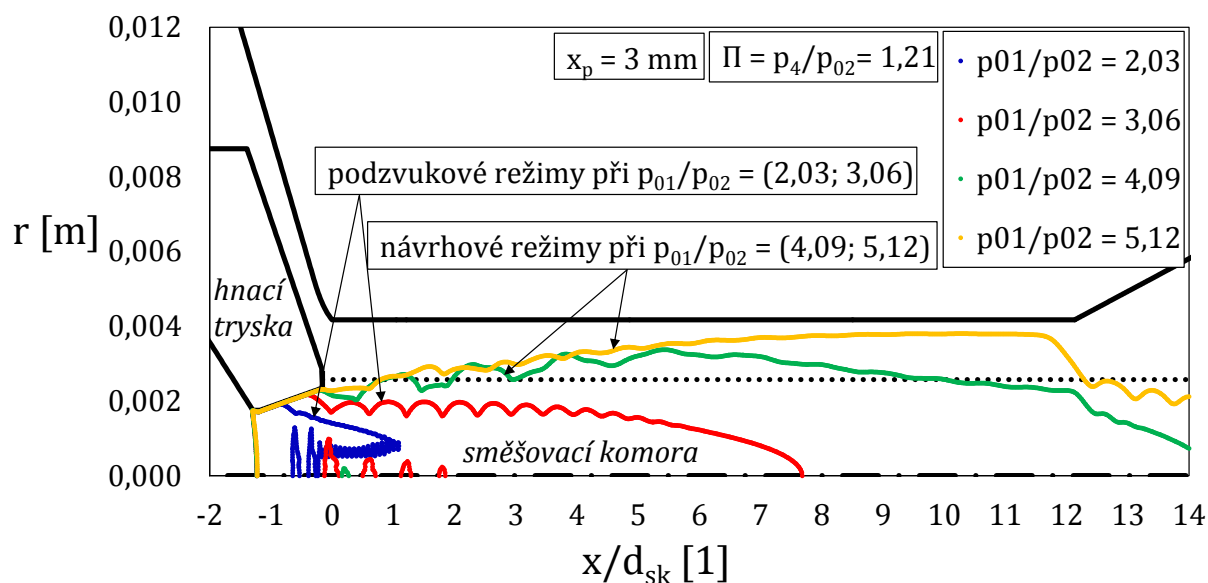


Obr. 6.32: Vliv poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02}$  na pracovní charakteristiku při  $x_p = 3$  mm; a)  $p_{01}/p_{02} = 2,03$ ; b)  $p_{01}/p_{02} = 3,06$ ; c)  $p_{01}/p_{02} = 4,09$ ; d)  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ .

Obr. 6.34 znázorňuje zvukové čáry pro všechny zkoumané hodnoty poměru klidových tlaků současně. Na obrázku je vidět, že supersonická oblast zasahuje do oblasti hnaného proudu jen pro poměry klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} \geq 4,09$ . V případě poměru  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  se zvuková čára postupně přibližuje stěně směšovací komory a jednoznačně se jedná o návrhový režim. Nicméně při poměru  $p_{01}/p_{02} = 4,09$  se zřejmě jedná o režim odpovídající začátku přechodu mezi návrhovými a nenávrhovými režimy, viz Obr. 6.32c. V případě nejnižších zkoumaných poměrů  $p_{01}/p_{02} = (2,03; 3,06)$  nezasahuje zvuková čára do oblasti hnaného proudu a aerodynamické ucpání ejektoru nenastává. Z příslušných charakteristik je patrné, že při poměru  $p_{01}/p_{02} = 3,06$  se jedná o podzvukový režim. Při poměru  $p_{01}/p_{02} = 2,03$  je zvuková čára vymezena pouze do oblasti hnací trysky a jejího okolí a ejektor pracuje v režimu zpětného proudění.



Obr. 6.33: Vliv poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02}$  na proudění v ejektoru ( $M = 0 \div 2,37$ ) při  $x_p = 3 \text{ mm}$  a  $p_4/p_{02} = 1,21$ ; a)  $p_{01}/p_{02} = 2,03$ ; b)  $p_{01}/p_{02} = 3,06$ ; c)  $p_{01}/p_{02} = 4,09$ ; d)  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ ; e) statický tlak na stěně.



Obr. 6.34: Vliv poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02}$  na zvukovou čáru při  $x_p = 3 \text{ mm}$  a  $p_4/p_{02} = 1,21$ ; podzvukové režimy -  $p_{01}/p_{02} = (2,03; 3,06)$ ; návrhové režimy -  $p_{01}/p_{02} = (4,09; 5,12)$ .

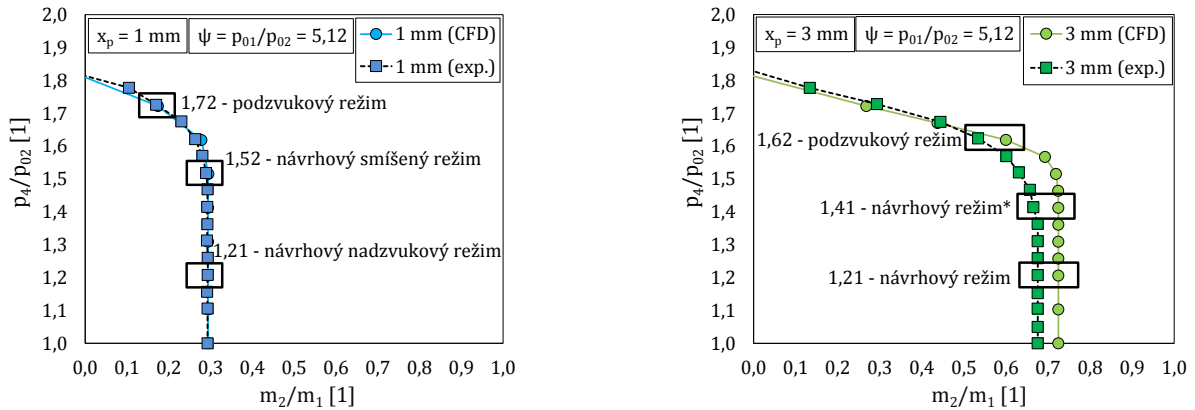
Je zřejmé, že zvyšováním klidového tlaku hnacího proudu lze docílit nižších statických tlaků především ve směšovací komoře ejektoru. Na uvedených výsledcích je patrný nesoulad průběhu tlaku na stěně směšovací komory mezi experimentem a numerickým výpočtem. Rozdíly se zvětšují s narůstajícím klidovým tlakem hnacího proudu  $p_{01}$ , kdy se expanze hnacího proudu stává výraznější. Naproti tomu v difuzoru jsou tlakové průběhy téměř totožné a odchylky jsou minimální, což do jisté míry souvisí s předepsanou okrajovou podmínkou tlaku na výstupu.

Na základě výše uvedených výsledků lze říci, že největší rozdíly mezi výsledky experimentu a numerického výpočtu jsou v okolí kritického bodu charakteristiky. Obecně lze konstatovat, že numerický výpočet má tendenci nadhodnocovat jak ejekční součinitel (především v návrhové oblasti charakteristiky), tak kritický protitlak.

## 6.5 Rozbor proudění v ejektoru při různém poměrném protitlaku

V této části je studován vliv poměrného protitlaku na proudění v ejektoru při malých a velkých vzdálenostech hnací trysky od směšovací komory. Pro podrobnější rozbor jsou vybrány varianty, které jsou z hlediska aerodynamického ucpání v ejektoru nejzajímavější. Z předchozích podkapitol vyplývá, že návrhových režimů bylo dosaženo jak experimentálně tak numericky pouze pro poměry klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = (4,09; 5,12)$ , přičemž pro detailnější výzkum v této části byl vybrán vyšší poměr.

Obr. 6.35 uvádí naměřené a numericky vypočtené charakteristiky pro jednu malou ( $x_p = 1 \text{ mm}$ ) a jednu velkou ( $x_p = 3 \text{ mm}$ ) polohu hnací trysky při poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  včetně vyznačení podrobně vyšetřovaných režimů.



Obr. 6.35: Vyšetřované režimy při malých (vlevo) a velkých (vpravo) polohách hnací trysky a poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ .

Pro malé  $x_p$  je dosahováno vynikající shody numerického výpočtu s experimentem. To může být mimo jiné způsobeno tím, že ucpání hnaného proudu je v tomto případě vymezeno použitou geometrií a případ je obdobný výpočtu průtoku hnací tryskou, kde je rovněž dosahováno dobré shody s naměřenými hodnotami.

Pro velké  $x_p$  jsou patrné značné rozdíly v ejekčním součiniteli téměř v celém rozsahu protitlaků, což je způsobeno především rozdíly hmotnostního toku hnaného proudu. Hodnota kritického protitlaku je v případě CFD charakteristiky vyšší. Rozdíly mezi ejekčním součinitelem z experimentu a numerického výpočtu se s rostoucím protitlakem zmenšují. Numerický výpočet má tendenci v návrhové oblasti ejekční součinitel nadhodnocovat a v podzvukové oblasti naopak mírně podhodnocovat.

Zaměřme se nyní na kritické body charakteristik uvedených na Obr. 6.35 vpravo. Přechod mezi návrhovými a podzvukovými režimy je ostřejší v případě CFD simulací. Ve všech zkoumaných případech při  $x_p \geq 3$  mm se ukazuje, že hodnoty kritického protitlaku a nasávaného množství v návrhovém režimu získané z CFD výpočtu jsou vyšší než hodnota zjištěná experimentálně, tj. platí  $(p_4^*)_{CFD} > (p_4^*)_{exp}$  a  $(\dot{m}_2^*)_{CFD} > (\dot{m}_2^*)_{exp}$ .

Na charakteristikách uvedených na Obr. 6.35 jsou vyznačeny pracovní režimy, kterým je věnována větší pozornost v následujícím textu.

Při poloze trysky  $x_p = 1$  mm (Obr. 6.35 vlevo) byly vybrány dva návrhové režimy ( $p_4/p_{02} = 1,21; 1,52$ ) a jeden režim podzvukový,  $p_4/p_{02} = 1,72$ . Návrhové režimy se liší tím, že zatímco v prvním případě dochází ke směšování dvou nadzvukových proudů (návrhový nadzvukový režim), tak v druhém případě se směšuje nadzvukový hnací proud s podzvukovým proudem hnaným (návrhový smíšený režim). Hnaný proud v tomto případě přechází z nadzvukového do podzvukového proudění ještě před odtokovou hranou hnací trysky. Obdobné pojmenování návrhových režimů je uvedeno rovněž v práci V. Dvořáka [82].

Při poloze trysky  $x_p = 3$  mm (Obr. 6.35 vpravo) byly vyšetřovány dva návrhové režimy ( $p_4/p_{02} = 1,21; 1,41$ ) a jeden režim podzvukový,  $p_4/p_{02} = 1,62$ . Návrhové režimy se liší především strukturou proudění ve druhé polovině směšovací komory. Režim při



poměrném protitlaku  $p_4/p_{02} = 1,41$  označený symbolem „\*“ odpovídá návrhové části charakteristiky numericky vypočtené a podzvukové části charakteristiky získané měřením.

### 6.5.1 Vliv protitlaku při malých polohách hnací trysky

Na Obr. 6.36 jsou uvedeny izočáry Machova čísla v rozsahu  $0 \div 4,19$ , zvukové čáry a průběhy tlaku na stěně pro režimy uvedené na Obr. 6.35 vlevo. Hnací proud je ve všech případech nadzvukový, avšak struktura proudu za tryskou se liší. Hnací proud za tryskou je silně ovlivňován proudem hnaným a dosah supersonické oblasti se se zvyšujícím se protitlakem snižuje.

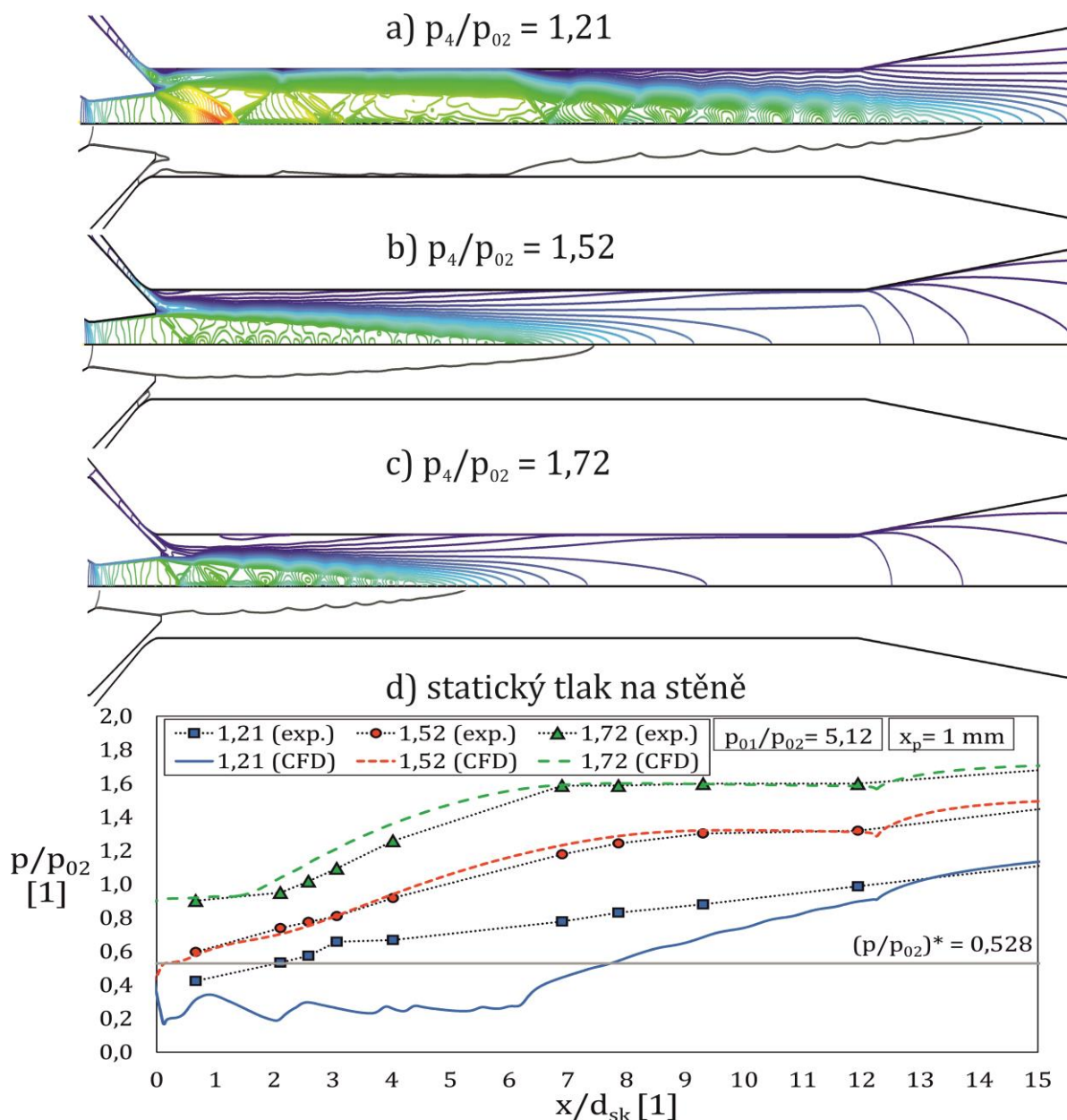
Je zřejmé, že v hnacím proudu nedochází k přechodu z nadzvukového proudění do podzvukového skokem v jedné rázové vlně, jak předpokládají analytické metody výpočtu, ale v několika po sobě následujících rázových vlnách různé intenzity. Tato posloupnost v jádru hnacího proudu je někdy též souhrnně označována jako pseudorázová vlna. V literatuře se také objevuje anglické označení „shock train“. Více informací o tomto jevu lze nalézt v publikaci autorů Matsuo et al. [83]. Celkový vzrůst statického tlaku vlivem několika po sobě jdoucích rázových vln může být v porovnání se vzrůstem v jediné rázové vlně až o 20 % menší, viz R. Dvořák [84], což může hrát významnou roli v přesnosti analytických metod výpočtu.

Obr. 6.36a zachycuje návrhový nadzvukový režim, kdy dochází k interakci dvou nadzvukových proudů ve směšovací komoře. Z kontur Machova čísla můžeme vidět, že při tomto režimu je dosahováno nejvyšších rychlostí v ejektoru ze všech zkoumaných režimů při této poloze trysky. V hnaném proudu dochází nejdříve k urychlení do nadzvukových rychlostí ještě před vstupem do směšovací komory a následuje kompresní oblast, ve které je proud zpomalen. Šikmé rázové vlny šířící se hnacím proudem dále v ejektoru postupně slábnou, až vlivem disipativních procesů zcela vymizí. Proud je v celém průřezu podzvukový teprve v difuzoru.

Na Obr. 6.36a jsou zachycena celkem tři místa odtržení proudu od stěny ejektoru. Při prvních dvou odtržení dochází k opětovnému přilnutí proudu ke stěně. První odtržení je způsobeno ostrým přechodem mezi sací částí ejektoru a směšovací komorou ve vzdálenosti  $x/d_{sk} \sim 0$ . Druhé odtržení je přibližně ve vzdálenosti  $x/d_{sk} \sim 2$  a je způsobeno dopadem odražených rázových vln. K poslednímu odtržení dochází přibližně v polovině směšovací komory ( $x/d_{sk} \sim 6$ ) a je dáno příliš vysokým protitlakem, jenž způsobí přechod nadzvukového proudu do podzvukového v soustavě rozvětvených rázových vln, viz pseudorázová vlna [84].

Pro návrhový nadzvukový režim při protitlaku  $p_4/p_{02} = 1,21$  jsou na průběhu tlaku na stěně vidět po celé délce směšovací komory poměrně značné rozdíly mezi numerickým výpočtem a experimentem, viz Obr. 6.36d. Experimentálně získanému průběhu odpovídá vyšší tlak ve směšovací komoře. Při pohledu na pracovní charakteristiku uvedenou na Obr. 6.35 vlevo vidíme, že je v hnaném proudu dosahováno kritických podmínek. Na nadzvukový hnaný proud lze usuzovat rovněž z průběhu tlaku na stěně při experimentu, avšak proudění se pravděpodobně stává podzvukové blíže hnací trysce, než ukazují výsledky numerického výpočtu. Na průběhu tlaku z numerického výpočtu vidíme, že

poměrný tlak se udržuje pod hodnotou izoentropického kritického poměru v celé první polovině směšovací komory a od vzdálenosti odpovídající odtržení proudu na stěně vlivem pseudorázové vlny tlak mírně narůstá. Struktura nadzvukového proudu je v rozmezí konfigurací hnačí trysky  $x_p < 3 \text{ mm}$  poměrně dosti citlivá na jejím nastavení.



Obr. 6.36: Vliv poměrného protitlaku  $p_4/p_{02}$  na proudění v ejektoru ( $M = 0 \div 4,19$ ) při  $x_p = 1 \text{ mm}$  a  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ ; a)  $p_4/p_{02} = 1,21$ ; b)  $p_4/p_{02} = 1,52$ ; c)  $p_4/p_{02} = 1,72$ ; d) statický tlak na stěně.

Obr. 6.36b zachycuje při poměrném protitlaku  $p_4/p_{02} = 1,52$  návrhový smíšený režim, kdy se jedná o interakci nadzvukového hnačího proudu s podzvukovým proudem hnaným. Nasávané množství hnaného proudu je stejné jako u předchozího režimu, viz Obr. 6.35

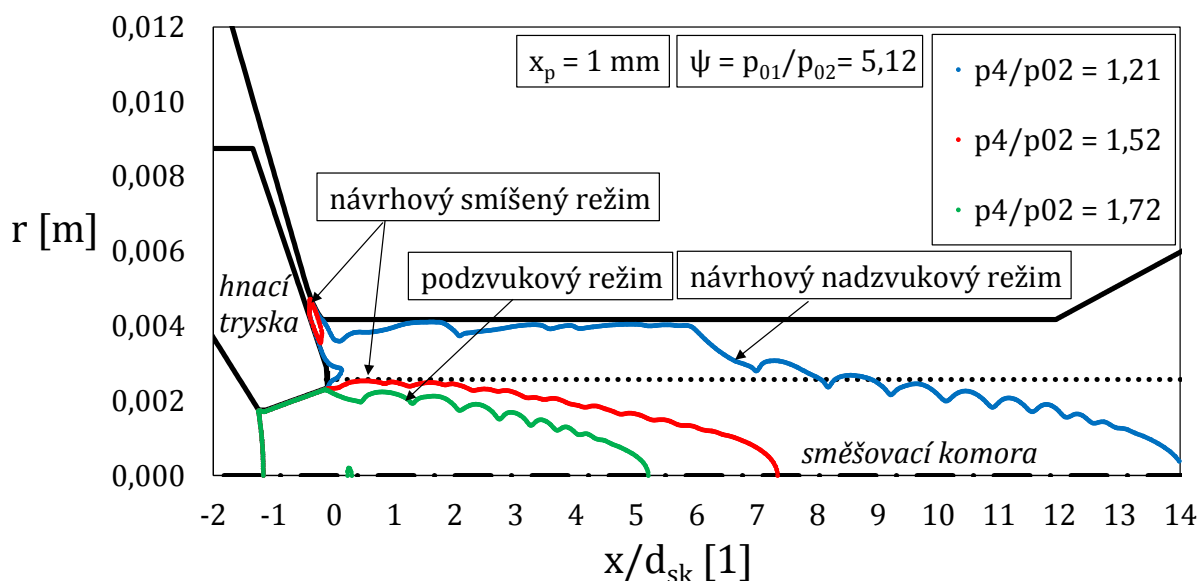
vlevo. Dochází-li k ucpání hnaného proudu před směšovací komorou, tak návrhovým smíšeným režimům vždy odpovídají vyšší poměrné protitlaky než návrhovým nadzvukovým režimům. Zvýšení protitlaku způsobí posunutí celé oblasti pseudorázové vlny blíže hnací trysce, čímž je narušena supersonická struktura hnacího proudu. Na obrázku je vidět seškrčení hnacího proudu a zúžení jeho supersonické oblasti, která je oddělena od supersonické oblasti hnaného proudu. V hnaném proudu je stále dosahováno nadzvukových rychlostí, avšak supersonická oblast se nyní nachází v úzké oblasti sací části před směšovací komorou a k přechodu do podzvukových rychlostí dochází ještě před odtokovou hranou hnací trysky, viz Obr. 6.36b. Také v tomto případě je hnaný proud odtržen od stěny směšovací komory vlivem ostrého přechodu na jejím začátku.

Na průběhu tlaku při poměrném protitlaku  $p_4/p_{02} = 1,52$  (Obr. 6.36d) lze vidět velmi dobrou shodu numerického výpočtu s experimentem po celé délce směšovací komory. Tlak vlivem směšování obou proudů pozvolně roste. V místě, kde dosahuje tlak maxima lze považovat směšování proudů za ukončené a dále po proudu dochází k poklesu tlaku vlivem tření smíšeného proudu o stěnu ejektoru.

Podzvukový režim při poměrném protitlaku  $p_4/p_{02} = 1,72$  je zachycen na Obr. 6.36c. V tomto případě se jedná o interakci nadzvukového hnacího proudu s hnaným proudem, který je podzvukový v celém ejektoru. Navýšení protitlaku způsobilo další zpomalení především hnaného proudu tak, že nedochází k aerodynamickému ucpání. Supersonická oblast je omezena na hnací proud a od vzdálenosti  $x/d_{sk} \sim 5$  je proudění v celém ejektoru podzvukové.

Průběh tlaku při poměrném protitlaku  $p_4/p_{02} = 1,72$  uvedený na Obr. 6.36d je v dobré shodě výsledků numerického výpočtu a experimentu, s výjimkou drobných odchylek v rozmezí vzdálenosti  $x/d_{sk} = 2 \div 4$ , kde je naměřený tlak o něco nižší.

Obr. 6.37 zobrazuje zvukové čáry všech tří vyšetřovaných režimů při poloze trysky  $x_p = 1 \text{ mm}$ . Návrhový nadzvukový režim ( $p_4/p_{02} = 1,21$ ) se vyznačuje souvislou supersonickou oblastí mezi hnacím a hnaným proudem a zvuková čára zasahuje až ke stěně směšovací komory. Odchýlení zvukové čáry od stěny je patrné až přibližně v polovině komory ve vzdálenosti  $x/d_{sk} \sim 6$ , což odpovídá již zmíněnému odtržení proudu. Návrhový smíšený režim ( $p_4/p_{02} = 1,52$ ) je význačný oddělenými supersonickými oblastmi hnacího a hnaného proudu a zvuková čára příslušející hnacímu proudu nezasahuje do oblasti hnaného proudu. Pro oba návrhové režimy je dosaženo aerodynamického ucpání v hnaném proudu před směšovací komorou ve stejném místě a hmotnostní tok nasávaného vzduchu ejektorem dosahuje maximální hodnoty, viz Obr. 6.35 vlevo. Připomeňme, že většina používaných analytických metod uvažuje ucpání ve směšovací komoře. Zvuková čára podzvukového režimu ( $p_4/p_{02} = 1,72$ ) je omezena pouze na oblast hnacího proudu a nedochází ke kritickému proudění v hnaném proudu. Pro všechny vyšetřované režimy při poloze  $x_p = 1 \text{ mm}$  je vzájemné překrytí zvukových čar pouze v hnací trysce a sací části ejektoru.



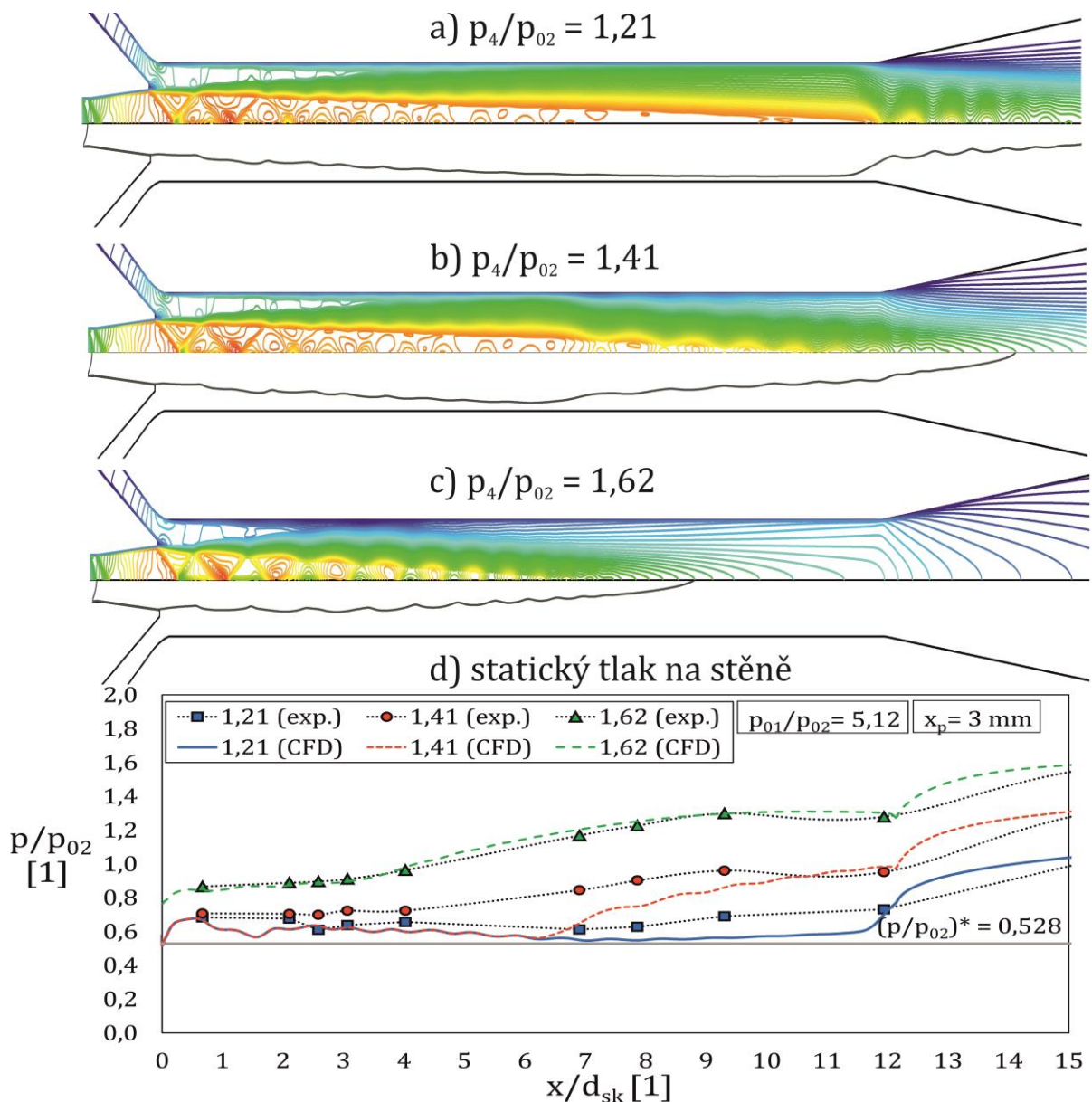
Obr. 6.37: Vliv poměrného protitlaku  $p_4/p_{02}$  na zvukovou čáru při  $x_p = 1 \text{ mm}$  a  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ ; návrhové režimy -  $p_4/p_{02} = (1,21; 1,52)$ ; podzvukový režim -  $p_4/p_{02} = 1,72$ .

### 6.5.2 Vliv protitlaku při velkých polohách hnací trysky

Pro podrobnější studium vlivu protitlaku při velkých vzdálenostech hnací trysky od směšovací komory byla vybrána varianta při poloze trysky  $x_p = 3 \text{ mm}$  a poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ .

Na Obr. 6.38 je vidět, že hnací proud je ve všech případech přeexpandovaný. Struktura obou proudů ve směšovací komoře je v porovnání s malými polohami trysky odlišná. Nadzvukový hnací proud je ovlivňován proudem hnaným, ve kterém dochází ke kritickému proudění zřejmě až ve směšovací komoře. S rostoucím protitlakem se zkracuje dosah supersonické oblasti a pseudorázová vlna se posouvá směrem k odtokové hraně hnací trysky.

Obr. 6.38a a Obr. 6.38b zachycují návrhové režimy, kdy ve směšovací komoře dochází k interakci nadzvukového hnacího proudu s podzvukovým proudem hnaným, který je podél smykové vrstvy obou proudů postupně urychlován až do kritických rychlostí. Na konturách Machova čísla můžeme pozorovat, že mezi oběma režimy není v první polovině směšovací komory ( $x/d_{sk} \leq 6$ ) prakticky žádný rozdíl. To se také potvrzuje na numericky vypočtených průbězích tlaku na stěně, které se v této oblasti vzájemně překrývají, viz Obr. 6.38d. V případě experimentu je vzájemné překrytí průběhů kratší, přibližně do vzdálenosti  $x/d_{sk} \sim 2$ . Supersonická oblast se ve směšovací komoře postupně rozšiřuje, čímž se zvuková čára blíží stěně komory. Proudění přechází v celém průřezu ejektoru do podzvukového teprve v difuzoru, přičemž návrhový režim odpovídající nižšímu protitlaku se vyznačuje delším dosahem supersonické oblasti hnacího proudu. Lze říci, že nyní se struktura proudění v ejektoru mění s rostoucím protitlakem výrazně méně, než při konfiguraci  $x_p = 1 \text{ mm}$ .



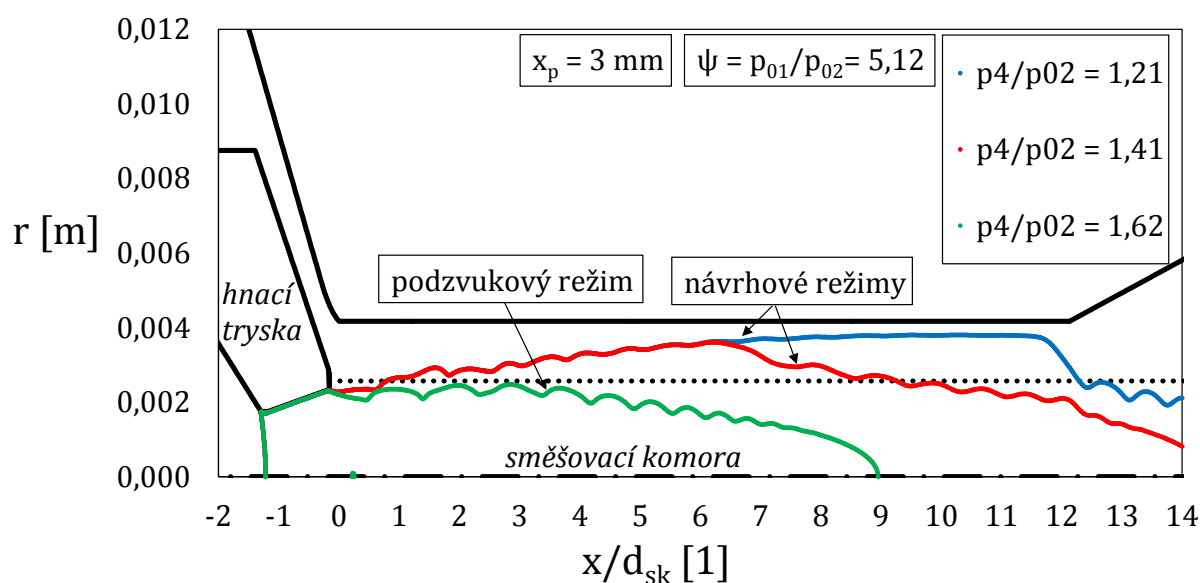
Obr. 6.38: Vliv poměrného protitlaku  $p_4/p_{02}$  na proudění v ejektoru ( $M = 0 \div 2,36$ ) při  $x_p = 3$  mm a  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ ; a)  $p_4/p_{02} = 1,21$ ; b)  $p_4/p_{02} = 1,41$ ; c)  $p_4/p_{02} = 1,62$ ; d) statický tlak na stěně.

Na průbězích poměrného tlaku na stěně na Obr. 6.38d lze spatřit drobné rozdíly mezi numerickým výpočtem a experimentem pro oba návrhové režimy,  $p_4/p_{02} = (1,21; 1,41)$ . Tak jako v případě polohy trysky  $x_p = 1$  mm, tak i zde je naměřený tlak v porovnání s numerickými daty vyšší po celé délce směšovací komory. Numericky vypočtený tlak je mírně nad hodnotou izoentropického kritického poměru v celé první polovině směšovací komory. V případě návrhového režimu při nižším protitlaku začíná tlak významně narůstat až v difuzoru. Pro návrhový režim při vyšším protitlaku dochází k nárůstu tlaku přibližně v polovině směšovací komory ( $x/d_{sk} \sim 6$ ). Struktura nadzvukového proudu není v rozmezí polohy hnací trysky  $x_p \geq 3$  mm tolik citlivá na konkrétním nastavení trysky.

Podzvukový režim při poloze trysky  $x_p = 3 \text{ mm}$  a protitlaku  $p_4/p_{02} = 1,62$  je zachycen na Obr. 6.38c. Navýšení protitlaku způsobí ještě větší zpomalení obou proudů a zúžení supersonické oblasti, která je nyní přítomna pouze v hnacím proudě. Režim je podobný podzvukovému režimu při poloze trysky  $x_p = 1 \text{ mm}$ , avšak vzhledem k nižšímu protitlaku je nyní dosah hnacího proudu delší. Od souřadnice  $x/d_{sk} \sim 9$  je proudění v celém průřezu ejektoru podzvukové.

Naměřený průběh tlaku podzvukového režimu při protitlaku  $p_4/p_{02} = 1,62$  se velmi dobře shoduje s numerickým výpočtem v celém ejektoru, viz Obr. 6.38d. Tlak ve směšovací komoře se do vzdálenosti  $x/d_{sk} \sim 3$  takřka nemění a od této vzdálenosti mírně narůstá. Směšování lze považovat za ukončené přibližně ve vzdálenosti  $x/d_{sk} \sim 9$  a další nárůst tlaku je patrný až v difuzoru. Pokles tlaku smíšeného proudu vlivem tření o stěnu je více zřejmý při experimentu.

Na průbězích tlaku na stěně obou návrhových režimů jsou patrné odlišnosti mezi experimentem a CFD výpočtem. Největší rozdíly lze opět spatřit v oblasti směšovací komory. Naproti tomu v difuzoru a výstupní části ejektoru jsou naměřené hodnoty téměř totožné s numerickým výpočtem, což bylo již zdůvodněno dříve.



Obr. 6.39: Vliv poměrného protitlaku  $p_4/p_{02}$  na zvukovou čáru při  $x_p = 3 \text{ mm}$  a  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ ; návrhové režimy -  $p_4/p_{02} = (1,21; 1,41)$ ; podzvukový režim -  $p_4/p_{02} = 1,62$ .

Obr. 6.39 zobrazuje zvukové čáry pro tři výše uvedené režimy. Obě čáry odpovídající návrhovým režimům  $p_4/p_{02} = (1,21; 1,41)$  se do vzdálenosti  $x/d_{sk} \sim 6$  ve směšovací komoře překrývají. V obou případech zasahuje zvuková čára do oblasti vymezené hnaným proudem, průtok ejektorem dosahuje maximální hodnoty (viz Obr. 6.35 vpravo) a sací výkon ejektoru je omezen. Návrhový režim při protitlaku  $p_4/p_{02} = 1,21$  se vyznačuje souvislou supersonickou oblastí mezi hnacím a hnaným proudem a zvuková čára zasahuje téměř až ke stěně směšovací komory. Podobný průběh zvukové čáry lze pozorovat také pro návrhový režim při protitlaku  $p_4/p_{02} = 1,41$ , kde dochází k odchýlení od zvukové čáry

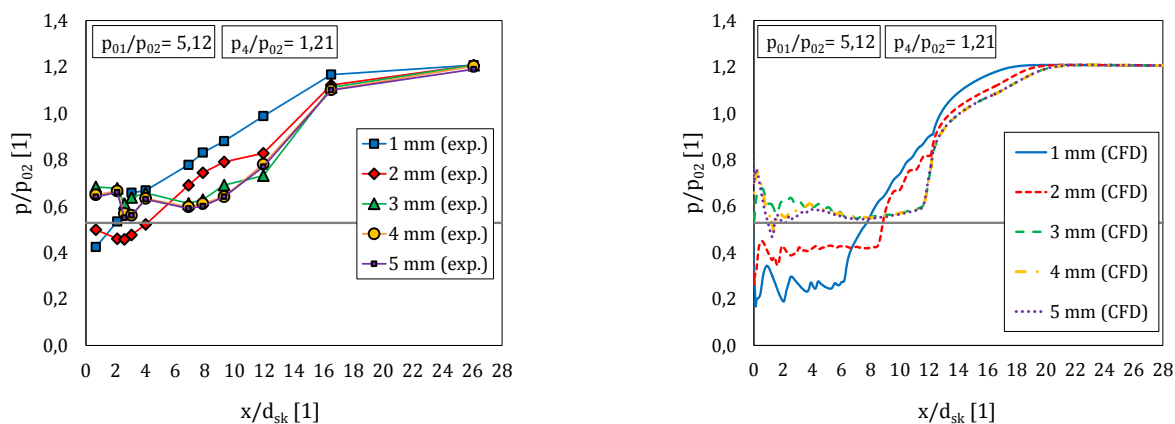
předešlého režimu přibližně v polovině komory ( $x/d_{sk} \sim 6$ ). Můžeme vidět, že nedochází k vytvoření kritického fiktivního průřezu, jak předpokládají autoři Fabri a Siestrunck [13]. U obou návrhových režimů je dosaženo aerodynamického ucpání ve směšovací komoře a je zřejmě správnější mluvit o ucpání celkového proudu, tak jak to předpokládá Bernstein et al. [36] nebo Lamberts et al. [37]. Zvuková čára podzvukového režimu při protitlaku  $p_4/p_{02} = 1,62$  je omezena pouze na oblast hnacího proudu a nedochází ke kritickému proudění hnaného ani celkového proudu. Je vidět, že se zvyšujícím se protitlakem se oblast vzájemného překrytí zvukových čar zmenšuje a při podzvukovém režimu je překrytí pouze v hnací trysce.

## 6.6 Rozbor proudění v ejektoru při různých polohách hnací trysky

Výsledky pro různé vzdálenosti hnací trysky od směšovací komory byly již částečně prezentovány na experimentálně získaných datech v podkapitole 6.1. Nyní bude ukázán vliv polohy hnací trysky na proudění v ejektoru s využitím numerických dat včetně porovnání s experimentem, přičemž pozornost bude věnována pouze návrhovým režimům.

### 6.6.1 Vliv polohy hnací trysky na proudění v ejektoru

Na Obr. 6.40 lze vidět, že při polohách hnací trysky  $x_p \geq 3 \text{ mm}$  je tlak na stěně ejektoru téměř totožný a významnější rozdíly lze nalézt především v první polovině směšovací komory.



Obr. 6.40: Vliv polohy hnací trysky  $x_p$  na tlak na stěně ejektoru při  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  a  $p_4/p_{02} = 1,21$ ; experiment (vlevo) a numerický výpočet (vpravo).

V další části bude podrobněji rozebrán vliv vzdálenosti hnací trysky od směšovací komory na proudění v ejektoru a aerodynamické ucpání hnaného proudu pro pět vybraných poloh trysky (Obr. 6.41 a Obr. 6.42).

Na Obr. 6.41a jsou uvedeny výsledky při nejmenší studované poloze trysky,  $x_p = 1 \text{ mm}$ . Proudění v ejektoru při této konfiguraci bylo již podrobně popsáno v podkapitole 6.5.1, a tak se jím nebudeme v této části zabývat a navážeme na již provedený rozbor.

Obr. 6.41b ukazuje, že nastavením hnací trysky do vzdálenosti  $x_p = 2 \text{ mm}$  dochází ke zpomalení hnaného proudu v sací části na kratší vzdálenosti. Oblast hnacího proudu je vlivem většího nasávaného množství zúžena, což má vliv na průběh smykové vrstvy mezi oběma proudy. Navíc mají nyní šikmé rázové vlny v blízkosti hnací trysky větší úhel a jsou intenzivnější v porovnání s předchozí variantou při  $x_p = 1 \text{ mm}$ .

Na Obr. 6.41b jsou rovněž viditelná místa odtržení, jejichž důvod vzniku byl již objasněn dříve pro případ  $x_p = 1 \text{ mm}$ . V případě vzdálenosti trysky  $x_p = 2 \text{ mm}$  jsou jednotlivá odtržení méně patrná a vysunutí hnací trysky ven ze směšovací komory má na odtržení proudu příznivý účinek, jelikož odtržení proudu potlačuje. Dále je vidět, že poslední místo odtržení proudu od stěny (pseudorázová vlna) se pro vyšší  $x_p$  posouvá ve směšovací komoře směrem k difuzoru.

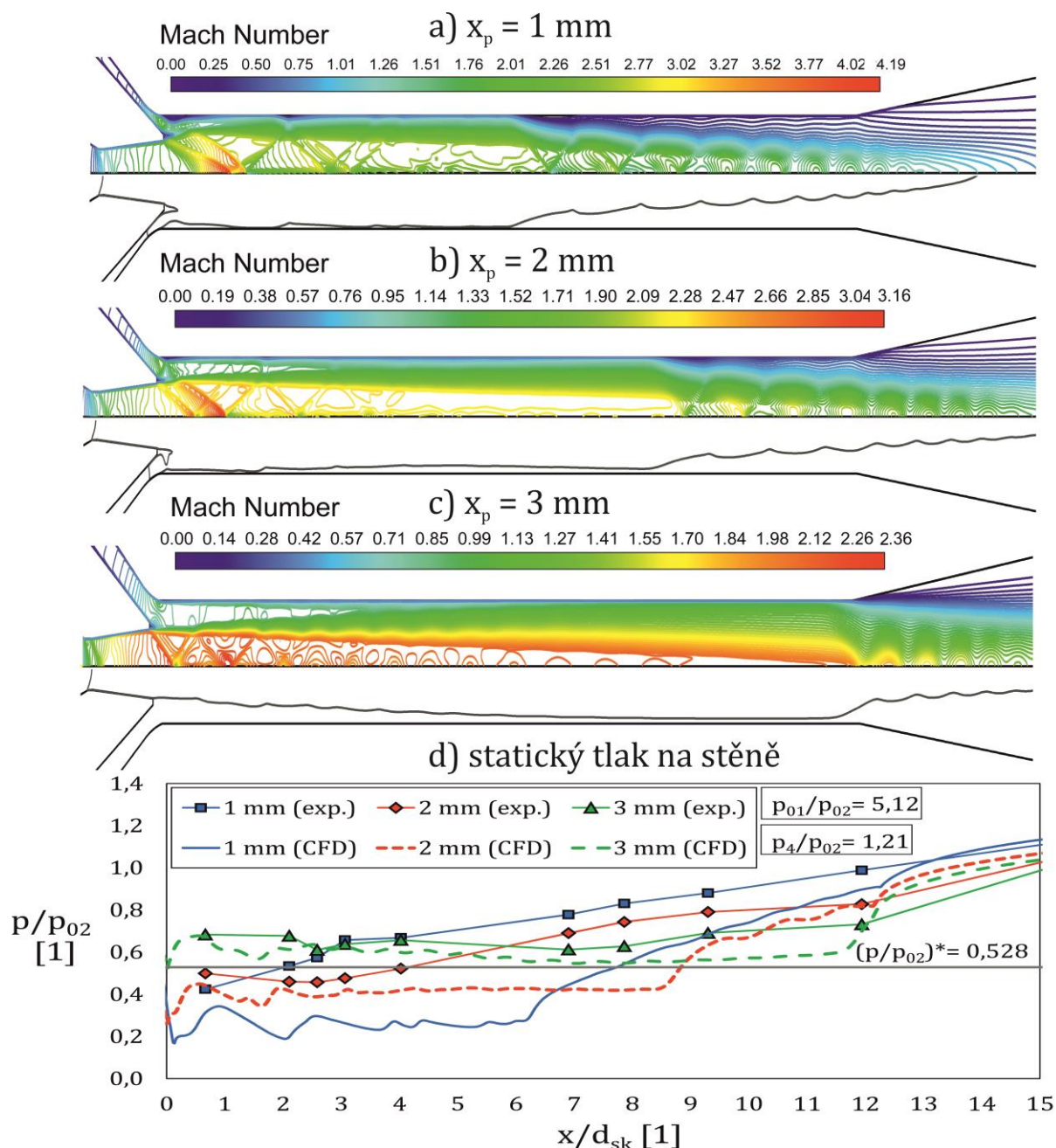
Poloha hnací trysky má významný vliv na vzájemnou interakci proudů v těsné blízkosti odtokové hrany trysky a na strukturu proudového pole, jenž je tvořena rázovými, kompresními a expanzními vlnami. Změna vzdálenosti hnací trysky od směšovací komory má vliv na odklon obou proudů, což souvisí se snahou plynule vyrovnat tlaky v obou proudech za vzniku smykové vrstvy.

U všech vyšetřovaných konfigurací při poloze trysky  $x_p < 3 \text{ mm}$  se potvrzuje, že k aerodynamickému ucpání hnaného proudu dochází před vstupem do směšovací komory, viz Obr. 6.41. Pro malé  $x_p$  je supersonická oblast roztažena do prostoru hnaného proudu v první polovině komory. Je vidět, že při vzdálenosti trysky  $x_p = 1 \text{ mm}$  je kritický průřez menší než při poloze  $x_p = 2 \text{ mm}$ .

Vysunutím trysky do vzdálenosti  $x_p = 3 \text{ mm}$  zanikají kritické podmínky v hnaném proudu před směšovací komorou, viz Obr. 6.41c. Zvuková čára proniká do pomyslné oblasti hnaného proudu postupně od vzdálenosti  $x/d_{sk} \sim 1$  a zasahuje do více než poloviny průřezu prostoru hnaného proudu od souřadnice  $x/d_{sk} \sim 4$ . Nicméně v porovnání se zvukovými čarami při malých vzdálenostech trysky, místo aerodynamického ucpání není jednoznačně identifikovatelné a pravděpodobně dochází k ucpání celkového proudu.

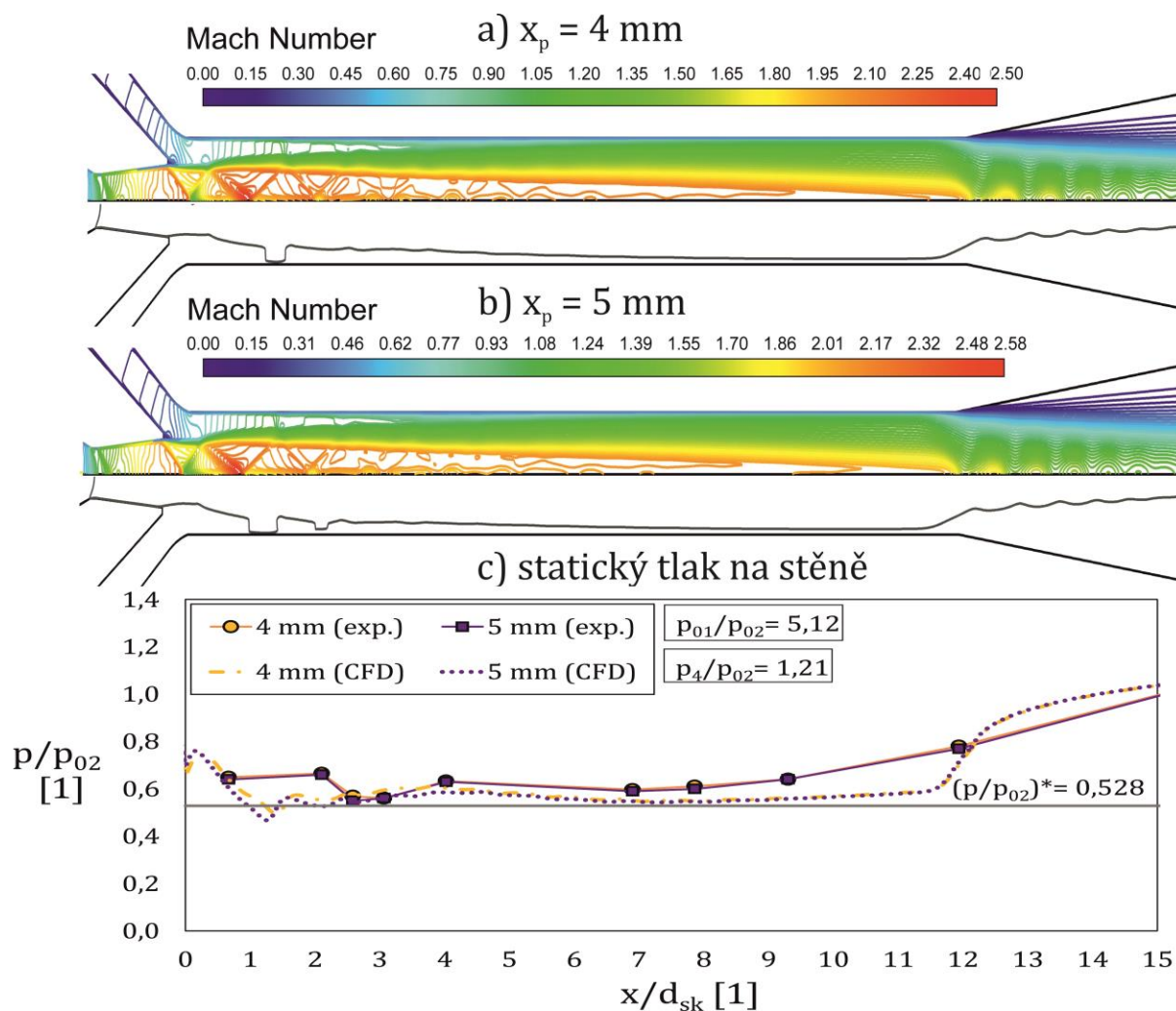
Pro zbývající konfigurace trysky,  $x_p = 4 \text{ mm}$  a  $x_p = 5 \text{ mm}$ , je tomu zřejmě jinak. U obou případů zasahuje zvukové čára významně do oblasti hnaného proudu již ve vzdálenosti  $x/d_{sk} \sim 1$ , což se projevuje poklesem poměrného tlaku pod hodnotu izoentropického kritického poměru, viz Obr. 6.42c. V tomto místě zřejmě dochází k ucpání hnaného proudu a dokonce je proud od tohoto místa na vzdálenosti odpovídající přibližně polovině průměru komory nadzvukový. Dále po proudu hnaný proud téměř izoentropicky zpomaluje do podzvukových rychlostí.





Obr. 6.41: Vliv polohy hnací trysky na proudění v ejektoru při  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  a  $p_4/p_{02} = 1,21$ ; a)  $x_p = 1$  mm; b)  $x_p = 2$  mm; c)  $x_p = 3$  mm; d) statický tlak na stěně.

Při konfiguraci trysky  $x_p = 5$  mm je za prvním kritickým místem patrné opětovné urychlení proudu až na rychlost zvuku a lze předpokládat vytvoření dalšího kritického průřezu ve vzdálenosti  $x/d_{sk} \sim 2$ . Nicméně s maximálním sacím výkonem ejektoru souvisí první kritický průřez, který je při této konfiguraci blíže začátku směšovací komory než při poloze  $x_p = 4$  mm. Přibližně od poloviny směšovací komory jsou zvukové čáry při  $x_p \geq 3$  mm prakticky totožné a vzájemně se překrývají. Také zde lze pozorovat již dříve zmíněnou souvislost mezi zvukovou čarou a statickým tlakem na stěně.



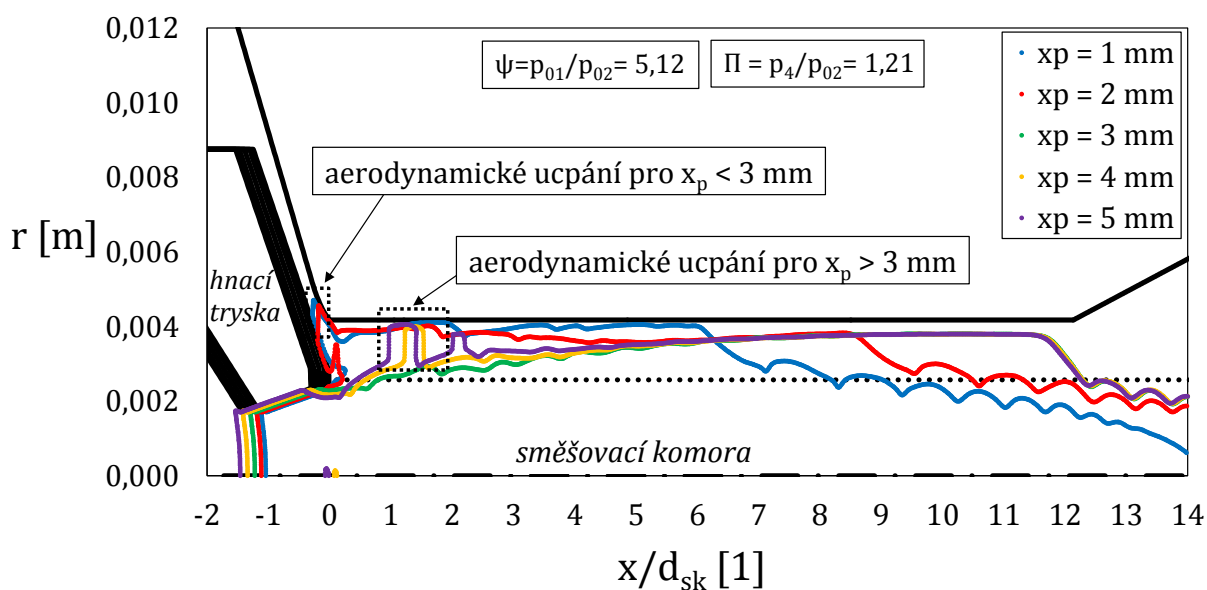
Obr. 6.42: Vliv polohy hnací trysky na proudění v ejektoru při  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  a  $p_4/p_{02} = 1,21$ ; a)  $x_p = 4 \text{ mm}$ ; b)  $x_p = 5 \text{ mm}$ ; c) statický tlak na stěně.

Obr. 6.43 zobrazuje současně zvukové čáry pro všechny výše uvedené geometrické konfigurace. Ve všech případech se jedná o návrhový režim, nicméně kritický průřez hnaného proudu je poměrně značně závislý na poloze hnací trysky. Obě zvukové čáry odpovídající malým polohám trysky ( $x_p < 3 \text{ mm}$ ) jsou roztaženy až ke stěně ejektoru a supersonické oblasti zaujímají většinu prostoru především v první polovině směšovací komory. Návrhovému režimu při poloze trysky  $x_p = 1 \text{ mm}$  odpovídá menší kritický průřez hnaného proudu a k aerodynamickému ucpání dochází o něco blíže hnanému vstupu.

Obdobný průběh zvukové čáry lze pozorovat také pro návrhový režim při poloze trysky  $x_p = 2 \text{ mm}$ . Při této konfiguraci je viditelný větší dosah supersonické oblasti ke stěně v druhé polovině směšovací komory. U konfigurace s polohou trysky  $x_p = 3 \text{ mm}$  je aerodynamického ucpání dosaženo ve směšovací komoře pravděpodobně mechanismem popsaným v podkapitole 2.5.2 nebo práci Lamberts et al. [37]. Zvuková čára tohoto režimu proniká do oblasti hnaného proudu postupně a poloha kritického místa z ní není jednoznačně identifikovatelná.

Pro polohy trysky  $x_p > 3 \text{ mm}$  je tvar zvukové čáry odlišný. V obou případech je zřejmý kritický průřez v oblasti hnaného proudu přibližně ve vzdálenosti  $x/d_{sk} \sim 1$ . Pro konfiguraci  $x_p = 5 \text{ mm}$  je kritický průřez blíže hnací trysce v porovnání s variantou  $x_p = 4 \text{ mm}$ .

Všechny konfigurace při velkých polohách trysky ( $x_p \geq 3 \text{ mm}$ ) se navzájem liší zvukovými čarami především v první polovině směšovací komory. Ve druhé polovině komory nejsou významné rozdíly a čáry téměř splývají. U těchto variant lze předpokládat, že vzdálenost, při které nastává v hnaném proudu kritické proudění blíže hnací trysce, odpovídá kritickému místu. I když nelze jednoznačně určit velikost kritického průřezu hnaného proudu pouze ze zvukových čar, lze předpokládat, že jeho velikost nebude větší než  $A_{sk} - A_v$ .



Obr. 6.43: Vliv polohy hnací trysky na zvukovou čáru při  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  a  $p_4/p_{02} = 1,21$ .

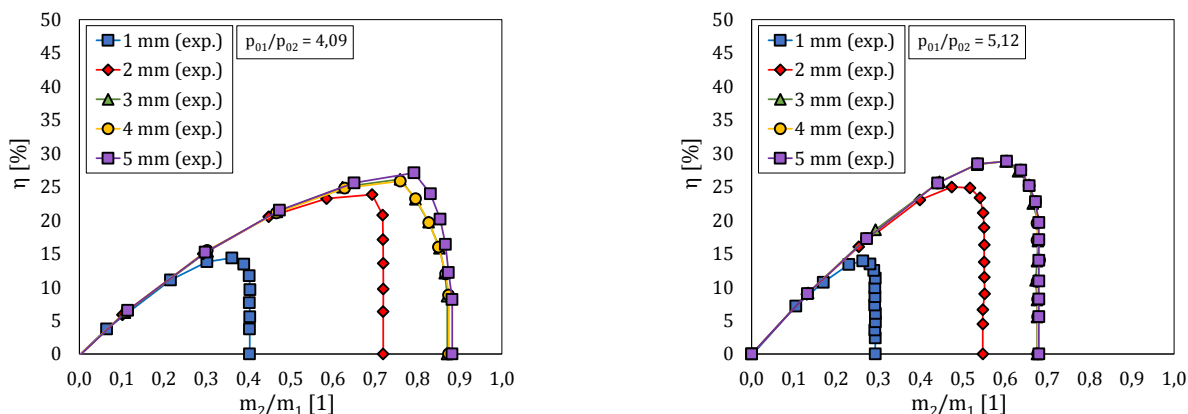
Pracovní charakteristiky bohužel neposkytují žádnou informaci o místě, kde k aerodynamickému ucpání dochází. Jakékoliv dvě charakteristiky se tedy můžou zdát na první pohled totožné, avšak ke kritickému proudění v hnaném proudu může docházet v jiné části ejektoru. Pro konfigurace trysky  $x_p \geq 3 \text{ mm}$  se ukazuje, že průtok ejektorem není na parametru  $x_p$  závislý, i když mechanismus aerodynamického ucpání se zřejmě liší.

## 6.6.2 Vliv polohy hnací trysky na účinnost ejektoru

Na Obr. 6.44 jsou uvedeny průběhy účinnosti pro vyšetřované polohy trysky a poměry klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = (4,09; 5,12)$ . Vysunutím trysky směrem ven ze směšovací komory narůstá ejekční poměr i účinnost ejektoru.

Maximum účinnosti každé geometrické konfigurace neodpovídá maximálnímu ejekčnímu součiniteli. Při poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 4,09$  a konfiguracích trysky  $x_p \geq 3 \text{ mm}$  je patrná značná závislost nasávaného množství na velikosti protitlaku v okolí kritického

bodu charakteristiky, viz Obr. 6.44 vlevo. V této oblasti dochází při zvýšení protitlaku k poklesu nasávaného množství ejektorem, zatímco účinnost ejektoru narůstá. Při poměru tlaků  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  je tato oblast viditelně menší, viz Obr. 6.44 vpravo. Ukazuje se, že při stálých provozních podmínkách lze nastavením trysky do určité vzdálenosti od směšovací komory významně měnit účinnost nadzvukového ejektoru.



Obr. 6.44: Průběh účinnosti ejektoru získané z experimentu pro vyšetřované geometrické konfigurace trysky při  $p_{01}/p_{02} = 4,09$  (vlevo) a  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  (vpravo).

### 6.6.3 Odchytky mezi experimentem a numerickým výpočtem

V předchozích podkapitolách bylo ukázáno, že numerická simulace má tendenci při konfiguracích trysky  $x_p \geq 3 \text{ mm}$  predikovat jak vyšší ejekční součinitel (nasávaného množství ejektorem), tak vyšší kritický protitlak. S tím jsou spojeny nižší hodnoty statického tlaku na stěně ejektoru při numerickém výpočtu. Rozdíly mezi ejekčním poměrem získaným z experimentu a numerických výpočtů byly již studovány na podobném ejektoru a jsou uvedeny v publikaci autora [A7].

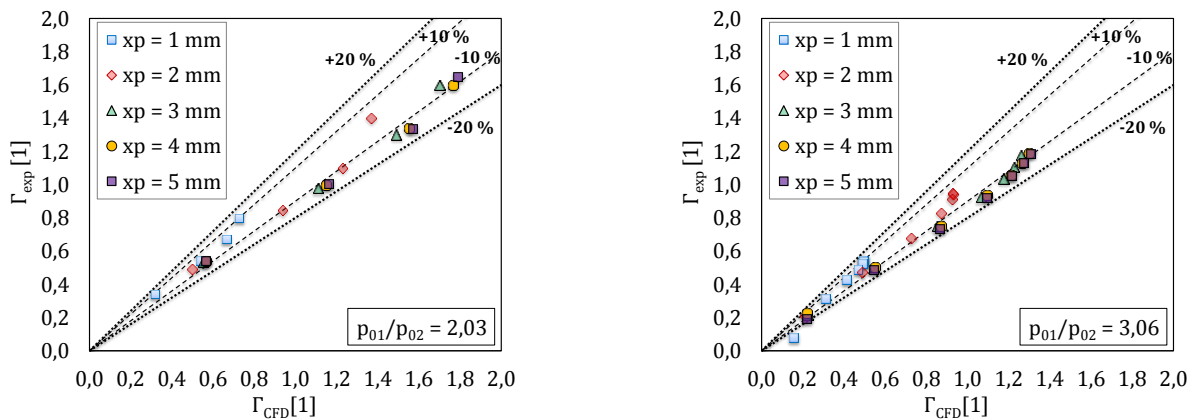
Z uvedených výsledků je zřejmé, že nastavením hnací trysky do určité pozice lze ovlivňovat jak nasávané množství ejektorem, tak v některých případech i kritický protitlak. To bylo potvrzeno experimenty i numerickými simulacemi. Například v práci autorů Chonga et al. [32] nebyla závislost kritického protitlaku na poloze trysky zjištěna. V uvedené práci je studován nadzvukový ejektor odlišné geometrie, není proveden podrobnější rozbor z hlediska aerodynamického ucpání a ve všech zkoumaných případech dochází k ucpání zřejmě až na konci směšovací komory.

Na Obr. 6.45 a Obr. 6.46 jsou uvedeny relativní rozdíly ejekčního součinitele získaného z experimentu a 2D numerického výpočtu při všech vyšetřovaných polohách hnací trysky a poměrech klidových tlaků. Relativní odchylka byla určena ze vztahu

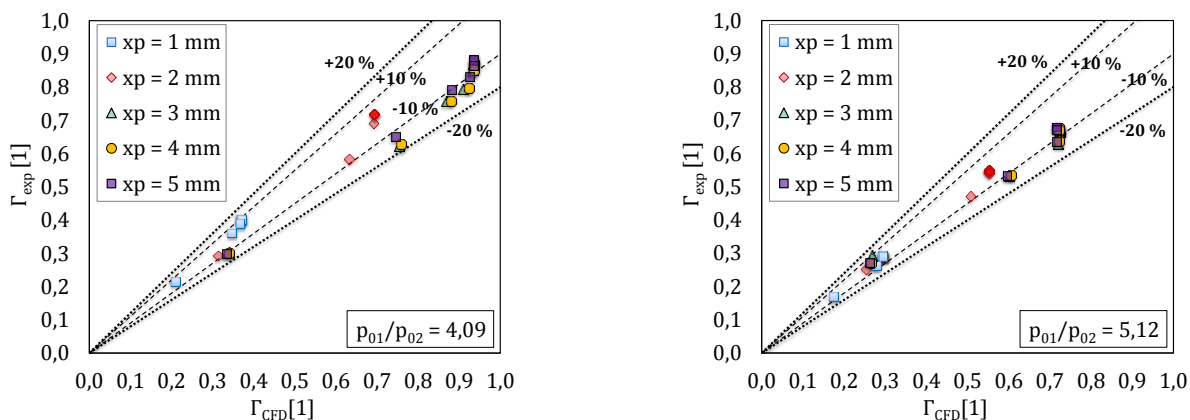
$$\Delta_R = \frac{\Gamma_{exp} - \Gamma_{CFD}}{\Gamma_{exp}}, \quad (6.1)$$

kde  $\Gamma_{exp}$  a  $\Gamma_{CFD}$  značí ejekční součinitel získaný z měření, resp. numerického výpočtu.

Ve všech případech s výjimkou poměru  $p_{01}/p_{02} = 3,06$  a  $x_p = 1$  mm při vysokých protitlácích jsou rozdíly mezi experimentem a CFD výpočtem v toleranci  $\pm 20$  %. Je vidět, že numerický výpočet má tendenci ejekční součinitel nadhodnocovat zejména v návrhových režimech, které jsou v diagramech umístěny více vpravo.



Obr. 6.45: Relativní odchylky ejekčního součinitele získaného numerickým výpočtem (CFD) a měřením (experiment) pro vyšetřované  $x_p$  při  $p_{01}/p_{02} = 2,03$  (vlevo) a  $p_{01}/p_{02} = 3,06$  (vpravo).



Obr. 6.46: Relativní odchylky ejekčního součinitele získaného numerickým výpočtem (CFD) a měřením (experiment) pro vyšetřované  $x_p$  při  $p_{01}/p_{02} = 4,09$  (vlevo) a  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  (vpravo).

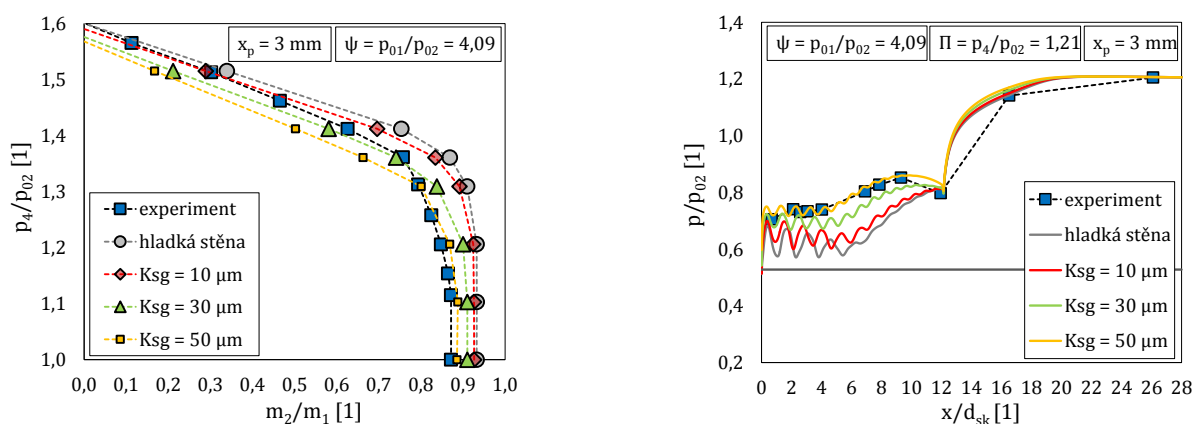
Při polohách trysky  $x_p < 3$  mm, kdy dochází k aerodynamickému ucpání hnaného proudu před vstupem do směšovací komory, je ejekční součinitel i kritický protitlak získaný z experimentu téměř totožný s výsledky numerických výpočtů. V případech, kdy dochází k aerodynamickému ucpání ve směšovací komoře, tj. při  $x_p \geq 3$  mm jsou rozdíly mezi výsledky numerických simulací a experimentu větší.

V podkapitole 6.2 bylo ukázáno, že na konečné výsledky mohou mít vliv rovněž použitý model turbulence či vícerozměrné jevy. V další části bude ukázán vliv dalšího, obzvláště důležitého faktoru u ejektorů malých rozměrů, a tím je drsnost vnitřních stěn ejektoru.

## 6.7 Rozbor proudění v ejektoru při uvažování drsnosti stěn

V předcházejících podkapitolách byly v některých případech vidět značné rozdíly mezi naměřenými a numerickými daty. Dříve uvedené numerické výpočty byly provedeny pro hydraulicky hladké stěny ejektoru, tj. s parametrem  $K_{sg} = 0 \mu m$  (viz podkapitola 4.4). Nesrovnalosti byly pozorovatelné jak u pracovních charakteristik, tak i v průbězích statického tlaku na stěně ejektoru. Na pracovních charakteristikách bylo ukázáno, že numerický výpočet má problémy predikovat přechod mezi návrhovými a nenávrhovými režimy. Navíc bylo zjištěno, že i když jsou pracovní charakteristiky v dobré shodě, statický tlak na stěně se může poměrně značně lišit (viz podkapitola 6.2.3).

Obr. 6.47 ukazuje vliv drsnosti stěny na pracovní charakteristiku a průběh statického tlaku na stěně ejektoru při provozních podmínkách  $p_{01}/p_{02} = 4,09$ ;  $p_4/p_{02} = 1,21$  a geometrické konfiguraci  $x_p = 3 mm$ .



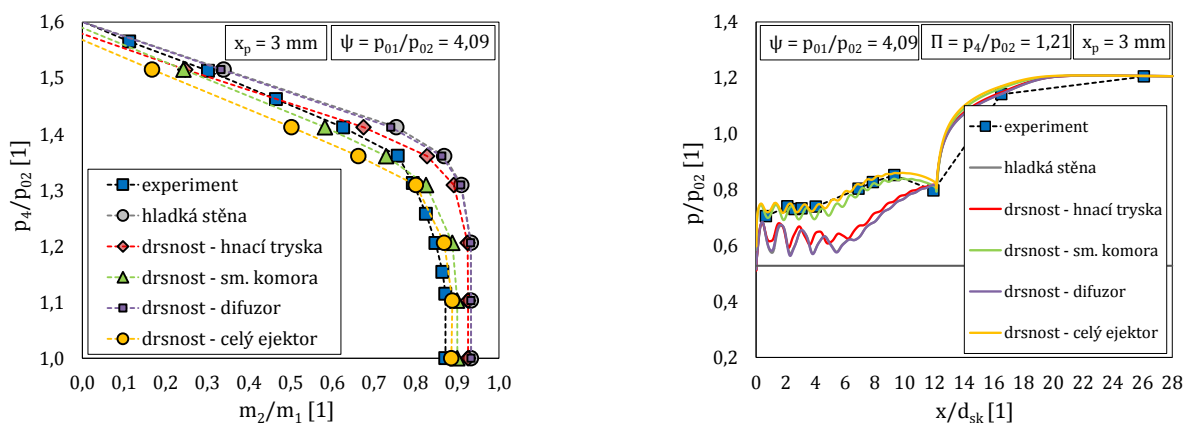
Obr. 6.47: Vliv drsnosti stěny na pracovní charakteristiku (vlevo) a na statický tlak na stěně (vpravo).

Drsnost je při výpočtu zohledněna pomocí parametru  $K_{sg}$  na všech pevných stěnách ejektoru včetně hnací trysky. Z obrázku je vidět, že nastavení parametru na hodnotu  $K_{sg} = 10 \mu m$  má vliv na snížení ejekčního součinitele především v podzvukové části charakteristiky. Účinek drsnosti je rovněž vidět na průbězích tlaku na stěně na Obr. 6.47 vpravo pro hladkou a drsnou stěnu při  $K_{sg} = 10 \mu m$ , kde drsné stěně odpovídá nepatrně vyšší tlak.

Pro větší hodnoty drsnosti ( $K_{sg} = 30 \mu m$ ;  $K_{sg} = 50 \mu m$ ) je patrný pokles ejekčního součinitele v celém rozsahu protitlaků, přičemž relativní posun směrem k nižším hodnotám ejekčního poměru není konstantní, nýbrž s rostoucím protitlakem narůstá. Výsledkem při  $K_{sg} = 50 \mu m$  je velmi dobrá shoda numerického výpočtu s experimentem v oblasti návrhových režimů a podhodnocené hodnoty z numerických výpočtů v oblasti

podzvukových režimů. Rovněž svým tvarem se tato pracovní charakteristika více podobá naměřené charakteristice. Zvýšení drsnosti způsobuje posun tlakových průběhů směrem k vyšším hodnotám, což je také v souladu s experimenty, viz Obr. 6.47 vpravo.

Obr. 6.48 demonstruje vliv drsnosti ( $K_{sg} = 50 \mu\text{m}$ ) v různých částech ejektoru na pracovní charakteristiku a poměrný tlak na stěně ejektoru.



Obr. 6.48: Vliv drsnosti stěny jednotlivých částí ejektoru na pracovní charakteristiku (vlevo) a na statický tlak na stěně (vpravo).

Je zřejmé, že mezi případem, kdy je uvažována drsnost pouze na stěně směšovací komory a případem, kdy je uvažována drsnost v celém ejektoru, jsou významnější rozdíly především v podzvukové části charakteristiky. Drsnost stěny difuzoru nemá na konečné výsledky téměř žádný vliv v celém rozsahu charakteristiky a drsnost vnitřní stěny hnací trysky se na výsledcích začíná významně projevovat až v podzvukové části charakteristiky. Zahrnutí drsnosti na stěně směšovací komory má tedy na konečné výsledky největší vliv.

V další části jsou prezentovány výsledky experimentu a numerických simulací při uvažování drsnosti na všech pevných stěnách výpočetního modelu ejektoru.

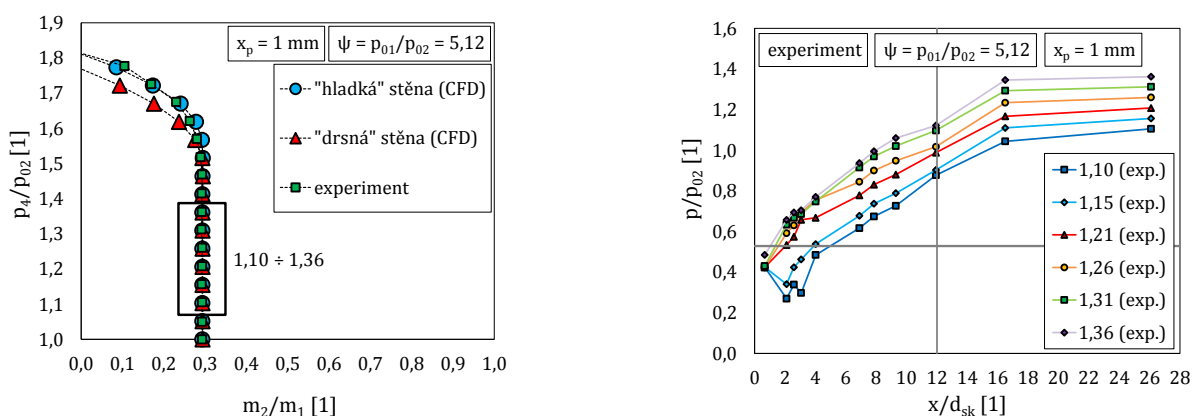
Jak lze vidět na průbězích uvedených na Obr. 6.47, tak při protitlaku  $p_4/p_{02} = 1,21$  predikuje numerický výpočet s hladkou stěnou a drsnou stěnou při  $K_{sg} = 10 \mu\text{m}$  stále návrhový režim s aerodynamickým ucpáním v ejektoru. Nicméně při drsnosti  $K_{sg} = 10 \mu\text{m}$  je maximální nasávané množství do ejektoru nepatrně nižší. Naproti tomu oba případy při  $K_{sg} = (30; 50) \mu\text{m}$  zachycují podzvukové režimy, kde k aerodynamickému ucpání v ejektoru nedochází. Tyto případy korespondují s výsledky experimentu, přičemž případ při drsnosti stěny  $K_{sg} = 50 \mu\text{m}$  je s experimentem v největší shodě, především v návrhové části charakteristiky. Rovněž průběh tlaku na stěně při této drsnosti odpovídá naměřenému průběhu.

Přepočteme-li hodnotu umělé drsnosti  $K_{sg} = 50 \mu\text{m}$  na střední aritmetickou drsnost pomocí vztahu (4.26), dostaneme hodnotu  $Ra \sim 4,5$ , která se liší od předepsané hodnoty drsnosti na výrobním výkrese  $Ra \sim 3,2$ . Použití vztahu (4.27) dává hodnotu  $Ra \sim 8,5$ , což

je ještě větší rozdíl oproti předepsané drsnosti. Zde je ovšem nutné poznamenat, že v rámci této práce nebylo provedeno měření drsnosti žádným profilometrem po vyrobení součásti. Navíc vztahy (4.26) a (4.27) obsahují konstanty, jejichž určení je zatíženo poměrně velkou nejistotou [70].

### 6.7.1 Vliv drsnosti stěny při malých polohách hnací trysky

V této části jsou porovnány výsledky měření a numerických výpočtů při různé drsnosti stěny pro malé polohy hnací trysky, u nichž bylo dříve zjištěno, že k aerodynamickému ucpání dochází ještě před směšovací komorou (viz podkapitoly 6.5 a 6.6). Pro detailnější rozbor byla vybrána varianta při  $x_p = 1 \text{ mm}$  a  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ .

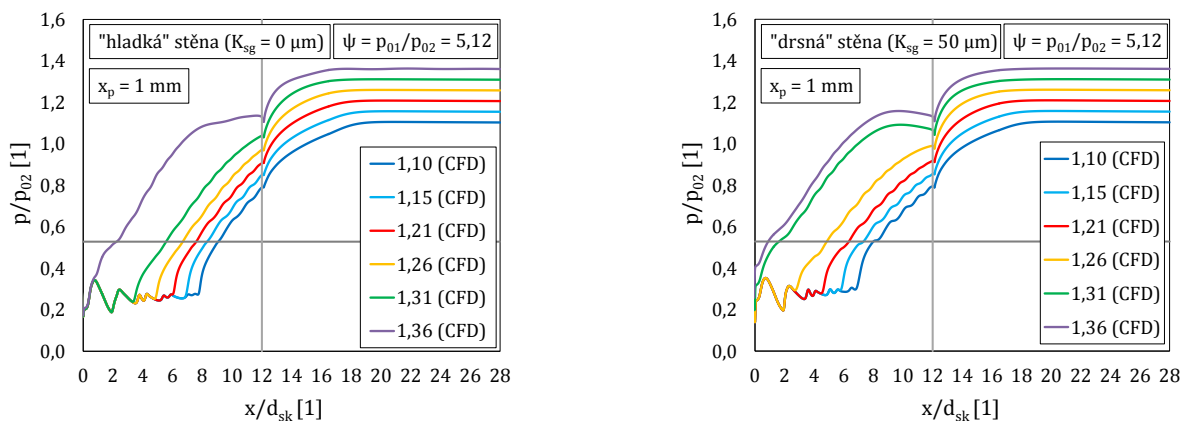


Obr. 6.49: Pracovní charakteristiky získané z experimentu a numerických simulací (vlevo) a statický tlak na stěně z experimentu (vpravo) při  $x_p = 1 \text{ mm}$  a  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ .

Na Obr. 6.49 jsou uvedeny pracovní charakteristiky získané z experimentu a numerických výpočtů pro hladkou a drsnou stěnu při  $K_{sg} = 50 \mu\text{m}$  a naměřené průběhy tlaku na stěně odpovídající návrhovým režimům vyznačeným na charakteristice.

Na Obr. 6.49 vlevo je vidět, že uvažování drsnosti při výpočtu nemá na ejekční součinitel v návrhové části téměř žádný vliv a charakteristiky se vzájemně překrývají. To však neplatí pro kritický protitlak, kde uvažování drsnosti způsobí jeho pokles, oblast návrhových režimů je zmenšena a k přechodu do podzvukových režimů dochází při nižším poměrném protitlaku, což je v souladu s experimentem. Nicméně závislost nasávaného množství na protitlaku je pro experiment a numerický výpočet s drsnou stěnou v podzvukové části odlišná. Numerický výpočet s drsnou stěnou v této části nasávané množství a ejekční součinitel podhodnocuje.

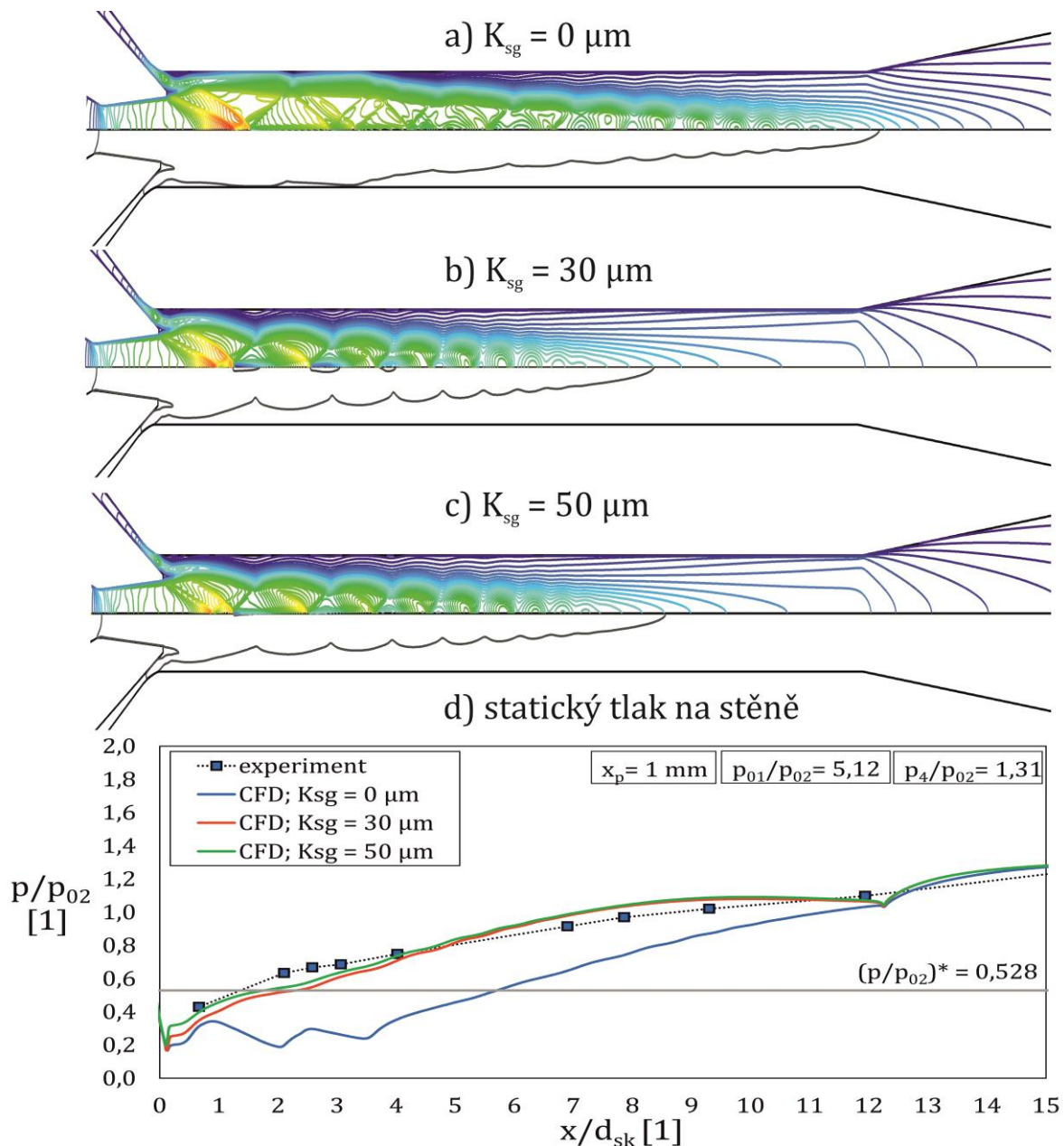




Obr. 6.50: Vliv protitlaku na průběh tlaku na stěně při numerické simulaci s hladkou (vlevo) a drsnou stěnou (vpravo) při  $x_p = 1 \text{ mm}$  a  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ .

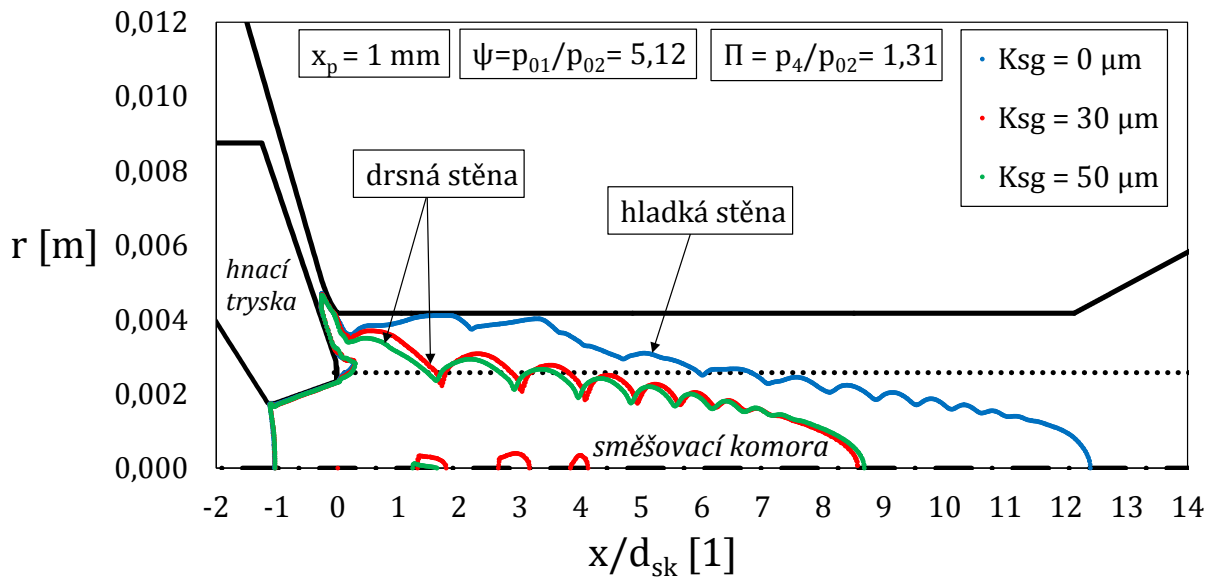
Obr. 6.50 zachycuje průběh tlaku pro hladkou a drsnou stěnu při protitlacích jako při experimentu na Obr. 6.49 vpravo. Je zřejmé, že drsnost stěny způsobuje navýšení tlaku na stěně v celém rozsahu protitlaků. Posun průběhů není ekvidistantní, ale je závislý na pracovním režimu, neboť drsnost významně ovlivňuje nadzvukový hnací proud a jeho interakci s proudem hnacím v blízkosti odtokové hrany trysky. To lze vidět na Obr. 6.50 jako výraznou mezeru mezi tlakovými průběhy, kde pro hladkou stěnu dochází k významnému ovlivnění interakce proudů v blízkosti odtokové hrany mezi poměrnými protitlaky 1,31 a 1,36, zatímco v případě drsné stěny k tomu dochází mezi poměrnými protitlaky 1,26 a 1,31. To však nemá žádný vliv na místo aerodynamického ucpání, které je před směšovací komorou v sací části ejektoru a průtok zůstává neměnný, viz Obr. 6.49 vlevo. V případě experimentu je zřetelná mezera mezi průběhy při protitlacích 1,15 a 1,21, viz Obr. 6.49 vpravo.

Obr. 6.51 znázorňuje vliv drsnosti na izočáry Machova čísla ( $0 \div 4,19$ ), zvukovou čáru a tlak na stěně pro tři zkoumané drsnosti  $K_{sg} = (0; 30; 50) \mu\text{m}$ . Vyšší drsnost ovlivňuje charakter proudění v blízkosti hnací trysky a zkracuje dosah supersonické oblasti. Mezi případy uvedenými na Obr. 6.51b a Obr. 6.51c jsou rozdíly minimální, nicméně při drsnosti  $K_{sg} = 30 \mu\text{m}$  je v jádru hnacího proudu dosahováno nepatrně vyšších rychlostí. Tlakové průběhy pro  $K_{sg} = (30; 50) \mu\text{m}$  jsou také velmi podobné a v dobré shodě s experimentem. Naproti tomu numerický výpočet s „hladkou“ stěnou ( $K_{sg} = 0 \mu\text{m}$ ) tlak na stěně značně podhodnocuje.



Obr. 6.51: Vliv drsnosti stěny na proudění v ejektoru při  $x_p = 1 \text{ mm}$ ;  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  a  $p_4/p_{02} = 1,31$ ; a)  $K_{sg} = 0 \mu\text{m}$ ; b)  $K_{sg} = 30 \mu\text{m}$ ; c)  $K_{sg} = 50 \mu\text{m}$ ; d) statický tlak na stěně.

Na Obr. 6.52 jsou uvedeny zvukové čáry všech tří vyšetřovaných případů. Vidíme, že drsnost stěny nemá takřka žádný vliv na aerodynamické ucpání hnaného proudu před směšovací komorou. Zvuková čára varianty s hladkou stěnou se nachází v blízkosti stěny směšovací komory až přibližně do vzdálenosti  $x/d_{sk} \sim 3,5$  a dále se postupně přibližuje ose ejektoru. Zavedením drsnosti do výpočtu dochází ke zmenšení supersonické struktury a je urychlen přechod do podzvukových rychlostí. Zvukové čáry obou případů s drsnou stěnou se vzájemně téměř překrývají a přibližně od vzdálenosti  $x/d_{sk} \sim 9$  je proudění v celém ejektoru podzvukové. Ve všech případech je proudění v difuzoru podzvukové.



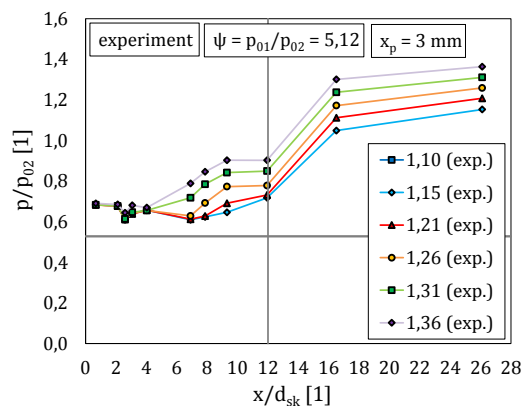
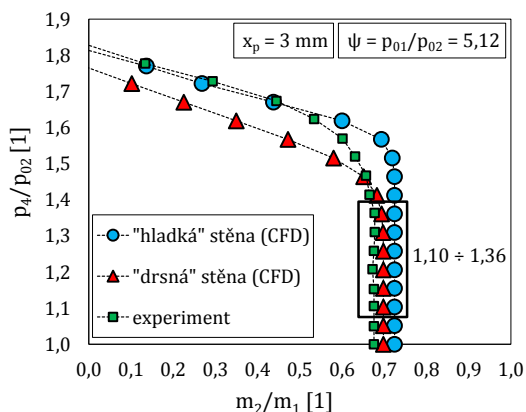
Obr. 6.52: Vliv drsnosti stěny na zvukovou čáru při  $x_p = 1 \text{ mm}$ ;  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  a  $p_4/p_{02} = 1,31$ .

### 6.7.2 Vliv drsnosti stěny při velkých polohách hnací trysky

Porovnávání výsledků numerických výpočtů s experimentem je při malých polohách hnací trysky značně zavádějící, neboť je v těchto případech proudění v ejektoru významně závislé na poloze trysky (viz podkapitola 6.1.2) a nejistota axiálního nastavení trysky při experimentu hraje významnou roli. V této části je demonstrován vliv drsnosti při polohách trysky  $x_p = (3; 4) \text{ mm}$ , kde bylo prokázáno, že k aerodynamickému ucpání dochází ve směšovací komoře. Obě konfigurace jsou sice z pohledu pracovní charakteristiky a poměrného tlaku na stěně téměř shodné, nicméně dále bude ukázáno, že z pohledu aerodynamického ucpání se obě varianty liší.

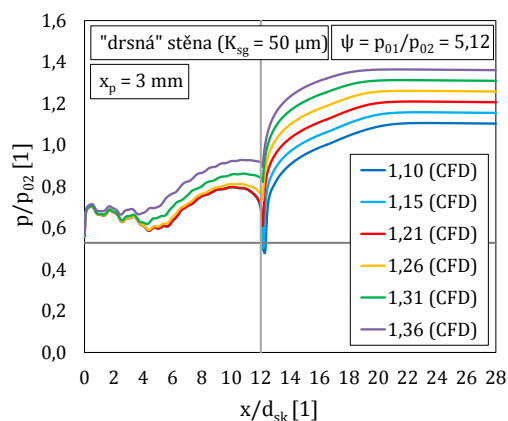
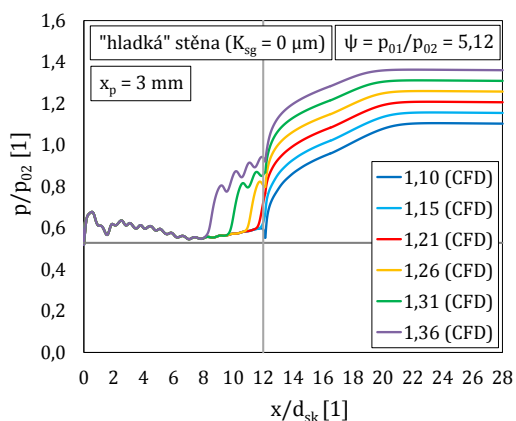
Na Obr. 6.53 jsou uvedeny pracovní charakteristiky získané z experimentu a numerických výpočtů pro hladkou a drsnou stěnu a naměřené průběhy tlaku na stěně odpovídající návrhovému režimům při  $x_p = 3 \text{ mm}$ .

Na Obr. 6.53 vlevo vidíme, že při této konfiguraci drsnost ovlivňuje nasávané množství, respektive ejekční součinitel, v návrhové i podzvukové části charakteristiky. Kritický poměrný protitlak je v případě hladké stěny přibližně 1,57. Drsnost způsobuje jeho pokles a zúžení oblasti návrhových režimů, což je opět v souladu s experimentem. Experiment i výpočet s drsnou stěnou jsou v relativně dobré shodě kritického bodu ( $p_4^*/p_{02} \doteq 1,36$ ), avšak závislost nasávaného množství na protitlaku je v podzvukových režimech odlišná. Numerický výpočet má tendenci nasávané množství v podzvukové části znatelně podhodnocovat, stejně jako v případě malých vzdáleností trysky.



Obr. 6.53: Pracovní charakteristiky získané z experimentu a numerických simulací (vlevo) a statický tlak na stěně z experimentu (vpravo) při  $x_p = 3 \text{ mm}$  a  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ .

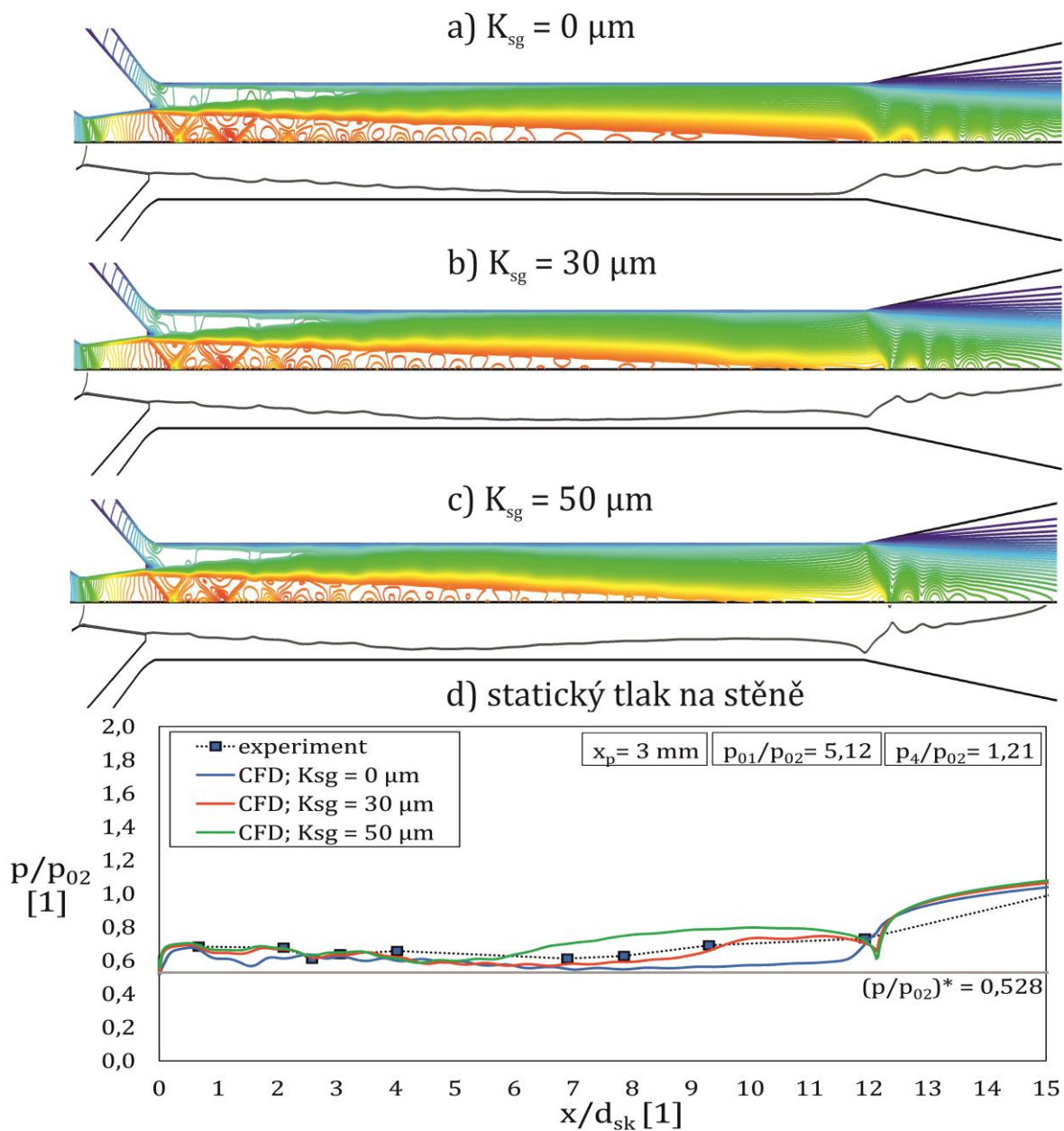
Obr. 6.54 zachycuje průběhy poměrného tlaku získané z numerických výpočtů pro hladkou a drsnou stěnu při totožných poměrných protitlacích jako na Obr. 6.53 vpravo.



Obr. 6.54: Vliv protitlaku na průběh tlaku na stěně při numerické simulaci s hladkou (vlevo) a drsnou stěnou (vpravo) při  $x_p = 3 \text{ mm}$  a  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ .

Stejně jako u konfigurace  $x_p = 1 \text{ mm}$ , také u této konfigurace drsnost stěny způsobuje navýšení tlaku na stěně v celém rozsahu protitlaků. Oproti případům malých  $x_p$  jsou však průběhy odpovídající jednotlivým protitlakům vzájemně ekvidistantně posunuté, neboť nyní nedochází k významnému ovlivnění interakce obou proudů v blízkosti odtokové hrany trysky. Na základě uvedených výsledků lze předpokládat, že k aerodynamickému ucpání dochází někde v první polovině směšovací komory.

Obr. 6.55 znázorňuje izočáry Machova čísla ( $0 \div 2,36$ ), zvukovou čáru a průběh tlaku na stěně pro drsnosti  $K_{sg} = (0; 30; 50) \mu\text{m}$ . Všechny uvedené režimy jsou návrhové, avšak maximální ejekční součinitel je nejvyšší v případě hladké stěny. Drsnost stěny zřejmě způsobuje snížení nasávaného množství.

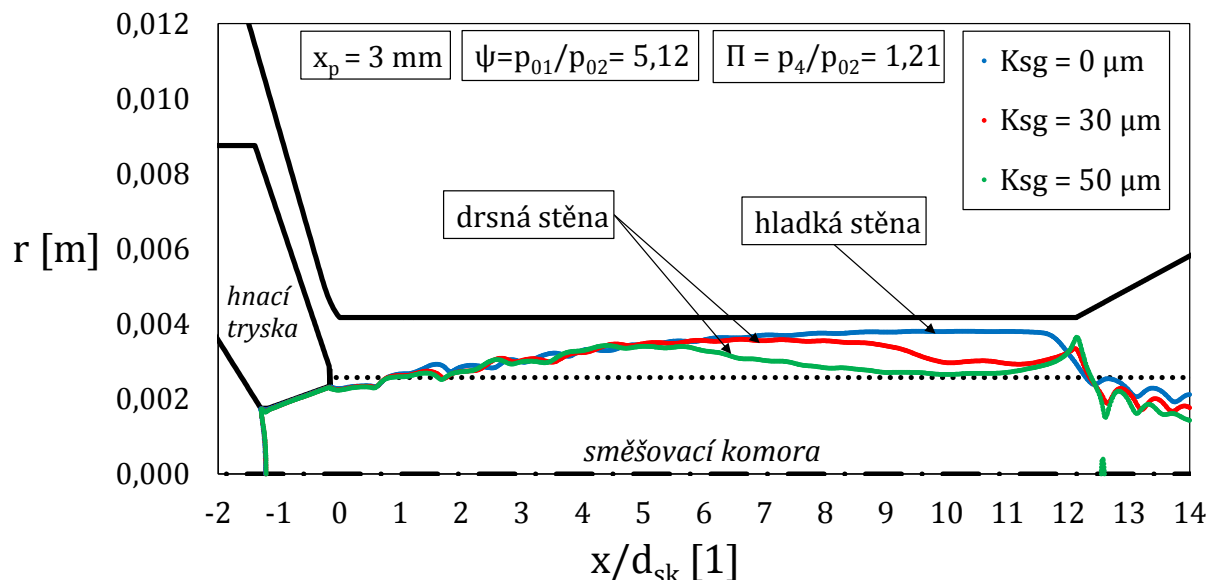


Obr. 6.55: Vliv drsnosti stěny na proudění v ejektoru při  $x_p = 3 \text{ mm}$ ;  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  a  $p_4/p_{02} = 1,31$ ; a)  $K_{sg} = 0 \mu\text{m}$ ; b)  $K_{sg} = 30 \mu\text{m}$ ; c)  $K_{sg} = 50 \mu\text{m}$ ; d) statický tlak na stěně.

Supersonická oblast je vlivem drsnosti zmenšena, zvuková čára je dále od stěny a tlak na stěně mírně roste, především ve druhé polovině směšovací komory ( $x/d_{sk} \geq 6$ ), kde jsou také rozdíly mezi jednotlivými případy největší. Všechny tlakové průběhy relativně dobře korespondují s experimentem v první polovině směšovací komory. Ve druhé polovině je tlak na stěně v případě hladké stěny numerickým výpočtem opět podhodnocován, což způsobí, že je nasávané množství vzduchu do ejektoru vyšší.

Na Obr. 6.56 je demonstrován vliv drsnosti na zvukovou čáru při  $x_p = 3 \text{ mm}$ . Je vidět, že v první polovině směšovací komory jsou rozdíly mezi jednotlivými případy minimální a drsnost stěny má vliv především ve druhé polovině. I v tomto případě dochází vlivem

drsnosti k zúžení supersonické struktury, především v oblasti hnaného proudu. Kritický průřez hnaného proudu podle Fabriho není zřejmý ani v jednom z případů a k aerodynamickému ucpání zřejmě dochází ve směšovací komoře mechanismem popsáným v práci [36]. Tato problematika jistě vyžaduje další a podrobnější studium.



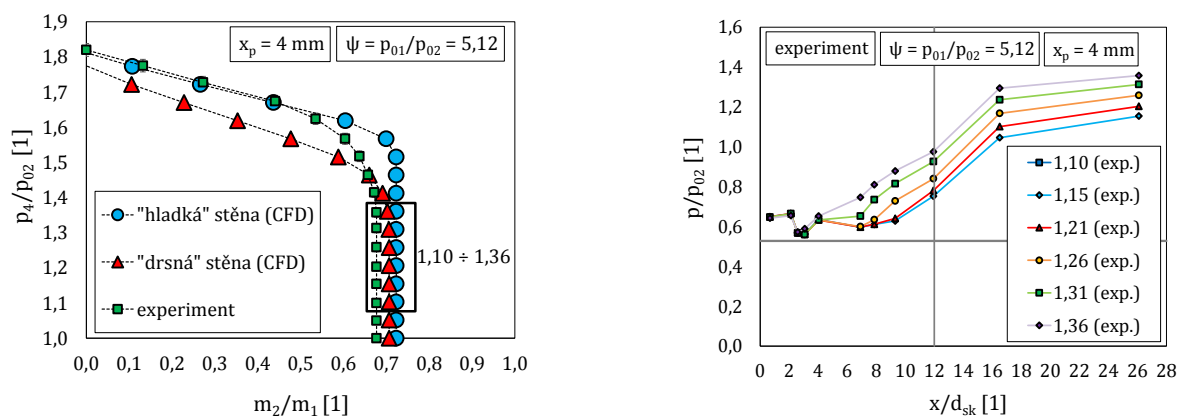
Obr. 6.56: Vliv drsnosti stěny na zvukovou čáru při  $x_p = 3 \text{ mm}$ ;  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  a  $p_4/p_{02} = 1,21$ .

Obr. 6.57 uvádí výsledky experimentu a numerických výpočtů pro hladkou a drsnou stěnu při  $x_p = 4 \text{ mm}$ . Vysunutím hnací trysky do této vzdálenosti se pracovní charakteristiky oproti variantě při  $x_p = 3 \text{ mm}$  téměř nezměnily a platí pro ně vše, co bylo řečeno o variantě při  $x_p = 3 \text{ mm}$ . Rozdíly oproti předchozí konfiguraci lze však spatřit v průbězích tlaku na stěně. U konfigurace při  $x_p = 4 \text{ mm}$  je poměrný tlak na stěně o něco nižší a je blíže kritické hodnotě izoentropického poměru. Výsledky numerického výpočtu s hladkou stěnou dokonce zachycují lokální pokles tlaku v místě  $x/d_{sk} \sim 1 \div 2$  pod kritickou hodnotu a hnaný proud je v tomto místě zřejmě aerodynamicky ucpán, viz Obr. 6.58 vlevo. Připomeňme, že při konfiguraci  $x_p = 3 \text{ mm}$  k poklesu pod kritickou hodnotu nedocházelo, viz Obr. 6.54 vlevo.

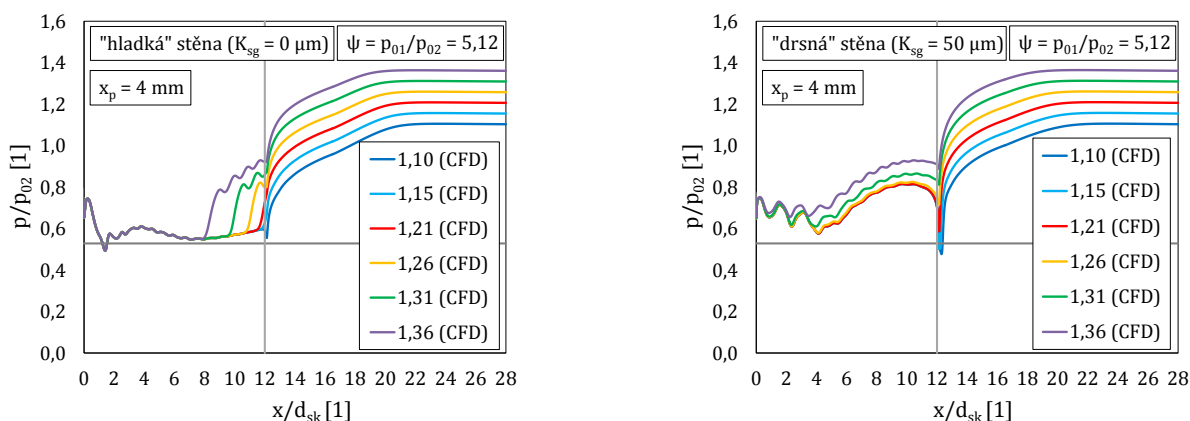
Vliv drsnosti na izočáry Machova čísla ( $0 \div 2,5$ ), zvukovou čáru a tlak na stěně při  $x_p = 4 \text{ mm}$  je uveden na Obr. 6.59. Také u této konfigurace drsnost stěny způsobuje mírné snížení nasávaného množství a zmenšení supersonické oblasti především ve druhé polovině směšovací komory.

Při konfiguraci  $x_p = 4 \text{ mm}$  lze ve velké části směšovací komory spatřit zjevné rozdíly ve zvukových čarách uvedených na Obr. 6.60. Drsnost stěny má na zvukovou čáru vliv v celé směšovací komoře. Zásadní rozdíl oproti konfiguraci při  $x_p = 3 \text{ mm}$  je patrný na případě hydraulicky hladké stěny, kde je přibližně v rozmezí vzdáleností  $x/d_{sk} = 1 \div 2$  jasně zřetelný kritický průřez v hnaném proudu podle Fabriho. Aerodynamické ucpání v tomto místě je názorně vidět na zvukové čáře, která proniká do oblasti hnaného proudu. Zbylé dva

případy s drsnou stěnou jsou charakterem proudění a průběhem zvukové čáry podobné případům pro variantu  $x_p = 3 \text{ mm}$ . a zvuková čára je dále od stěny směšovací komory Stejně jako v případě varianty  $x_p = 3 \text{ mm}$ , tak i zde při uvažování drsné stěny pravděpodobně dochází k aerodynamickému ucpání celkového proudu ve směšovací komoře.



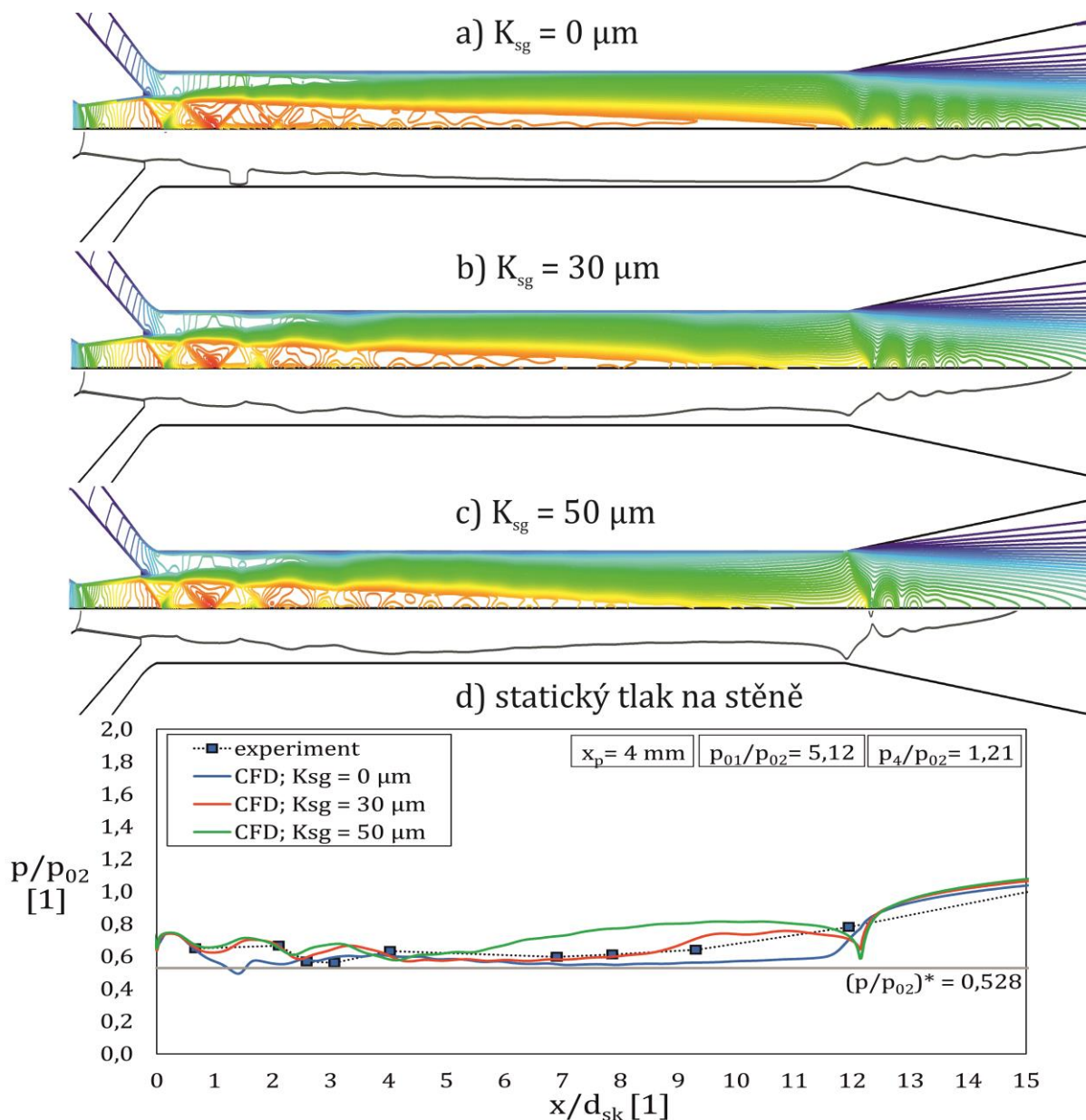
Obr. 6.57: Pracovní charakteristiky získané z experimentu a numerických simulací (vlevo) a statický tlak na stěně z experimentu (vpravo) při  $x_p = 4 \text{ mm}$  a  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ .



Obr. 6.58: Vliv protitlaku na průběh tlaku na stěně při numerické simulaci s hladkou (vlevo) a drsnou stěnou (vpravo) při  $x_p = 4 \text{ mm}$  a  $p_{01}/p_{02} = 5,12$ .

Z výsledků uvedených v této části je zřejmé, že drsnost stěny snižuje dosah jádra hnacího proudu a zmenšuje oblast nadzvukových rychlostí.

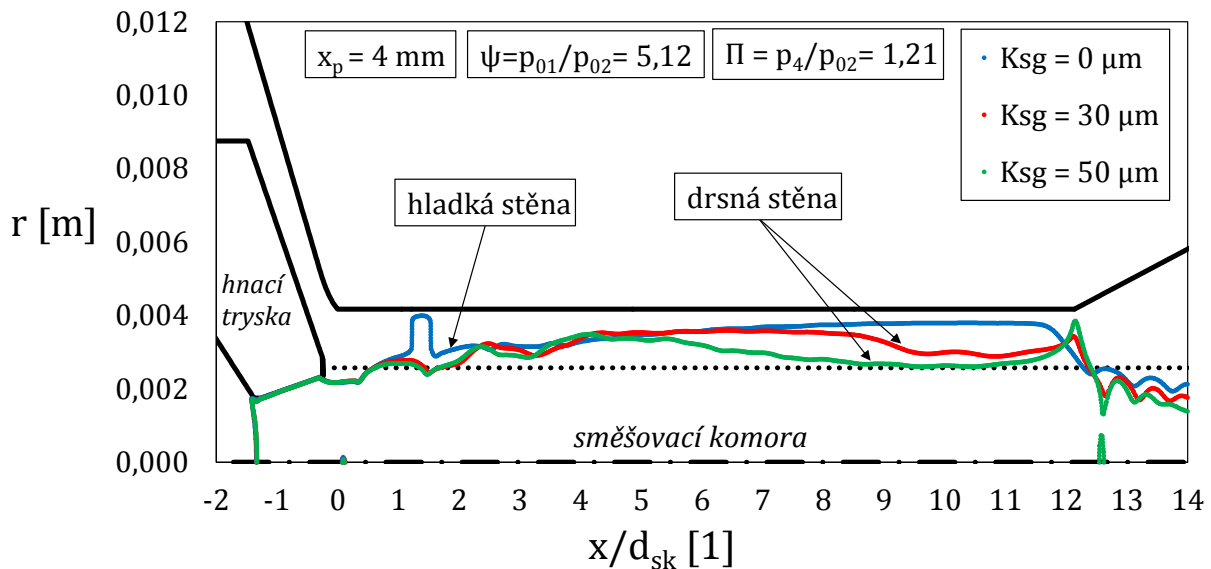
Drsnost stěny má vliv na kritické proudění v ejektoru především při velkých polohách hnací trysky, kdy je tryska více vysunutá ze směšovací komory a k aerodynamickému ucpání dochází uvnitř komory. Při malých polohách trysky dochází k aerodynamickému ucpání hnaného proudu před směšovací komorou a drsnost stěny prakticky nemá na ucpání žádný vliv.



Obr. 6.59: Vliv drsnosti stěny na proudění v ejektoru při  $x_p = 4 \text{ mm}$ ;  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  a  $p_4/p_{02} = 1,31$ ; a)  $K_{sg} = 0 \mu\text{m}$ ; b)  $K_{sg} = 30 \mu\text{m}$ ; c)  $K_{sg} = 50 \mu\text{m}$ ; d) statický tlak na stěně.

Na uvedených obrázcích je vidět, že numerický výpočet se započtením drsné stěny dobře predikuje hodnotu nasávaného množství v návrhové části charakteristiky a rovněž relativně přesně předpovídá přechod mezi návrhovými a podzvukovými režimy. Hodnota kritického protitlaku velmi dobře koresponduje s experimenty. Nicméně v podzvukové části charakteristiky je zřejmý nesoulad výsledků experimentu a numerických výpočtů, a je žádoucí se tímto zabývat podrobněji v dalším výzkumu.





Obr. 6.60: Vliv drsnosti stěny na zvukovou čáru při  $x_p = 4 \text{ mm}$ ;  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  a  $p_4/p_{02} = 1,21$ .

Zahrnutí drsnosti stěny má tedy odlišný vliv na průtok ejektorem pro návrhový a podzvukový režim. Navíc se v některých případech ukazuje, že přechod mezi těmito dvěma skupinami režimů není „ostrý“, jak je známo z teorie nadzvukových ejektorů, ale spíše mírně „zaoblený“, což je v souladu s experimentem. Zřejmě existuje jakási přechodová oblast mezi návrhovými a nenávrhovými režimy, jejíž směrnice není shodná s žádnou z uvedených skupin režimů. Tato oblast je na výsledcích numerických výpočtů zřetelnější právě při uvažování drsnosti stěny.

Uvažování drsnosti při numerickém výpočtu má vliv také na průběh tlaku. Drsnost stěny způsobuje navýšení tlaku v celé směšovací komoře. V důsledku toho ejektor ztrácí část sacího výkonu. Kritický protitlak se zvyšující se drsností stěny klesá. Zavedení drsnosti do numerického výpočtu má na průběh tlaku v ejektoru podobný vliv jako zvýšení protitlaku. Výsledkem je, že zatímco numerický výpočet s hladkou stěnou predikuje aerodynamické ucpání hnaného proudu a ejektor pracuje v návrhovém režimu, tak při zohlednění drsnosti může při stejných provozních podmínkách docházet k posunu režimu do podzvukové části charakteristiky a aerodynamického ucpání není dosaženo. To platí zejména pro návrhové režimy v blízkosti kritického bodu pracovní charakteristiky.

## 6.8 Rozbory výsledků analytických metod

V této části jsou uvedeny vybrané výsledky výpočtů dvou analytických metod, které jsou podrobněji popsány v kapitole 3. Jak bylo uvedeno ve zmíněné kapitole, každá z uvedených metod vychází z jiných předpokladů a liší se především tvarem rovnice toku hybnosti a způsobem určení aerodynamického ucpání hnaného proudu. Ani jedna z metod neuvažuje ucpání celkového proudu dle teorie Bernsteina et al. [36]. Metoda Chena et al. [7] vychází z předpokladu, že k ucpání hnaného proudu dochází v určité vzdálenosti od počátku směšovací komory ejektoru (Fabriho ucpání 2. druhu).

V následujícím textu je demonstrován vliv zahrnutí ztrátového součinitele nebo účinnosti v různých částech ejektoru na tvar pracovní charakteristiky. Pozornost je především zaměřena na polohu kritického bodu, jenž souvisí s aerodynamickým ucpání hnaného proudu. Aby byl vliv jednotlivé ztráty více zřetelný, je ztráta vždy uvažována pouze v jedné části ejektoru a proudění ve zbývajících částech je považováno za ideální, tj. beze ztrát.

U metody Chena et al. [7] jsou ztrátové součinitele určeny empiricky dle Huanga et al. [14]. Součinitel  $\psi_{12}$  zahrnující ztrátu třením ve směšovací komoře závisí pouze na geometrii ejektoru a hnací trysky a jeho vliv zde není podrobněji studován. Dle vztahu (3.49) je pro vyšetřovaný ejektor v této práci hodnota součinitele 0,84.

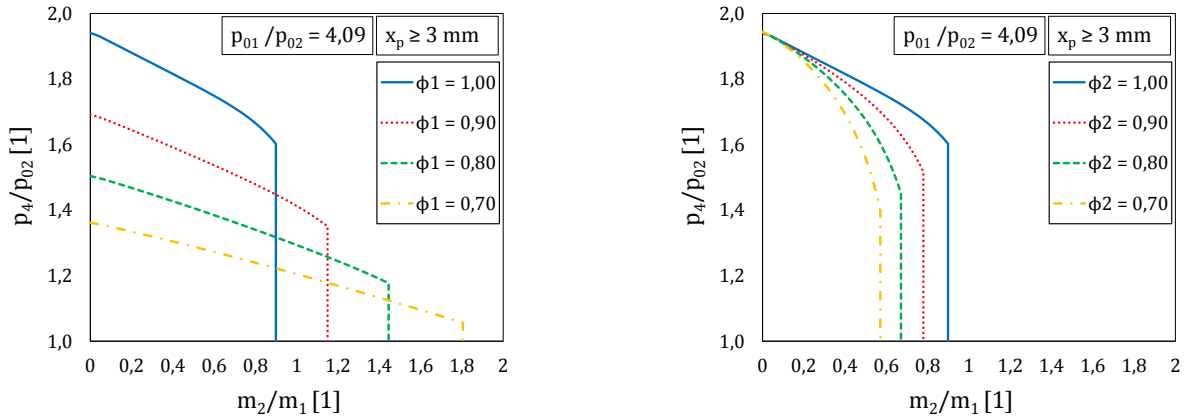
Ani jedna z uvedených analytických metod nezohledňuje v rovnicích vzdálenost hnací trysky vůči směšovací komoře, neboť obě metody předpokládají aerodynamické ucpání hnaného proudu ve směšovací komoře. Pro experimentální nadzvukový ejektor v této práci bylo aerodynamické ucpání ve směšovací komoře potvrzeno při  $x_p \geq 3 \text{ mm}$ , a tak je většina výsledků v této části uvedena při této geometrické konfiguraci. Nicméně v závěru této podkapitoly je na Abramovičově metodě demonstrován jeden z možných způsobů zohlednění polohy hnací trysky při výpočtu.

### 6.8.1 Rozbor výsledků Abramovičovy metody

#### Vliv rychlostních součinitelů hnací trysky ( $\varphi_1$ ) a sací komory ( $\varphi_2$ )

Obr. 6.61 vlevo uvádí pracovní charakteristiky pro zvolené hodnoty rychlostního součinitele hnací trysky  $\varphi_1$ . Nižším hodnotám součinitele, tj. vyšší ztrátě, odpovídají nižší kritické protitlaky a vyšší ejekční poměry v návrhové oblasti. V podzvukové části charakteristiky dochází s klesajícím  $\varphi_1$  k mírnému snižování směrnice přímky. Vyšší hodnoty ejekčního poměru jsou způsobeny tím, že nižší účinnost trysky snižuje průtok tryskou a při stálé hodnotě hnaného toku je ejekční poměr nižší. Jelikož ztráta v hnací trysce způsobí pokles protitlaku v celém rozsahu charakteristiky, snižuje se i kritický protitlak. Závislost maximálního ejekčního součinitele na velikosti ztráty je tedy přímo úměrná. S rostoucí ztrátou ovšem klesá kritický protitlak.

Uvažujeme-li ztrátu pouze v sací části ejektoru, je ovlivněn pouze hnaný proud. Na Obr. 6.61 vpravo jsou uvedeny pracovní charakteristiky pro vybrané hodnoty rychlostního součinitele  $\varphi_2$ . Nižším hodnotám součinitele sací komory  $\varphi_2$  odpovídají nižší hodnoty ejekčního součinitele jak v podzvukové, tak v návrhové části charakteristiky. Hodnota kritického protitlaku se rovněž snižuje. Závislost maximálního ejekčního součinitele na velikosti ztráty je v tomto případě nepřímo úměrná. Při vyšších protitlacích v podzvukové části charakteristiky je vliv rychlostního součinitele  $\varphi_2$  zanedbatelný a charakteristiky se sbíhají do jednoho bodu.

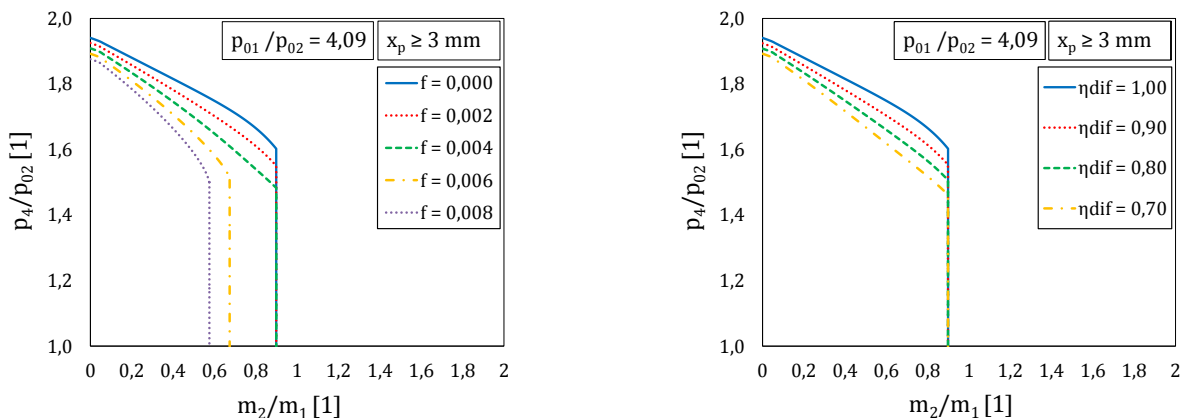


Obr. 6.61: Vliv rychlostního součinitele hnací trysky (vlevo) a hnaného vstupu (vpravo) na pracovní charakteristiku; výpočet dle Abramoviče.

### Vliv součinitele tření směšovací komory ( $f_F$ ) a účinnosti difuzoru ( $\eta_{dif}$ )

Obr. 6.62 zachycuje vliv tření ve směšovací komoře a účinnosti difuzoru na pracovní charakteristiku. Na obrázku vlevo je vidět, že pro hodnoty Fanningova třecího součinitele  $f_F \leq 0,004$  je maximální ejekční součinitel téměř konstantní a charakteristiky se navzájem liší pouze v oblasti podzvukových režimů. Součinitel tření způsobuje pokles kritického protitlaku.

Naproti tomu pro  $f_F > 0,004$  zůstává kritický protitlak téměř konstantní a maximální ejekční součinitel klesá. Lze předpokládat, že k aerodynamickému ucpání pravděpodobně dochází na konci směšovací komory. To zřejmě souvisí s Fannovým jevem, který způsobuje růst mezní vrstvy a zmenšení kritického průřezu hnaného proudu. Tato skutečnost si jistě žádá další a podrobnější analýzu metody v další etapě výzkumu.



Obr. 6.62: Vliv součinitele tření stěny směšovací komory (vlevo) a účinnosti difuzoru (vpravo) na pracovní charakteristiku; výpočet dle Abramoviče.

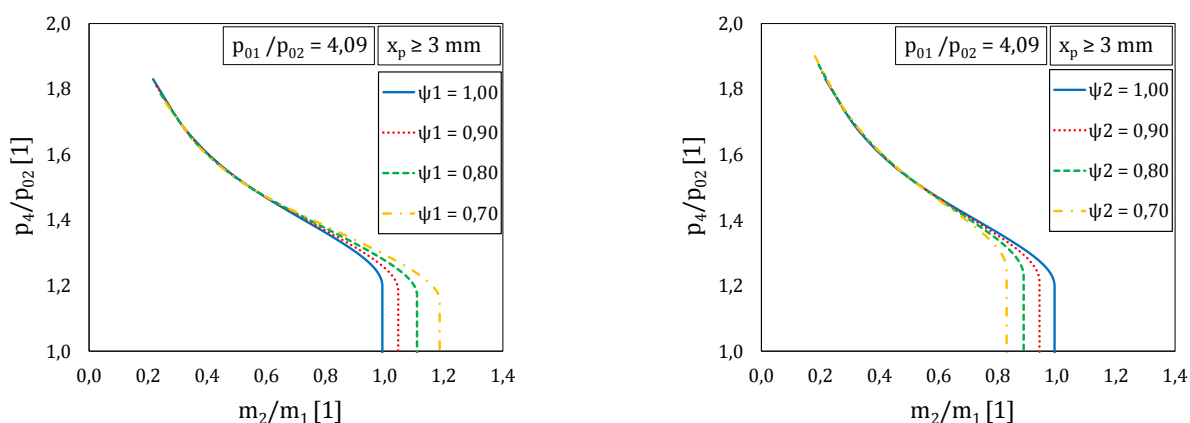
Účinnost difuzoru má na pracovní charakteristiku ejektoru podobný vliv jako součinitel tření směšovací komory. Účinnost difuzoru má vliv pouze na velikost kritického protitlaku a charakteristiku významně ovlivňuje v oblasti podzvukových režimů. Účinnost difuzoru nemá žádný vliv na maximální ejekční součinitel a tedy ani na nasávané množství hnaného proudu. K podobnému závěru došli rovněž Dong et al. [85], kteří vyšetřovali experimentálně vliv geometrie difuzoru na pracovní charakteristiku.

Účinnost difuzoru má rovněž vliv na průběh směšování v případě, že je směšovací komora příliš krátká a směšování pokračuje v difuzoru. V tom případě je účinnost difuzoru značně snížena, což se projeví na účinnosti celého zařízení a poklesu kritického protitlaku. V rámci numerického výzkumu bylo směšování proudů v difuzoru zjištěno pro režimy odpovídající nízkým poměrným protitlakům.

## 6.8.2 Rozbor výsledků Chenovy metody

### Vliv rychlostních součinitelů hnací trysky ( $\psi_1$ ) a sací komory ( $\psi_2$ )

Vliv součinitelů  $\psi_1$  a  $\psi_2$  (analogie  $\varphi_1$  a  $\varphi_2$ ) zohledňujících ztráty v hnací trysce, respektive sací komoře na pracovní charakteristiku je uveden na Obr. 6.63. V případě Chenovy metody odpovídá nižšímu součiniteli  $\psi_1$  vyšší ejekční součinitel téměř v celém rozsahu protitlaků charakteristiky. V porovnání s metodou Abramoviče jsou trendy podobné, avšak nyní je vliv ztráty na ejekční poměr a kritický protitlak výrazně menší. Součinitel  $\psi_1$  má na charakteristiku významný vliv především v návrhové oblasti, kde větší ztrátě odpovídá vyšší ejekční součinitel, viz Obr. 6.63 vlevo. Kritický protitlak se mění jen nepatrně.

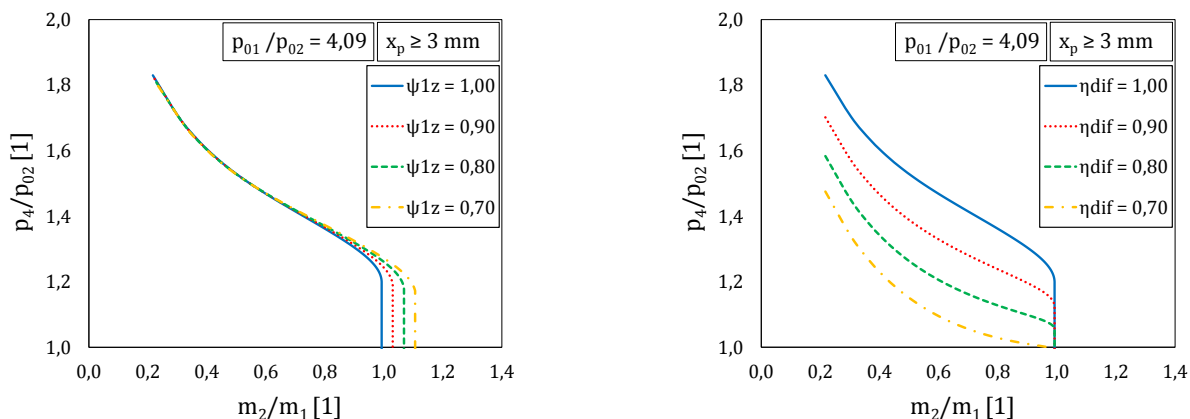


Obr. 6.63: Vliv rychlostního součinitele hnací trysky (vlevo) a hnaného vstupu (vpravo) na pracovní charakteristiku; výpočet dle Chena.

Na Obr. 6.63 vpravo vidíme, že zahrnutí ztráty v sací části se rovněž projevuje především v návrhové oblasti protitlaků. Kritický protitlak v tomto případě se ztrátou nepatrně roste, což je v rozporu s Abramovičovou metodou, viz Obr. 6.61 vpravo.

## Vliv stavu hnacího proudu za tryskou ( $\psi_{1z}$ ) a účinnosti difuzoru ( $\eta_{dif}$ )

Jedním z předpokladů Chenovy metody je podexpandovaný proud za hnací tryskou. Ztrátový součinitel  $\psi_{1z}$  upravuje expanzi hnacího proudu mezi průřezy 1-1 a z-z. V rovnici (3.40) se ztráta projeví zmenšením průřezu hnacího proudu v místě z-z.



Obr. 6.64: Vliv účinnosti expanze/kompresce mezi hnací tryskou a místem z-z (vlevo) a účinnosti difuzoru (vpravo) na pracovní charakteristiku; výpočet dle Chena.

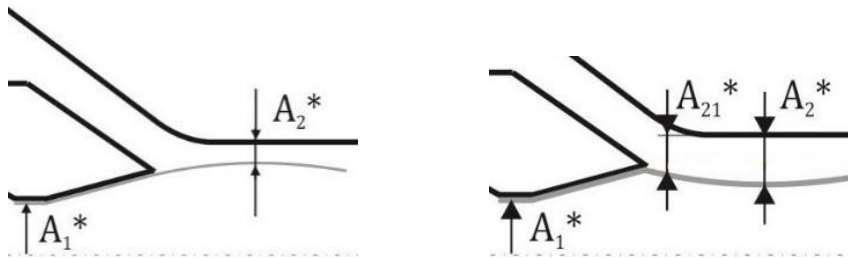
Na Obr. 6.64 vlevo vidíme, že vliv součinitele  $\psi_{1z}$  na pracovní charakteristiku je velice podobný ztrátovému součiniteli samotné hnací trysky  $\psi_1$  a v podstatě se jedná o rozšíření vlivu součinitele  $\psi_1$  na expanzi za tryskou.

Účinnost difuzoru má na pracovní charakteristiku stejný vliv jako u Abramovičovy metody a ovlivňuje pouze velikost kritického protitlaku a charakteristiku v podzvukových režimech, viz Obr. 6.64 vpravo.

Na Obr. 6.65 jsou znázorněna místa aerodynamického ucpání hnacího a hnaného proudu tak, jak je uváděno v odborné literatuře. Některé metody výpočtu vycházejí z předpokladu, že je hnací tryska v celém rozsahu protitlaků tzv. podexpandovaná a tvoří zužující se kanál pro hnaný proud v určité vzdálenosti za odtokovou hranou trysky, viz Obr. 6.65 vlevo. Hnaný proud je pak postupně urychlován z podzvukových rychlostí a v případě příznivých podmínek dochází v nejužším místě vytvořeného kanálu k aerodynamickému ucpání hnaného proudu.

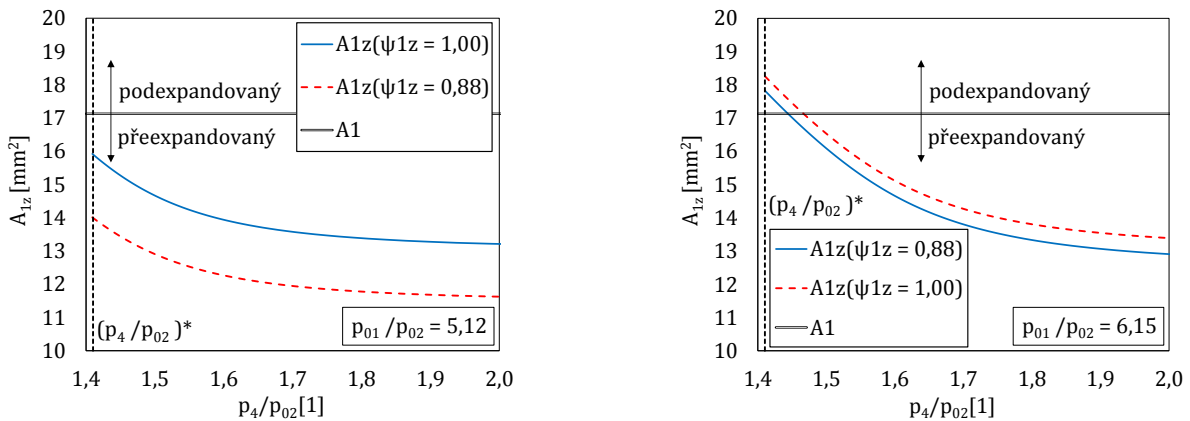
Při provozu ejektorů mohou nastat rovněž případy, kdy je hnací tryska tzv. přeexpandovaná, viz Obr. 6.65 vpravo. Ukazuje se, že v některých případech může aerodynamické ucpání nastat až dále ve směšovací komoře či obecně v jiném místě ejektoru. Je stále otázkou, jestli v takových případech pro výpočet hmotnostního toku hnaného proudu uvažovat průřez  $A_2^*$  či menší průřez  $A_{z1}^*$ , jenž je rozdílem průřezu směšovací komory a výstupního průřezu hnací trysky, viz vztah (3.43).

Velikost efektivního průřezu v místě aerodynamického ucpání ovlivňuje rovněž zmíněný součinitel  $\psi_{1z}$ . Aby metoda fungovala správně a dle zavedených předpokladů, je nutné, aby byl hnací proud za výstupem z trysky podexpandovaný.



Obr. 6.65: Kritické průřezy hnacího a hnaného proudu v ejektoru; podexpandovaný proud (vlevo), přeexpandovaný proud (vpravo).

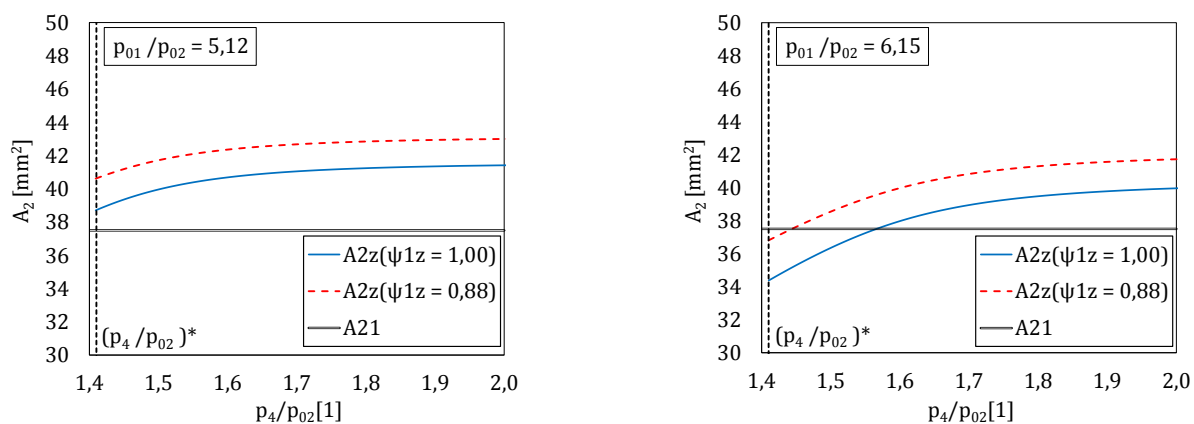
Obr. 6.66 znázorňuje, že tomu tak vždy být nemusí a například v případě poměru  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  je proud za výstupem trysky v celém rozsahu protitlaků stlačován a dochází k jeho zúžení. Aerodynamické ucpání hnaného proudu v místě z-z pak nedává smysl, neboť se již nejedná o nejužší místo kanálu. V případě většího poměru  $p_{01}/p_{02} = 6,15$  je tryska přibližně v oblasti protitlaků 1,4 až 1,45 podexpandovaná a podmínka je v těchto případech splněna. Se zvyšujícím se protitlakem nicméně dochází ke změně charakteru proudění a přechodu do přeexpandovaných režimů. Obr. 6.67 zachycuje vliv protitlaku na průřez hnaného proudu v místě z-z.



Obr. 6.66: Vliv protitlaku na průřez hnacího proudu v místě z-z při  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  (vlevo) a  $p_{01}/p_{02} = 6,15$  (vpravo); výpočet dle Chena.

Dále platnost Chenovy metody omezují vztahy (3.50). V případě, že je výsledkem rovnice (3.46) podzvuková rychlost, řeší vztahy (3.50) expanzní ráz, který není v ideálních plynech možný [86]. Toto bylo ošetřeno podmínkou uvedenou ve vztahu (3.50). I přesto metoda pro vyšší protitlaky poskytuje nereálné výsledky, což je vidět jako nedokončená část charakteristiky v podzvukových režimech a charakteristika se odchyluje od

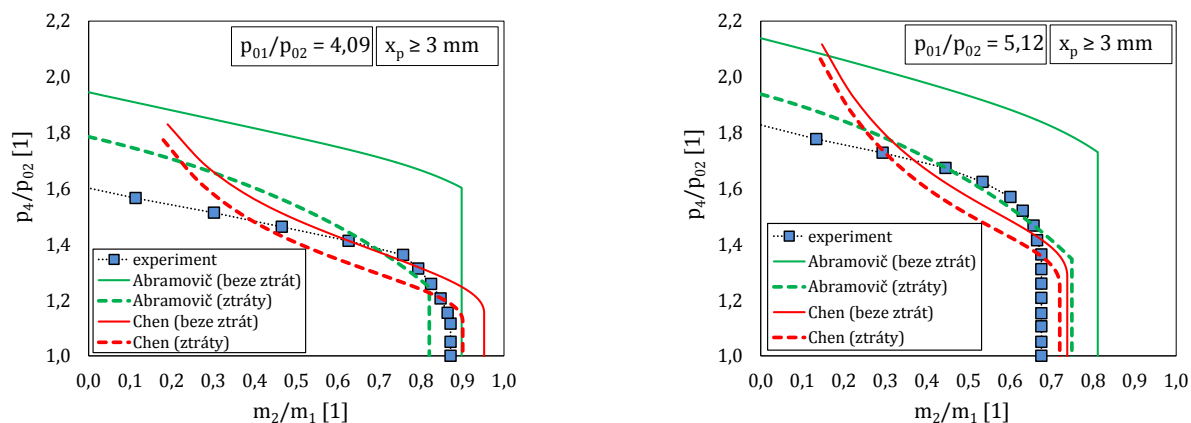
naměřeného průběhu. Autorovi není známo, že by tato skutečnost byla v některé z dostupných publikací objasněna.



Obr. 6.67: Vliv protitlaku kritický průřez hnaného proudu při  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  (vlevo) a  $p_{01}/p_{02} = 6,15$  (vpravo); výpočet dle Chena.

### 6.8.3 Porovnání analytických metod s experimentem

Porovnání obou metod s experimentem je pro poměry  $p_{01}/p_{02} = (4,09; 5,12)$  a polohu trysky  $x_p \geq 3 \text{ mm}$  uvedeno na Obr. 6.68. Hodnoty ztrátových součinitelů a účinností byly u Chenovy metody voleny dle doporučení uvedených v literatuře [14], tj.  $\psi_1 = 0,95$ ;  $\psi_2 = 0,85$ ;  $\psi_{1z} = 0,88$  a  $\eta_{dif} = 0,95$ . Ztrátové součinitele u Abramovičovy metody byly  $\varphi_1 = 0,95$ ;  $\varphi_2 = 0,85$ ;  $f_F = 0,003$  a  $\eta_{dif} = 0,95$ . Na obrázku jsou uvedeny rovněž charakteristiky bez uvažování těchto součinitelů. Je důležité podotknout, že Abramovičova metoda již v původní podobě bez zahrnutí ztrátových součinitelů uvažuje ztrátu směřováním obou proudů v bilančních rovnicích.



Obr. 6.68: Pracovní charakteristiky získané analytickými výpočty a při experimentu pro  $p_{01}/p_{02} = 4,09$  (vlevo) a  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  (vpravo).

Obě metody ve tvaru bez zahrnutí ztrát mají tendenci nadhodnocovat jak kritický protitlak, tak ejekční součinitel v návrhové části charakteristiky. Abramovičova metoda beze ztrát nadhodnocuje kritický protitlak ztelně více než Chenova metoda.

Zahrnutím ztrátových součinitelů se Chenova metoda přibližuje experimentu jak z hlediska ejekčního součinitele, tak z hlediska kritického protitlaku.

Bylo ukázáno, že zavedením ztrátových součinitelů v různých částech ejektoru lze u obou metod měnit tvar pracovní charakteristiky a více se přiblížit naměřeným hodnotám.

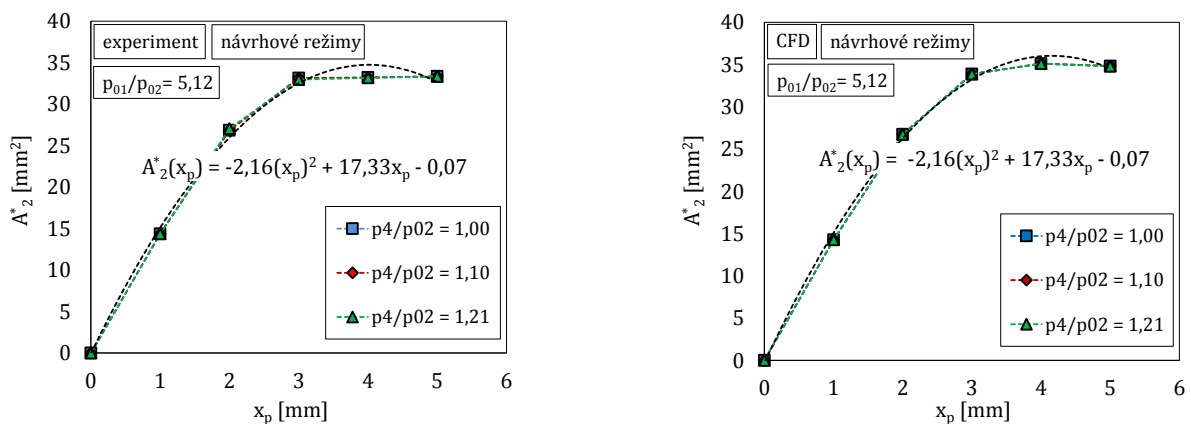
#### 6.8.4 Zohlednění polohy trysky v analytickém modelu

Pro účely rozšíření analytického výpočtu o vliv polohy hnací trysky byl vybrán analytický model Abramoviče.

Změnu kritického průřezu hnaného proudu se změnou polohy trysky lze za předpokladu izoentropického proudění a konstantních klidových podmínkách určit ze vztahu

$$A_2^* = f(\dot{m}_{2max}) = \frac{\dot{m}_{2max}}{p_{02} \psi_{max} \sqrt{\frac{2}{rT_{02}}}} \quad (6.2)$$

Ve vztahu (6.2) vystupuje maximální hmotnostní tok hnaného proudu  $\dot{m}_{2max}$ , který je znám z experimentu a numerických simulací. S pomocí uvedeného vztahu lze pak jednoduše převést závislost uvedenou na Obr. 6.6 na závislost kritického průřezu hnaného proudu na poloze hnací trysky, viz Obr. 6.69.



Obr. 6.69: Vliv polohy hnací trysky  $x_p$  na velikost kritického průřezu hnaného proudu  $A_2^*$  při experimentu (vlevo) a numerickém výpočtu (vpravo).

Na Obr. 6.69 vidíme, že aproximací naměřených a numericky vypočtených dat je s využitím polynomické funkce 2. řádu získán totožný vztah.

Jak bylo ukázáno v předešlých podkapitolách, závislost nasávaného množství je nejvýznamnější v rozmezí malých vzdáleností hnací trysky od směšovací komory,



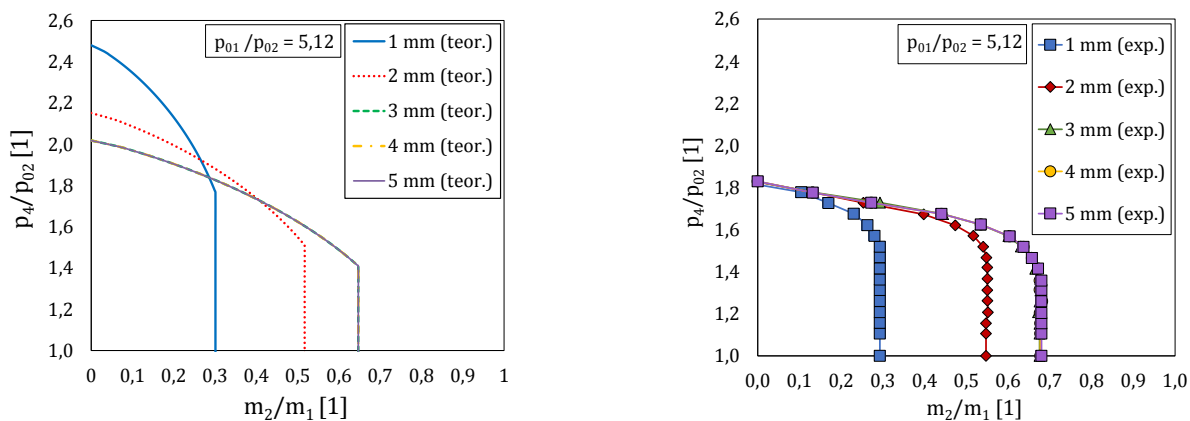
tj.  $x_p < 3 \text{ mm}$ . Pro  $x_p \geq 3 \text{ mm}$  je nasávané množství prakticky neměnné a velikost kritického průřezu zůstává konstantní. Analytický model Abramoviče byl rozšířen o vztah

$$A_2^*(x_p) = \begin{cases} [-2,16 \cdot (x_p)^2 + 17,33 \cdot (x_p) - 0,07] \text{ mm}^2 & \text{pro } x_p < 3 \text{ mm} \\ 32,4 \text{ mm}^2 & \text{pro } x_p \geq 3 \text{ mm} \end{cases} \quad (6.3)$$

který umožňuje zohlednění polohy trysky při výpočtu.

Vliv polohy hnací trysky na pracovní charakteristiku získanou analytickým výpočtem je uveden na Obr. 6.70 vlevo. Na témže obrázku vpravo jsou rovněž uvedeny naměřené charakteristiky. S využitím vztahu (6.3) vychází velikost kritického průřezu ve všech případech menší než velikost průřezu získaného pouhým odečtem průměru směšovací komory a výstupního průměru hnací trysky.

Využití vztahu (6.3) při analytickém výpočtu se na charakteristice projeví především v návrhové oblasti a ejekční poměr v této oblasti relativně dobře odpovídá experimentu. Je také zřejmé, že kritický protitlak s rostoucím  $x_p$  klesá o dost výrazněji než při experimentu. Podzvukové části charakteristik si vzájemně neodpovídají, což je do jisté míry způsobeno nezahrnutím ztrátových součinitelů z předchozího textu. Tato problematika si žádá další a podrobnější výzkum.



Obr. 6.70: Vliv polohy hnací trysky  $x_p$  na pracovní charakteristiku při analytickém výpočtu (vlevo) a experimentu (vpravo).

## 6.9 Závěry uvedených rozborů

Na základě experimentálně získaných pracovních charakteristik lze z hlediska poměru klidových tlaků při daném protitlaku rozdělit dosažené výsledky na případy, u kterých byly zjištěny pouze podzvukové režimy ( $p_{01}/p_{02} = 2,03; 3,06$ ) a případy zachycující návrhové režimy ( $p_{01}/p_{02} = 4,09; 5,12$ ). Návrhové režimy byly objeveny rovněž při  $p_{01}/p_{02} = 3,06$  a geometrických konfiguracích  $x_p < 3 \text{ mm}$ . V těchto případech bylo zjištěno, že k aerodynamickému ucpání dochází pouze před směšovací komorou. To bylo pro  $x_p = 1 \text{ mm}$  potvrzeno jak experimentálně, tak numericky. V případě  $x_p = 2 \text{ mm}$  bylo ucpání

prokázáno pouze numericky a naměřené výsledky odpovídaly spíše podzvukovým režimům.

Z výše uvedeného vyplývá, že i když je poměr klidových tlaků  $p_{01}/p_{02}$  relativně malý a pro geometrické konfigurace  $x_p \geq 3 \text{ mm}$  není dosaženo kritických podmínek v hnaném proudu ve směřovací komoře, lze zasunutím hnací trysky do směřovací komory dosáhnout aerodynamického ucpání před směřovací komorou. Průtok nasávaného vzduchu se sice sníží, avšak ejektor je schopný překonávat vyšší protitlaky, což může být z hlediska regulace chodu ejektoru v některých aplikacích přínosné.

Na základě výsledků experimentu lze z hlediska axiální polohy hnací trysky dosažené režimy rozdělit do dvou skupin. První skupinou jsou režimy závislé na poloze trysky, které jsou v práci označovány jako režimy při malých polohách trysky ( $x_p < 3 \text{ mm}$ ). V případě návrhových režimů u těchto konfigurací evidentně dochází k aerodynamickému ucpání hnaného proudu před směřovací komorou. Návrhové režimy je v tomto rozmezí poloh trysky možné dále rozlišovat na návrhové nadzvukové režimy, kdy dochází ve směřovací komoře k interakci dvou nadzvukových proudů a návrhové smíšené režimy, kdy se mísí nadzvukový hnací proud s podzvukovým proudem hnaným. Hnaný proud je v tomto případě aerodynamicky ucpán, ale v důsledku vyššího protitlaku se nadzvukové proudění neudrží až k odtokové hraně hnací trysky a přechází za vzniku rázové vlny do podzvukového. Tyto režimy jsou detailně vyšetřovány například v disertační práci Dvořáka [82]. Druhou skupinou jsou režimy nezávislé či málo závislé na axiální poloze trysky, u kterých jsou pracovní charakteristiky navzájem takřka totožné. Tyto režimy jsou označovány jako režimy při velkých polohách trysky ( $x_p \geq 3 \text{ mm}$ ). U těchto režimů bylo zjištěno, že k aerodynamickému ucpání dochází pravděpodobně ve směřovací komoře.

Numerický výzkum byl v počáteční fázi zaměřen na ladění a zpřesňování numerického modelu za účelem zlepšení shody vypočtených výsledků s experimentem. Mimo studia nezávislosti použité výpočetní sítě modelu na konečný výsledek byly vyšetřovány vlivy použitého výpočetního řešiče a diskretizačního schématu. Vliv klidového tlaku hnaného proudu  $p_{02}$  byl zkoumán především pro ověření správnosti místa použité okrajové podmínky na hnaném vstupu.

Při geometrické konfiguraci  $x_p = 3 \text{ mm}$  byl demonstrován vliv použitého modelu turbulence v návrhovém režimu. Bylo zjištěno, že modely typu  $k-\varepsilon$  mají tendenci predikovat aerodynamické ucpání dle Fabriho a Siestrunka [13]. V tomto případě bylo vytvořené fiktivní hrdlo zřetelné na zvukové čáře a statický tlak na stěně dosahoval izoentropické kritické hodnoty. Naproti tomu při výpočtech s modely typu  $k-\omega$  nedocházelo k vytvoření fiktivního hrdla a proud byl v ejektoru zřejmě ucpán způsobem, jenž navrhuje autoři Bernstein et al. [36]. Statický tlak na stěně v tomto případě nedosahoval izoentropické kritické hodnoty v žádném místě ejektoru.

V rámci numerického výzkumu byly rovněž provedeny výpočty na třírozměrných modelech ejektoru, které sloužily především k ověření symetričnosti proudění a správnosti použití osově symetrických modelů. Symetričnost byla potvrzena na základě tlakových průběhů na stěně ve čtyřech navzájem kolmých řezech. Výsledky ze třírozměrných modelů byly porovnány s výsledky osově symetrických modelů a bylo dosaženo poměrně dobré shody jak z pohledu statického tlaku na stěně, tak z pohledu

pracovní charakteristiky. Nicméně na zvukových plochách byly objeveny mírné nesymetrie, což si jistě žádá další a podrobnější studium.

Dosažené výsledky ukazují, že hnací tryska je ve velkém rozsahu protitlaků přeexpandovaná. Tento fakt může dělat v některých případech analytický výzkum složitější, jelikož například metoda Chena et al. [7] vychází z předpokladu, že hnací tryska pracuje v celém rozsahu protitlaků v podexpandovaném režimu.

Velice zajímavý poznatek byl zjištěn u režimů v okolí kritického bodu pracovní charakteristiky při poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = 4,09$  a geometrických konfigurací  $x_p \geq 3 \text{ mm}$ . Naměřená pracovní charakteristika má v těchto případech odlišný tvar, než je běžně prezentováno v dostupné literatuře. Jedná se o přechodovou oblast režimů velmi blízkých kritickému bodu. Ukazuje se, že závislost nasávaného množství na protitlaku není v podzvukové oblasti charakteristiky lineární.

Pro  $x_p \geq 3 \text{ mm}$  nedocházelo v žádném z vyšetřovaných případů k aerodynamickému ucpání před směšovací komorou, ale v případě příznivých podmínek (vysoký  $p_{01}/p_{02}$  a nízký  $p_4/p_{02}$ ) uvnitř komory. V některých případech pravděpodobně nastává ucpání až na konci směšovací komory a jedná se zřejmě o ucpání celkového proudu nebo tzv. složkové ucpání, viz Bernstein et al. [36].

Bylo zjištěno, že vysunutím hnací trysky ven ze směšovací komory roste účinnost ejektoru a režim při maximální účinnosti neodpovídá maximálnímu nasávanému množství hnaného vzduchu.

Na prezentovaných výsledcích byl v některých případech vidět nesoulad dat z experimentu a numerických simulací. Ve většině případů má numerický výpočet tendenci konečné hodnoty ejekčního součinitele a kritického protitlaku nadhodnocovat. Porovnáme-li výsledky z numerických simulací, jsou rozdíly v hodnotách kritického protitlaku pro různé polohy hnací trysky nepatrné. Naproti tomu výsledky získané z měření ukazují při různých polohách trysky poměrně značné rozdíly v kritickém protitlaku. Numerický výpočet se zřejmě neumí vypořádat s výpočtem kritického průřezu hnaného proudu a predikovaný kritický průřez je závislý na parametrech nastavení výpočtu, např. modelu turbulence (viz podkapitola 6.2.3). Rozdíly mezi naměřenými a numericky vypočtenými charakteristikami jsou pro  $x_p < 3 \text{ mm}$  do jisté míry způsobeny nejistotou nastavení axiální polohy trysky při experimentu ( $\pm 0,1 \text{ mm}$ ), a může se v některých případech zdát, že numerický výpočet mírně podhodnocuje nasávané množství ejektorem. Naproti tomu velikost kritického protitlaku z numerických výpočtů je ve velmi dobré shodě s experimenty. Pro  $x_p \geq 3 \text{ mm}$  nemá nejistota osového nastavení hnací trysky zásadní vliv, neboť se tyto případy ukázaly být, především z pohledu pracovních charakteristik, téměř totožné. To bylo potvrzeno jak experimentálně, tak numericky. Nicméně i pro tyto případy lze nalézt rozdíly v průbězích zvukových čar, ze kterých je zřejmé, že kritický průřez může být kdekoliv mezi začátkem směšovací komory a difuzorem. Skutečná geometrie experimentálního ejektoru se od ideální geometrie výpočetního modelu liší, a lze předpokládat, že tyto nesrovnalosti mají také vliv na místo aerodynamického ucpání.

Demonstrován byl rovněž vliv drsnosti povrchu na proudění v ejektoru. Výzkum byl prováděn numericky s využitím modelu drsné stěny v programu Ansys Fluent. Uvažování drsnosti na stěně značně ovlivňuje pracovní charakteristiku ejektoru – především přechod mezi návrhovými a nenávrhovými režimy – a průběh statického tlaku na stěně ejektoru. Vyšší drsnost při numerickém výpočtu zvyšuje statický tlak ve směšovací komoře a ejektor ztrácí část svého sacího výkonu a klesá účinnost zařízení. Ukazuje se, že pro  $x_p < 3 \text{ mm}$ , kdy je hnaný proud aerodynamicky ucpán před směšovací komorou, je vliv drsnosti na pracovní charakteristiku minimální. Naopak při  $x_p \geq 3 \text{ mm}$ , kdy je hnaný proud ucpán ve směšovací komoře, má drsnost stěny na proudění významný vliv. Při konfiguraci  $x_p = 4 \text{ mm}$  a  $p_{01}/p_{02} = 5,12$  bylo zjištěno, že při výpočtu s hladkou stěnou má numerický výpočet tendenci predikovat aerodynamické ucpání dle Fabriho a Siestruncka [13]. V případě drsné stěny docházelo ke snížení hnaného průtoku a ejektor byl zřejmě aerodynamicky ucpán způsobem, jenž navrhuje autoři Bernstein et al. [36]. Zohledněním drsnosti stěny při výpočtu jsou výsledky v dobré shodě s experimenty jak z pohledu pracovních charakteristik, tak z pohledu statického tlaku na stěně. Tento poznatek je v souladu s analytickými metodami výpočtu, kde dochází vlivem zahrnutím třecích ztrát k výraznému snížení průtoků.

V rámci analytického výpočtu byl na dvou vybraných metodách ukázán vliv zahrnutí ztrát v jednotlivých částech nadzvukového ejektoru. Každá z uvedených metod vychází z jiných předpokladů a liší se především tvarem rovnice toku hybnosti a způsobem určení aerodynamického ucpání hnaného proudu. Bylo zjištěno, že Chenova metoda má řadu omezení a nelze ji považovat za univerzálně platnou. Jedná se například o předpoklad pracovního režimu hnací trysky a aerodynamického ucpání hnaného proudu ve směšovací komoře na začátku výpočtu nebo omezení platnosti vztahů pro kolmou rázovou vlnu při vyšších protitlacích. Abramovičova metoda byla rozšířena a upravena tak, aby zohledňovala polohu trysky při výpočtu. Výsledky jsou v dobré shodě s experimentem v návrhových režimech, avšak v oblasti podzvukových režimů byl zjištěn poměrně velký nesoulad, jenž by mohl být předmětem dalšího bádání v budoucnu.

## 7 Závěrečné shrnutí a doporučení pro další výzkum

Předkládaná práce je zaměřena na problematiku aerodynamického ucpání v nadzvukových ejektorech s válcovou směšovací komorou a nastavitelnou hnací tryskou. V práci byla provedena rešerše prací souvisejících s danou problematikou. Výzkum byl zaměřen na tři odlišné přístupy: analytický, numerický a experimentální. Byl vyšetřován vliv provozních podmínek a vliv axiálního umístění hnací trysky vůči směšovací komoře na proudění uvnitř ejektoru. Na základě rozborů proudových polí, pracovních charakteristik a rozložení tlaku na stěně byla blíže popsána struktura supersonického a transsonického proudění s důrazem na aerodynamické ucpání hnaného proudu.

V rámci experimentálního výzkumu byl sestaven nadzvukový ejektor s osově nastavitelnou hnací tryskou. Pro výzkum proudění uvnitř ejektoru bylo využito pneumatických metod. Na clonách umístěných v hnané a výstupní části experimentální trati byly měřeny tlakové difference, ze kterých byl vyhodnocen hmotnostní tok hnaného a celkového proudu. Byly naměřeny pracovní charakteristiky ejektoru při poměrech klidových tlaků  $p_{01}/p_{02} = (2,03; 3,06; 4,09; 5,12)$  a polohách hnací trysky  $x_p = (1; 2; 3; 4; 5)$  mm vždy při daném poměrném protitlaku. Experimenty byly doplněny měřením průběhů statického tlaku na stěně ejektoru, které posloužily jako nástroj pro analýzu proudění a aerodynamického ucpání.

Pro hlubší studium proudových polí uvnitř ejektoru byly využity výsledky numerických simulací v programu Ansys Fluent. Velice přínosné je porovnání numerických simulací dvourozměrného osově symetrického případu s kompletně trojrozměrným modelem ejektoru, jehož použití je pro časovou náročnost výpočtu v dostupné literatuře spíše výjimkou. Numerické metody výpočtu se ukázaly být užitečným nástrojem při podpoře naměřených výsledků.

Bylo zjištěno, že nastavením hnací trysky do určité vzdálenosti od směšovací komory lze ovlivňovat strukturu proudění v ejektoru a zejména místo aerodynamického ucpání. Tím lze v určitém rozmezí poloh trysky měnit tvar pracovní charakteristiky ejektoru při neměnných provozních podmínkách. Při vysouvání hnací trysky ven ze směšovací komory se mění nejen tlakové poměry ve směšovací komoře a difuzoru, ale také velikost nasávaného množství ejektorem, což souvisí se změnou kritického průřezu hnaného proudu a jeho urychlením v sací a směšovací komoře. Tento poznatek by mohl být využit při regulaci nadzvukových ejektorů v technických aplikacích, kde právě problém s regulací pracovního režimu není zdaleka vyřešen.

Při konfiguracích  $x_p < 3$  mm bylo zjištěno, že při určitých podmínkách dochází k aerodynamickému ucpání hnaného proudu před vstupem do směšovací komory. Pro konfigurace  $x_p \geq 3$  mm, docházelo k aerodynamickému ucpání uvnitř směšovací komory. Tyto případy byly z pohledu pracovní charakteristiky takřka totožné, avšak z pohledu rozložení tlaku na stěně či aerodynamického ucpání hnaného proudu se odlišovaly. V některých případech bylo ucpání hnaného proudu zřetelně identifikovatelné na zvukové čáře. V těchto případech bylo v hnaném proudu vytvořeno kritické hrdlo podobným způsobem, jenž navrhují autoři Fabri a Siestrunk [13]. V jiných případech nebylo možné z průběhu zvukové čáry identifikovat žádné kritické hrdlo a proud byl

v ejektoru zřejmě ucpán mechanismem, který navrhuji autoři Bernstein et al. [36], tj. jednalo se pravděpodobně o tzv. složkové ucpání celkového proudu.

Práce přináší cenné poznatky z oblasti numerického výzkumu při studiu vlivu drsnosti na proudění v ejektoru. Ukazuje se, že drsnost stěny při proudění v nadzvukovém ejektoru má významný vliv na pracovní charakteristiku a rozložení statického tlaku na stěně, což se projevuje na celkovém výkonu zařízení. Vliv drsnosti je významný zejména u ejektorů malých rozměrů, tak jako v této práci. Bylo zjištěno, že v případech, kdy byl hnaný proud aerodynamicky ucpán před směšovací komorou ( $x_p < 3 \text{ mm}$ ), byl vliv drsnosti na pracovní charakteristiku ejektoru minimální. Naopak při  $x_p \geq 3 \text{ mm}$  měla drsnost stěny na proudění významný vliv, což se projevovalo jak na pracovní charakteristice, tak na rozložení statického tlaku na stěně ejektoru. Vliv drsnosti byl demonstrován také při použití analytických metod.

Při provozu nadzvukového ejektoru hraje kvalita povrchu vnitřních stěn významnou roli. Předepsáním dokončovací operace na vnitřním povrchu ejektoru je jistě možné navýšit jeho sací výkon. Nicméně je nutné mít na paměti, že každá dodatečná výrobní operace zvyšuje cenu celého zařízení. To by se v případě nadzvukových ejektorů mohlo setkat s nezájmem tato zařízení používat, neboť právě jednoduchá výroba a nízká pořizovací cena byly vždy velkými přednostmi těchto zařízení.

V disertační práci byly představeny dvě analytické metody výpočtu – metody Abramoviče a Chena. Metody se liší především způsobem výpočtu aerodynamického ucpání hnaného proudu. Chenova metoda předem předpokládá místo ucpání (Fabriho ucpání 2. typu) a pracuje s omezenou představou podexpandovaného hnacího proudu, jenž není univerzálně platná. Navíc se pro vyšší protitlaky ukazuje, že metoda ztrácí platnost, neboť řeší expanzní ráz, který není v ideálních plynech možný. Naproti tomu se Abramovičova metoda zdá být fyzikálně správnější, neboť nepracuje s omezenou představou aerodynamického ucpání uvnitř směšovací komory a vychází čistě z bilančních zákonů.

Obě metody byly aplikovány na zkoumaný nadzvukový ejektor. Byly formulovány jejich vlastnosti a podány návrhy na jejich vylepšení. Ani jedna z uvedených analytických metod není v základním tvaru schopna zohlednit axiální polohu hnací trysky vůči směšovací komoře, ovšem na Abramovičově metodě bylo demonstrováno jedno z možných řešení zohlednění polohy trysky při výpočtu.

Z hlediska budoucího vývoje experimentálního výzkumu se nabízí proměřit nadzvukový ejektor odlišných geometrických parametrů. Bylo by rovněž přínosné zaměřit se u některých částí zařízení na vyšší výrobní a montážní přesnost, především pak na umístění hnací trysky vůči směšovací komoře, tj. osová souměrnost apod. Konstrukce zařízení, které by umožnilo vyšetřovat proudové pole uvnitř ejektoru pomocí optických metod, by rovněž přispěla k získání cenných poznatků a umožnila detailnější porovnání s výsledky numerických výpočtů. Také analytické metody výpočtu nabízejí velký potenciál pro další výzkum, kde by bylo především přínosné zlepšení shody v oblasti podzvukových režimů.

## Seznam použité literatury

- [1] D. -W. Sun and I. W. Eames, "Recent developments in the design theories and applications of ejectors - a review", *Journal of the Institute of Energy*, vol. 68, pp. 65-79, 1995.
- [2] G. Besagni, R. Mereu, and F. Inzoli, "Ejector refrigeration: A comprehensive review", *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 53, pp. 373-407, 2016.
- [3] J. Kracík, "Návrh nadzvukového aerodynamického tunelu", Diplomová práce, Liberec, 2014.
- [4] S. K. Chou, P. R. Yang, and C. Yap, "Maximum mass flow ratio due to secondary flow choking in an ejector refrigeration system", *International Journal of Refrigeration*, vol. 24, no. 6, pp. 486-499, 2001.
- [5] N. Ruangtrakoon, T. Thongtip, S. Aphornratana, and T. Sriveerakul, "CFD simulation on the effect of primary nozzle geometries for a steam ejector in refrigeration cycle", *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 63, pp. 133-145, 2013.
- [6] G. N. Abramovič, *Aplikovaná dynamika plynů*. Praha: Technicko-vědecké vydavatelství, 1952.
- [7] W. X. Chen, M. Liu, D. T. Chong, J. J. Yan, A. B. Little, and Y. Bartosiewicz, "A 1D model to predict ejector performance at critical and sub-critical operational regimes", *International Journal of Refrigeration*, vol. 36, no. 6, pp. 1750-1761, 2013.
- [8] V. Dvořák, "Výzkum a optimalizace proudění v ejektorech", Habilitační práce, Liberec, 2010.
- [9] J. Kolář, "Aerodynamická optimalizace hnací trysky ejektoru", Disertační práce, Liberec, 2014.
- [10] A. H. Shapiro, *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow: Vol. 1*. New York: The Ronald Press Company, 1953.
- [11] V. Dvořák, *Úvod do proudění stlačitelných tekutin*. Liberec: Technická univerzita v Liberci, 2009.
- [12] F. Liu, "Review on Ejector Efficiencies in Various Ejector Systems", in *15th International Refrigeration and Air Conditioning Conference at Purdue*, 2014, pp. 2580 (1-10).
- [13] J. Fabri and R. Siestrunk, "Supersonic Air Ejectors", *Advances in Applied Mechanics*, vol. 5, pp. 1-34, 1958.
- [14] B. -J. Huang, J. M. Chang, C. P. Wang, and V. A. Petrenko, "A 1-D analysis of ejector performance", *International Journal of Refrigeration*, vol. 22, no. 5, pp. 354-364, 1999.

- [15] S. He, Y. Li, and R. Wang, "Progress of mathematical modeling on ejectors", *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 13, no. 8, pp. 1760-1780, 2009.
- [16] F. Kong and H. Kim, "Analytical and computational studies on the performance of a two-stage ejector-diffuser system", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 85, pp. 71-87, 2015.
- [17] J. T. Munday and D. F. Bagster, "A New Ejector Theory Applied to Steam Jet Refrigeration", *Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development*, vol. 16, no. 4, pp. 442-449, 1977.
- [18] K. Chunnanond and S. Aphornratana, "An experimental investigation of a steam ejector refrigerator: the analysis of the pressure profile along the ejector", *Applied Thermal Engineering*, vol. 24, no. 2-3, pp. 311-322, 2004.
- [19] J. G. del Valle, J. M. Sáiz-Jabardo, F. C. Ruiz, and J. S. J. Alonso, "A one dimensional model for the determination of an ejector entrainment ratio", *International Journal of Refrigeration*, vol. 35, no. 4, pp. 772-784, 2012.
- [20] G. Grazzini, A. Milazzo, and F. Mazzelli, *Ejectors for Efficient Refrigeration: Design, Applications and Computational Fluid Dynamics*. Switzerland: Springer International Publishing, 2018.
- [21] A. Hemidi, F. Henry, S. Leclaire, J. -M. Seynhaeve, and Y. Bartosiewicz, "CFD Analysis of a Supersonic Air Ejector. Part I: Experimental Validation of Single-Phase and Two-Phase Operation", *Applied Thermal Engineering*, vol. 29, no. 8-9, pp. 1523-1531, 2009.
- [22] T. Sriveerakul, S. Aphornratana, and K. Chunnanond, "Performance prediction of steam ejector using computational fluid dynamics: Part 2. Flow structure of a steam ejector influenced by operating pressures and geometries", *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 46, no. 8, pp. 823-833, 2007.
- [23] S. Varga, A. C. Oliveira, and B. Diaconu, "Numerical assessment of steam ejector efficiencies using CFD", *International Journal of Refrigeration*, vol. 32, no. 6, pp. 1203-1211, 2009.
- [24] Y. Bartosiewicz, Z. Aidoun, P. Désévaux, and Y. Mercadier, "Numerical and experimental investigations on supersonic ejectors", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 26, no. 1, pp. 56-70, 2005.
- [25] J. G. del Valle, J. Sierra-Pallares, P. García-Carrascal, and F. Castro Ruiz, "An experimental and computational study of the flow pattern in a refrigerant ejector. Validation of turbulence models and real-gas effects", *Applied Thermal Engineering*, vol. 89, pp. 795-811, 2015.
- [26] F. Mazzelli, A. B. Little, S. Garimella, and Y. Bartosiewicz, "Computational and experimental analysis of supersonic air ejector: Turbulence modeling and assessment of 3D effects", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 56, pp. 305-316, 2015.



- [27] G. Besagni and F. Inzoli, "Computational fluid-dynamics modeling of supersonic ejectors: Screening of turbulence modeling approaches", *Applied Thermal Engineering*, vol. 117, pp. 122-144, 2017.
- [28] S. D. Croquer, S. Poncet, and Z. Aidoun, "Turbulence modeling of a single-phase r134a supersonic ejector. Part 1: Numerical benchmark", *International Journal of Refrigeration*, vol. 61, pp. 140-152, 2016.
- [29] S. D. Croquer, S. Poncet, and Z. Aidoun, "Turbulence modeling of a single-phase R134a supersonic ejector. Part 2: Local flow structure and exergy analysis", *International Journal of Refrigeration*, vol. 61, pp. 153-165, 2016.
- [30] M. Ji, T. S. Utomo, J. Woo, Y. Lee, H. M. Jeong, and H. S. Chung, "CFD investigation on the flow structure inside thermo vapor compressor", *Energy*, vol. 35, no. 6, pp. 2694-2702, 2010.
- [31] A. Hemidi, F. Henry, S. Leclaire, J. M. Seynhaeve, and Y. Bartosiewicz, "CFD Analysis of a Supersonic Air Ejector. Part II: Relation between Global Operation and Local Flow Features", *Applied Thermal Engineering*, vol. 29, no. 14-15, pp. 2990-2998, 2009.
- [32] D. Chong, M. Hu, W. Chen, J. Wang, J. Liu, and J. Yan, "Experimental and numerical analysis of supersonic air ejector", *Applied Energy*, vol. 130, pp. 679-684, 2014.
- [33] O. Lamberts, P. Chatelain, and Y. Bartosiewicz, "Numerical and experimental evidence of the Fabri-choking in a supersonic ejector", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 69, pp. 194-209, 2018.
- [34] T. Hyhlík, J. Macek, and P. Šafařík, "Příspěvek k řešení aerodynamického ucpání v průtočných částech strojů s uvažováním termodynamické účinnosti", in *Colloquium Fluid Dynamics*, 2001, pp. 23-26.
- [35] S. Nakao and M. Takamoto, "Choking Phenomena of Sonic Nozzles at Low Reynolds Numbers", *Flow Measurement and Instrumentation*, vol. 11, no. 4, pp. 285-291, 2000.
- [36] A. Bernstein, W. H. Heiser, and C. Hevenor, "Compound-Compressible Nozzle Flow", *Journal of Applied Mechanics*, vol. 34, no. 3, pp. 548-554, 1967.
- [37] O. Lamberts, P. Chatelain, N. Bourgeois, and Y. Bartosiewicz, "The compound-choking theory as an explanation of the entrainment limitation in supersonic ejectors", *Energy*, vol. 158, pp. 524-536, 2018.
- [38] G. Flugel, "The Design of Jet Pumps", in *National Advisory Committee for Aeronautics: Technical Memorandum no. 982*, 1941.
- [39] J. H. Keenan and E. P. Neumann, "A simple air ejector", *Journal of Applied Mechanics ASME*, vol. 64, no. 2, pp. A75-A81, 1942.
- [40] J. H. Keenan, E. P. Neumann, and L. Lustwerk, "An investigation of ejector design by analysis and experiment", *Journal of Applied Mechanics ASME*, vol. 72, pp. 299-309, 1950.

- [41] Š. Krahulec, "Výpočtové metody vzduchových ejektorů", Diplomová práce, Liberec, 2004.
- [42] C. Shi, H. Chen, W. Chen, S. Zhang, D. Chong, and J. Yan, "1D model to predict ejector performance at critical and subcritical operation in the refrigeration system", *Energy Procedia*, vol. 75, pp. 1477-1483, 2015.
- [43] R. A. Tyler and R. G. Williamson, *Confined Mixing of Coaxial Flows: Aeronautical Report LR-602, NRC no. 18831*. Ottawa: National Research Council Canada, 1980.
- [44] S. Aphornratana and I. W. Eames, "A small capacity steamejector refrigerator: experimental investigation of a system using ejector with movable primary nozzle", *International Journal of Refrigeration*, vol. 20, no. 5, pp. 352-358, 1997.
- [45] J. H. Ferziger and M. Peric, *Computational methods for fluid dynamics*, 3rd, rev. ed. Berlin: Springer, 2002.
- [46] C. Hirsch, *Numerical Computation of Internal and External Flows: The Fundamentals of Computational Fluid Dynamics*, 2nd ed. Oxford: Elsevier/Butterworth-Heinemann, 2007.
- [47] C. Hirsch, *Numerical Computation of Internal and External Flows, Volume 2: Computational Methods for Inviscid and Viscous Flows*. Verlag: John Wiley, 1990.
- [48] ANSYS Inc., *ANSYS Fluent User's Guide: Release 18.2*. Canonsburg, Pennsylvania: ANSYS, 2018.
- [49] ANSYS Inc., *ANSYS Fluent Theory Guide: Release 18.2*. Canonsburg, Pennsylvania, 2018.
- [50] J. Blazek, *Computational Fluid Dynamics: Principles and Applications*, 3rd ed. Oxford: Elsevier/Butterworth-Heinemann, 2015.
- [51] G. Besagni and F. Inzoli, "Computational Fluid-Dynamics modeling of supersonic ejectors: screening of turbulence modeling approaches", *Applied Thermal Engineering*, vol. 117, pp. 122-144, 2017.
- [52] J. Kolar and V. Dvorak, "Verification of k- $\omega$  SST Turbulence Model for Supersonic Internal Flows", *Open Science Index, Mechanical and Mechatronics Engineering*, vol. 5, no. 9, pp. 1715-1719, 2011.
- [53] Y. Zhu and P. Jiang, "Experimental and numerical investigation of the effect of shock wave characteristics on the ejector performance", *International Journal of Refrigeration*, vol. 40, pp. 31-42, 2014.
- [54] A. Favre, "Equations des gaz turbulents compressibles", *J. de Mécanique*, 4: 361, 1965.
- [55] B. E. Launder and D. B. Spalding, *Lectures in mathematical models of turbulence*. London: Academic Press, 1972.

- [56] D. C. Wilcox, *Turbulence Modeling for CFD*, 3rd ed. San Diego: DCW Industries, 2006.
- [57] V. Yakhot and S. A. Orszag, "Renormalization group analysis of turbulence. I. Basic theory", *Journal of Scientific Computing*, vol. 1, pp. 3-51, 1986.
- [58] V. Yakhot, S. A. Orszag, S. Thangam, T. B. Gatski, and C. G. Speziale, "Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique", *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, vol. 4, no. 7, pp. 1510-1520, 1992.
- [59] T. -H. Shih, W. W. Liou, A. Shabbir, Z. Yang, and J. Zhu, "A new k- $\epsilon$  eddy viscosity model for high reynolds number turbulent flows", *Computers & Fluids*, vol. 24, no. 3, pp. 227-238, 1995.
- [60] F. R. Menter, "Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications", *AIAA Journal*, vol. 32, no. 8, pp. 1598-1605, 1994.
- [61] "NASA Langley Research Center: Turbulence Modeling Resource", 2020. [Cit. 1. 4. 2020]. Dostupné z: <https://turbmodels.larc.nasa.gov/>.
- [62] J. Nikuradse, *Laws of Flow in Rough Pipes*. Washington: NACA, Technical memorandum 1292, 1950.
- [63] D. B. Spalding, "A single formula for the law of the wall", *Journal of Applied Mechanics ASME*, vol. 28, no. 3, pp. 455-458, 1961.
- [64] L. F. Moody, "Friction Factors for Pipe Flow", *Transactions of the ASME*, vol. 66, pp. 671-684, 1944.
- [65] C. F. Colebrook and C. M. White, "Experiments with Fluid Friction in Roughened Pipes", *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, vol. 161, no. 906, pp. 367-381, 1937.
- [66] J. Noskievič a kol., *Mechanika tekutin*. Praha: SNTL - Nakladatelství technické literatury, 1987.
- [67] C. L. V. Jayatilleke, "The influence of Prandtl number and surface roughness on the resistance of the laminar sub-layer to momentum and heat transfer", Ph.D. thesis, London, 1966.
- [68] F. Mazzelli and A. Milazzo, "Performance analysis of a supersonic ejector cycle", *International Journal of Refrigeration*, vol. 49, pp. 79-92, 2015.
- [69] A. Milazzo and F. Mazzelli, "Future perspectives in ejector refrigeration", *Applied Thermal Engineering*, vol. 121, pp. 344-350, 2017.
- [70] T. Adams, C. Grant, and H. Watson, "A simple algorithm to relate measured surface roughness to equivalent sand-grain roughness", *International Journal of Mechanical Engineering and Mechatronics*, vol. 1, no. 2, pp. 66-71, 2012.

- [71] M. V. Zagarola and A. J. Smits, "Mean-flow scaling of turbulent pipe flow", *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 373, pp. 33-79, 1998.
- [72] J. B. Taylor, A. L. Carrano, and S. G. Kandlikar, "Characterization of the effect of surface roughness and texture on fluid flow – past, present, and future", *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 45, no. 10, pp. 962-968, 2006.
- [73] A. M. S. Guanlao, "Design and verification of a test rig for research of supersonic ejectors", Diplomová práce, Liberec, 2016.
- [74] ČSN EN ISO 5167-1, *Měření průtoku tekutin pomocí snímačů diferenčního tlaku vložených do zcela zaplněného potrubí kruhového průřezu - Část 1: Obecné principy a požadavky*. Praha: Český normalizační institut, 2003.
- [75] ČSN EN ISO 5167-2, *Měření průtoku tekutin pomocí snímačů diferenčního tlaku vložených do zcela zaplněného potrubí kruhového průřezu - Část 2: Clony*. Praha: Český normalizační institut, 2003.
- [76] R. W. Miller, *Flow Measurement Engineering Handbook*, 3rd ed. New York: McGraw-Hill Education, 1996.
- [77] *Technická dokumentace snímače Kulite XTL-123B(C)-190(M)* [Cit. 21.8. 2020]. Dostupné z: <https://kulite.com/assets/media/2019/02/XTL-123B-190.pdf>.
- [78] E. O. Doebelin, *Measurement Systems Application and Design*, 4th ed. New York: McGraw-Hill Publishing Company, 1990.
- [79] SITRANS F Coriolis Flowmeters MASS 2100 & FC300 (FCT030): Operating Instructions. Germany: Siemens, 2017.
- [80] V. Dvorak, "Shape optimization of supersonic ejector for supersonic wind tunnel", *Applied and Computational Mechanics*, vol. 4, pp. 15-24, 2010.
- [81] G. Al-Doori, "Investigation of Refrigeration System Steam Ejector Performance Through Experiments and Computational Simulations", Ph.D. thesis, Queensland, 2013.
- [82] V. Dvořák, "Proudové procesy v ejektoru", Disertační práce, Liberec, 2003.
- [83] K. Matsuo, Y. Miyazato, and H. -D. Kim, "Shock train and pseudo-shock phenomena in internal gas flows", *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 35, pp. 33-100, 1999.
- [84] R. Dvořák, *Transsonické proudění*. Praha: Academia, 1986.
- [85] J. Dong, D. A. Pounds, P. Cheng, and H. B. Ma, "An Experimental Investigation on Steam Ejector Refrigeration Systems", *Journal of Thermal science and Engineering Applications (ASME)*, vol. 4, pp. 551-557, 2012.
- [86] V. Dvořák, *Proudění v tryskách a difuzorech*. Liberec: Technická univerzita v Liberci, 2009.

## Seznam publikací autora

- [A1] J. Kracik, V. Dvorak, and J. Kolar, "Development of air to air ejector for supersonic wind tunnel", *EPJ Web of Conferences*, vol. 67, pp. 02059(p1-p4), 2014.
- [A2] J. Kracík and V. Dvořák, "Návrh malého nadzvukového aerodynamického tunelu", *Setkání kateder mechaniky tekutin a termomechaniky*, Praha, pp. 44-47, 2014.
- [A3] J. Kracik, "Design of Experimental Supersonic Wind Tunnel", *Workshop Světlanka 2014*, pp. 198-202, 2014.
- [A4] J. Kracik and V. Dvorak, "Experimental and numerical investigation of an air to air supersonic ejector for propulsion of a small supersonic wind tunnel", *EPJ Web of Conferences*, vol. 92, pp. 02038(p1-p5), 2015.
- [A5] J. Kracik, "A Numerical Investigation of a Wake behind a Model with Mass Injection", *Konference Laboratorní metody*, Ještěd, pp. 1-6, 2015.
- [A6] J. Kracik and V. Dvorak, "Development of an Analytical Method for Predicting Flow in a Supersonic Air Ejector", *EPJ Web of Conferences*, vol. 114, pp. 02059(p1-p6), 2016.
- [A7] J. Kracik and V. Dvorak, "Preliminary study of the primary nozzle position of a supersonic air ejector with a constant-area mixing chamber", *EPJ Web of Conferences*, vol. 143, pp. 02056(1-6), 2017.
- [A8] J. Kracik, V. Dvorak, V. Nguyen Van, and K. Smierciew, "Experimental and Numerical Study on Supersonic Ejectors Working with R-1234ze(E)", *EPJ Web of Conferences*, vol. 180, pp. 02047(1-10), 2018.
- [A9] V. Nguyen Van and J. Kracik, "CFD simulation of ejector: is it worth to use real gas models?", *EPJ Web of Conferences*, vol. 180, pp. 02075(1-7), 2018.
- [A10] V. Dvorak, R. Votrubec, J. Safka, and J. Kracik, "Experimental investigation of centrifugal fans for personal protection equipment – effect of used 3D printing technologies", *EPJ Web of Conferences*, vol. 180, pp. 02023(1-5), 2018.
- [A11] L. Vojta, J. Kracik, and V. Dvorak, "Introductory Numerical Study on Supersonic Ejector Working with R32", *EPJ Web of Conferences*, vol. 213, pp. 02096(1-6), 2019.
- [A12] J. Kracík, "Aerodynamické ucpání v supersonickém ejektoru s osově nastavitelnou hnací tryskou", *Studentská vědecká a odborná činnost 2020*, Liberec, pp. 1-10, 2020.