



TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI
Fakulta strojní



Návrh a ověření supersonických ejektorů

Diplomová práce

Studijní program: N2301 – Strojní inženýrství
Studijní obor: 2302T010 – Konstrukce strojů a zařízení
Autor práce: **Bc. Michal Pavlas**
Vedoucí práce: doc. Ing. Václav Dvořák, Ph.D.



Technická univerzita v Liberci
Fakulta strojní
Akademický rok: 2016/2017

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Bc. Michal Pavlas**
Osobní číslo: **S16000351**
Studijní program: **N2301 Strojní inženýrství**
Studijní obor: **Konstrukce strojů a zařízení**
Název tématu: **Návrh a ověření supersonických ejektorů**
Zadávající katedra: **Katedra energetických zařízení**

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

1. Provedte rešerši literatury o nadzvukových ejektorech.
2. Nastudujte měřicí trať nadzvukových ejektorů v laboratořích.
3. Ejektor v měřicí trati ověřte analytickým výpočtem, numerickým výpočtem a experimentem, výsledky zpracujte, porovnejte a okomentujte.
4. Formulujte závěry.
5. V seznamu použité literatury uveďte alespoň 20 zdrojů.

Rozsah grafických prací: **10**
Rozsah pracovní zprávy: **50 stran**
Forma zpracování diplomové práce: **tištěná**

Seznam odborné literatury:

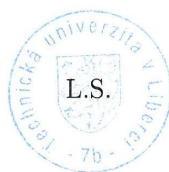
[1] **DVOŘÁK, V.** *Výzkum a optimalizace ejektorů, habilitační práce.* TUL, Liberec, 2010.

[2] **DVOŘÁK, V.** *Proudové procesy v ejektorech, disertační práce.* TUL, Liberec, 2013.

Vedoucí diplomové práce: **doc. Ing. Václav Dvořák, Ph.D.**
Katedra energetických zařízení
Konzultant diplomové práce: **Ing. Jan Kracík**
Katedra energetických zařízení

Datum zadání diplomové práce: **1. února 2017**
Termín odevzdání diplomové práce: **1. května 2018**


prof. Dr. Ing. Petr Lenfeld
děkan




doc. Ing. Václav Dvořák, Ph.D.
vedoucí katedry

V Liberci dne 1. února 2017

Prohlášení

Byl jsem seznámen s tím, že na mou diplomovou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb., o právu autorském, zejména § 60 – školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci (TUL) nezasahuje do mých autorských práv užitím mé diplomové práce pro vnitřní potřebu TUL.

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

Diplomovou práci jsem vypracoval samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím mé diplomové práce a konzultantem.

Současně čestně prohlašuji, že tištěná verze práce se shoduje s elektronickou verzí, vloženou do IS STAG.

Datum: 23.5.2017

Podpis: 

Poděkování

Děkuji panu Ing. Janu Kracíkovi a doc. Ing. Václavovi Dvořákovi, Ph.D., za poskytnutí velkého množství cenných rad a informací a také za jejich čas který mi během psaní této práce věnoval.

Anotace

Tato diplomová práce se zabývá analýzou supersonického ejektoru umístěného v prostorách KEZ. Ejektor byl ověřen pomocí experimentální, teoretické a numerické metody. Při experimentálním vyšetřování ejektoru byl zkoumán vliv protitlaku na chod ejektoru. Byly získány průběhy statických tlaků na stěně ejektoru a také vyhodnocena charakteristika ejektoru. Teoretická metoda vychází z jednorozměrného analytického modelu a je řešena jak izoentropicky, tak i s uvažováním ztrát. Numerická metoda je řešena pomocí komerčního softwaru Fluent a získané výsledky jsou porovnány s experimentálními hodnotami.

Klíčová slova: supersonický ejektor, ejektor, nadzvukové proudění.

Annotation

This diploma thesis deals with the analysis of the supersonic ejector located in the KEZ premises. The ejector was verified using experimental, theoretical and numerical methods. During the experimental investigation, the effect of the backpressure was investigated on the ejector performance. Static pressures on the ejector wall were obtained as well as the ejector characteristics. The theoretical method is based on a one-dimensional analytical model and it is solved both in iso-entropy and in considering losses. The numerical method is solved using the commercial Fluent software and the results obtained are compared with the experimental values.

Key words: supersonic ejector, ejector, supersonic flow.

Obsah

Seznam použitého značení.....	9
1. Princip ejektoru.....	11
1.1 Proudění v plynovém ejektoru.....	12
1.2 Aplikace ejektorů v praxi	13
1.2.1 Zdroj podtlaku	13
1.2.2 Chlazení.....	14
1.2.3 Doprava látek	15
2. Analytické řešení ejektoru.....	16
2.1 Výpočet směšování.....	17
2.2 Výpočet difuzoru	21
2.3 Výpočet účinnosti.....	22
2.4 Výpočet ejektoru s uvažováním ztrát	23
2.4.1 Ztráty v tryskách pro hnací a hnané prostředí	24
2.4.2 Ztráty ve směšovací komoře.....	27
2.4.3 Ztráty v difuzoru	29
3. Experiment	31
3.1 Schéma měřicí tratě a ejektoru.....	31
3.2 Snímače měřených veličin	35
3.2.1 Měření tlaku	35
3.2.2 Měření hmotnostního toku.....	38
3.3 Určení nejistot.....	41
3.3.1 Nejistota měřených veličin.....	42
3.3.2 Nejistota vypočtených veličin.....	42
3.4 Provedení experimentu a postup při zpracování výsledků.....	44
4. Numerické řešení	48
4.1 Numerické modelování proudění.....	48
4.2 Fluent.....	48
4.3 Řešič.....	49
4.3.1 Pressure-based solver	49
4.3.2 Density-based solver.....	50
4.4 Turbulentní model.....	50

4.5	Postup tvorby modelu – „preprocessing“	50
4.6	Nastavení výpočtu – „processing“	52
4.7	Výsledky získané pomocí numerického modelu – „postprocessing“	54
4.7.1	Protitlak 10 kPa - 25 kPa.....	55
4.7.2	Protitlak 30 kPa – 45 kPa.....	59
4.7.3	Protitlak 50 kPa - 65 kPa.....	61
5.	Porovnání dosažených výsledků	64
5.1	Charakteristika ejektoru	64
5.2	Průběh tlaku podél stěny ejektoru	66
6.	Závěr.....	69
6.1	Dosažené výsledky.....	69
6.2	Další možný vývoj	70
Zdroje:	71

Seznam použitého značení

Značka	Jednotka	Veličina
A	m^2	plocha
c	m/s	rychlost
C	1	součinitel průtoku, rovnice (3.4)
c_p	$J/(kg.K)$	měrná tepelná kapacita za konstantního tlaku
d	m	průměr clony
D	m	průměr potrubí
f	1	součinitel tření, rovnice (2.32)
h	J/kg	měrná entalpie
k	1	střední jakost povrchu vnitřního průměru směšovací komory
L	m	délka kanálu
\dot{m}	kg/s	hmotnostní tok
M	1	Machovo číslo
p	Pa	tlak
Δp	Pa	tlaková diference mezi dvěma zvolenými místy
q	1	dynamická funkce hustoty toku
r	$J/(kg.K)$	měrná plynová konstanta
Re_D	1	Reynoldsovo číslo ve výtlačném potrubí, rovnice (3.5)
u	1	nejistota
t	s	čas
T	K	termodynamická teplota
z	1	dynamická funkce
α_D	$^\circ$	rozšíření difuzoru
β	1	poměr průměrů, rovnice (3.3)
ε	1	součinitel expanze, rovnice (3.6)
μ	1	poměr průtočných průřezů, rovnice (2.8)
μ	$Pa.s$	dynamická viskozita tekutiny, rovnice (3.8)
η	1	účinnost
Γ	1	ejekční součinitel
Θ	1	poměr klidových teplot hnaného a hnacího proudu
κ	1	izoentropický součinitel
λ	1	bezrozměrná rychlost (Lavalovo číslo)
π	1	aerodynamické funkce tlaku, rovnice (2.14)
π	1	Ludolfovo číslo
τ	1	aerodynamická funkce teploty, rovnice (2.15)
ρ	kg/m^3	hustota tekutiny
ψ	1	průtokový součinitel
ϕ	1	rychlostní součinitel trysky, rovnice (2.27)

Význam indexů

() ₀	klidový stav
() ₀₁	klidový stav hnacího proudu
() ₀₂	klidový stav hnaného proudu
() ₀₃	klidový stav smíšeného proudu
() ₁	hnací proud
() ₂	hnaný proud
() ₁₂	stav na začátku směšování, na začátku směšovací komory
() ₃	stav po smíšení
() ₄	stav po výstupu z difuzoru
() _b	barometrický tlak
() _D	difuzor
() _E	stav na výstupu z trysky
() _{kr}	kritický stav
() _{iz}	izoentropický, bezztrátový průběh
() _{ko}	kompresní
() _{ex}	expanzní
() _{tr}	tryska
() _{max}	maximální hodnota
()'	primární proud
()''	sekundární proud

1. Princip ejektoru

Zařízení nazývané ejektor nebo také injektor či proudový přístroj, patří do skupiny proudových čerpadel, které pracují na odlišném principu než čerpadla hydrostatická či hydrodynamická. U ejektoru dochází vlivem proudění vysokotlakého média k nasávání a stlačování média nízkotlakého. Smíšení obou proudů nastává ve směšovací komoře a výsledná směs musí překonat tlak, který dosahuje hodnoty mezi klidovým tlakem hnacího a hnaného proudu. Na konci ejektoru je zapojený difuzor sloužící k navýšení statického tlaku, který je vhodný pro další dopravu smíchané tekutiny. [1]

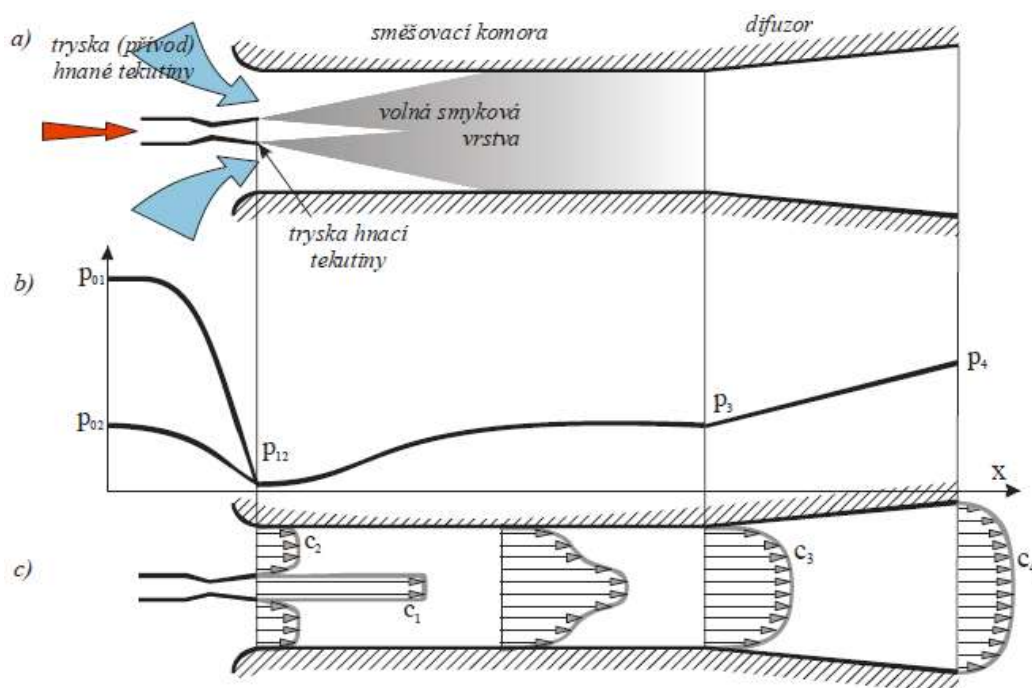
Z tohoto principu pak vyplývají výhody a nevýhody ejektorů. Za největší výhodu je považována absence pohyblivých částí stroje, z čehož plyne následná jednoduchá konstrukce a spolehlivý provoz. Mezi další výhody lze zahrnout i jednoduchou údržbu a výrobu. Ejektor také může pracovat ve vysokých teplotách a lépe snáší práci s chemicky agresivním či dokonce abrazivním médiem, nebo jejich kombinace. Při provozu ejektoru nedochází ke vzniku vibrací a také k jeho provozu není zapotřebí elektrická energie.

Oproti všem výhodám je ale třeba uvést i značné nedostatky se kterými ejektory potýkají. Zřejmě nejvýznamnějším problémem je velmi nízká účinnost, která i u dokonalých konstrukcí zřídka kdy dosahuje 30 % a tím zásadním způsobem limituje využití ejektoru. Jako další nevýhoda se jeví omezená možnost regulace, jelikož charakteristika ejektoru je ovlivněna především geometrií, není tedy moc možností, jak tyto charakteristiky za provozu měnit. [2,3]

Ejektory tak najdou své uplatnění především tam, kde je k dispozici dostatek hnacího média určeného primárně k jiným účelům a tam, kde se jedná o přetržitý krátkodobý provoz, při němž má pořizovací cena zařízení větší význam než nízká účinnost provozu. [3]

1.1 Proudění v plynovém ejektoru

K popisu proudění a jevů probíhajících uvnitř ejektoru poslouží obr. 1.1 od doc. Dvořáka. Na obr. 1.1a se přivádí hnací proud, který expanduje vstupní tryskou do směšovací komory. Zde se potenciální energie klidového tlaku p_{01} mění na energii kinetickou, díky tomu hnací proud vstupuje do směšovací komory o rychlosti c_1 . Vlivem tečných sil na okraji tohoto proudu dochází ke strhávání proudu hnaného, který expanduje z klidového tlaku p_{02} . Oba proudy se začínají mísit ve směšovací komoře při klidovém tlaku hnacího prostředí p_{12} , viz obr. 1.1b. Kinetická energie hnacího proudu se ve směšovací komoře předává hnanému, až dojde k postupnému vyrovnání rychlostního profilu. Část kinetické energie hnacího proudu se dále přemění na tlakovou energii a zbytek kinetické energie hnacího proudu disipuje na tepelnou energii. Disipace energie v ejektoru je způsobena třením a vířením tekutiny ve všech jeho částech, většinou ale největší část energie disipuje samotným směšováním. Právě proces směšování je zdrojem největších ztrát v ejektoru a způsobuje jeho nízkou účinnost. Z tohoto důvodu se za směšovací komoru zapojuje difuzor, kde vstupující výsledný proud o tlaku p_3 , mění část kinetické energie zpět na tlakovou, čímž stoupá tlak na p_4 a zvyšuje se jinak velice nízká účinnost ejektoru.



Obr. 1.1: Principu ejektoru; a) - konstrukční schéma, b) - průběh tlaků, c) - vývoj rychlostních profilů během směšování. [1]

1.2 Aplikace ejektorů v praxi

Jak již bylo výše uvedeno, ejektory najdou své uplatnění především tam, kde je k dispozici dostatek hnacího média určeného primárně k jiným účelům a tam, kde se jedná o přetržitý krátkodobý provoz. Časté využití nacházejí ejektory také v aplikacích, kde přítomnost pohyblivých částí není žádána. [2]

Ejektory můžeme rozdělit podle použitého hnacího a hnaného média na plyn – plyn, kapalina – kapalina, či jejich kombinace. Jelikož obsahem této diplomové práce je supersonický ejektor, budeme se dále pouze zabývat variantou, kde nosné médium a transportovaná tekutina je plyn. Tyto ejektory jsou v technické praxi velmi rozšířené, neboť mohou pracovat i s výfukovými plyny provozů, čímž zvyšují svoji ekonomickou účinnost. Aplikace ejektoru mohou být:

1.2.1 Zdroj podtlaku

Ve výrobě jsou již zcela běžné rozvody tlakového vzduchu, v případě rozvodu podtlaku to již tak časté není. K získání podtlaku o nízkých hodnotách (jednotky kPa) se používají mechanické vývěvy, k dosažení vysokého podtlaku (řádově desítky kPa) se s výhodou využívají proudové vývěvy neboli ejektory. Zdroj hnacího proudu zde může být stlačený vzduch z rozvodů.

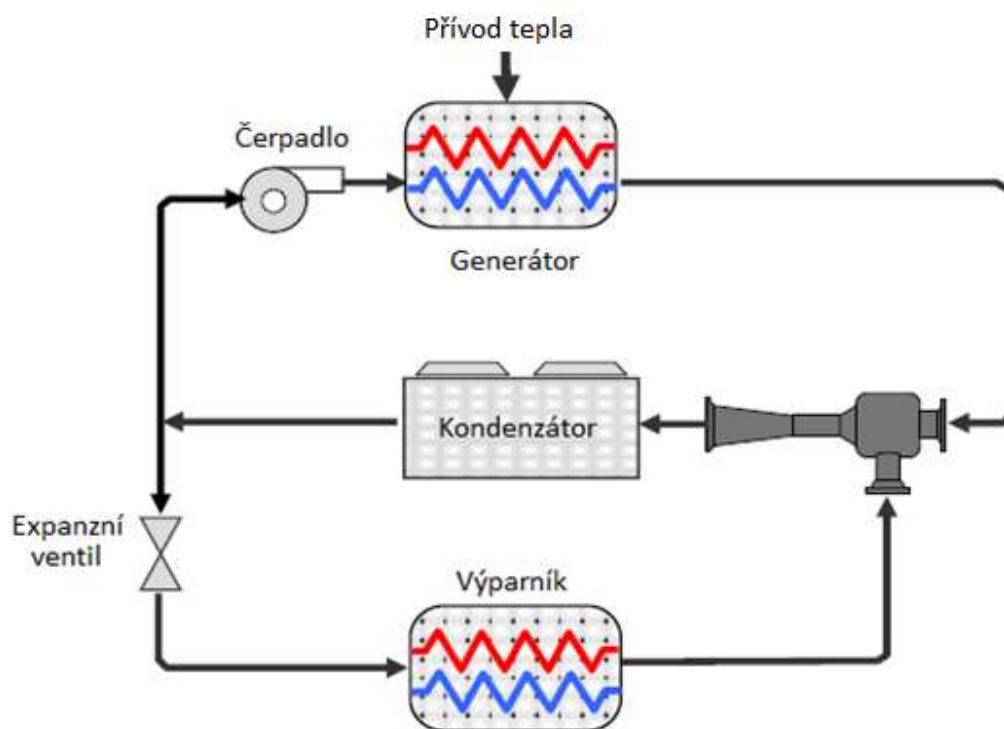
Podtlak je hojně využíván pro manipulátory, kde vytvořené vakuum slouží k uchopení předmětů. Zde se s oblibou využívají vícestupňové ejektory neboli ejektory zařazené za sebou k dosažení ještě vyšších hodnot podtlaku. [4]

Vakuum najde svoje uplatnění i v petrochemickém průmyslu při destilaci ropy. Vyvozené vakuum slouží k oddělení teplotně labilních látek, které se za normálního tlaku rozkládaly. Dále se tímto způsobem destilují látky o vysokém bodu varu a látek s malým poměrem bodu varu. S klesajícím tlakem se tento poměr zvyšuje a oddělení látek je účinnější. Destilace ropy je použita pro výrobu olejů a asfaltu. [5]

1.2.2 Chlazení

Největší uplatnění ejektorů v dnešní době se nachází v oblasti chlazení, a to zejména díky schopnosti zpracovat odpadní teplo vzniklé za provozu. Ejektor zde zastává funkci kompresoru a nasává chladivo ve stavu páry, zdrojem primárního tlaku je čerpadlo nasávající část kondenzátu a zdroj tepla pro generování vysokotlaké hnací páry za čerpadlem. [6]

Zajímavou aplikací jsou klimatizace, kde zdrojem tepla pro generátor hnací páry jsou solární termické panely. Energie k chlazení je tak k dispozici většinou v době, kdy je jí nejvíce potřeba. [2]



Obr. 1.2: Chladicí okruh s ejektorem. [6]

Další aplikace ejektoru je jeho využití při chlazení spalovacího motoru v automobilu. V tomto případě jako primární zdroj tlaku slouží výfukové spaliny vycházejících z motoru. Ejektor je umístěn na výfukovém potrubí a nasává teplý vzduch z okolí bloku motoru, čímž vytváří požadovaný odvod tepla. Spaliny společně s odvedeným teplem jsou následně odvedeny difuzorem ven do atmosféry. Tento chladicí systém je výhodný pro svou jednoduchost a také proto, že pro svůj pohon neodebírá výkon motoru. Nevýhodou je zvýšení hlučnosti celého motoru, proto se tento systém uplatňuje především v závodních automobilech.

1.2.3 Doprava látek

Ejektory jsou také hojně využívány k dopravě látek, a to zejména ve stavu aerosolu či kapaliny. Hnací proud v ejektoru je buď vytvořený kompresorem, nebo rovnou přiveden z tlakové nádoby. Dopravovaná látka je následně přisávána do směšovací komory, kde se mísí s hnaným vzduchem a je jím unášena. Tato metoda dopravy látek se uplatňuje tam, kde dopravované látky svojí podstatou (vysoká teplota, chemická agresivita či obsah abrazivních částic) poškozují pohyblivé části čerpadel či ventilátorů.

Tento princip se využívá i při tvorbě povrchových úprav strojních součástí metodou nástřiku studeným plynem. Aplikační plyn má v tomto případě relativně nízkou teplotu, takže nedochází k natavení částic přídavného materiálu. K uchycení částic dopadajících na povrch povlakované součásti dochází pouze díky jejich vysoké kinetické energii. Výstupní tryska stříkacího zařízení má tvar Lavalovy dýzy, tudíž proud hnacího plynu proudí nadzvukovou rychlostí. [7]

2. Analytické řešení ejektoru

Přestože problematikou ejektorů se v minulosti zabývala celá řada odborníků a ejektory jsou v praxi využívány už více než 100 let, nejsou mechanismy probíhající vně ejektorů stále zcela známy. Proudění v ejektoru je prouděním trojrozměrným, které bohužel pro svoji komplexitu nejsme stále schopní podrobně popsat. Z těchto důvodů se při výpočtu a návrhu ejektorů vychází ze zjednodušené skutečnosti.

Obecně lze metody návrhu ejektorů rozdělit na jednorozměrné a dvourozměrné. Jednorozměrné metody návrhu jsou zjednodušující metody, založené obvykle na použití jednorozměrných rovnic kontinuity, hybnosti a energie. Jednorozměrné metody obvykle řeší energetické poměry uvnitř ejektoru, nijak však při tom neřeší proces směšování. Procesem směšování se zabývají až dvourozměrné metody návrhu, které jsou v dnešní době podpořeny moderními výpočetními programy (např. Fluent) a pomáhají řešit a optimalizovat konstrukci ejektorů.

Jednorozměrné metody

Jednorozměrné metody jsou založeny spíše na empirických znalostech. Při návrhu a výpočtu ejektoru musíme zavést pár zjednodušujících předpokladů, které nám pomohou při vyšetřování vlastností probíhajících uvnitř ejektorů. Budeme tedy předpokládat rovnoměrný rychlostní profil, který je zjednodušený na jednorozměrné proudění. Zanedbáme přítokové rychlosti k dýzám a také zanedbáme tepelnou výměnu mezi proudícím prostředím a tělesem ejektoru. [3]

2.1 Výpočet směšování

Při výpočtu směšování vycházíme ze tří základních zákonů zachování, kde první je rovnice kontinuity

$$c_1 \rho_1 A_1 + c_2 \rho_2 A_2 = c_3 \rho_3 A_3. \quad (2.1)$$

Následující rovnice zachování hybnosti, může být určena pro dva různé případy směšování. V prvním případě směšování probíhá za konstantního tlaku, toho lze docílit speciálním profilem směšovací komory. Tato varianta je velmi náročná na výrobu, zato se ale vyznačuje menšími ztrátami při procesu směšování, a tedy vyšší účinností. Druhá varianta je směšování za konstantního průměru směšovací komory, nazývaná také válcová směšovací komora. Předmětem této práce je ejektor válcovou směšovací komorou, kde platí vztah $A_1 + A_2 = A_3$. Proto rovnice hybnosti nabývá tvaru

$$\dot{m}_1 c_1 + p_{12} A_1 + \dot{m}_2 c_2 + p_{12} A_2 = (\dot{m}_1 + \dot{m}_2) c_3 + p_3 (A_1 + A_2), \quad (2.2)$$

a třetí rovnice, rovnice energetická ve tvaru

$$\dot{m}_1 \left(c_{p1} T_1 + \frac{c_1^2}{2} \right) + \dot{m}_2 \left(c_{p2} T_2 + \frac{c_2^2}{2} \right) = (\dot{m}_1 + \dot{m}_2) \left(c_{p3} T_3 + \frac{c_3^2}{2} \right), \quad (2.3)$$

ve kterém předpokládáme adiabatické proudění ve směšovací komoře.

Tyto rovnice se dají zjednodušit a lze z nich určit stav výsledného proudu na konci směšování. Za předpokladu rovnosti měrných izobarických tepelných kapacit $c_{p1} = c_{p2} = c_{p3}$ a rovnosti izoentropických exponentů $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa_3$ jednotlivých proudů.

Klidový tlak výsledného proudu p_{03} na konci směšování se získá ze vztahu

$$p_{03} = p_{01} \frac{\sqrt{(1+\Gamma)(1+\Gamma\Theta_{21})}}{1 + \frac{p_{01}}{p_{02}} \cdot \Gamma \sqrt{\Theta_{21}} \cdot \frac{q(\lambda_1)}{q(\lambda_2)}} \cdot \frac{q(\lambda_1)}{q(\lambda_3)}, \quad (2.4)$$

kde vyskytující se člen Γ je ejekční součinitel definovaný poměrem průtočných množství obou proudů, který je získáme ze vztahu (2.5)

$$\Gamma = \frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_1} = \frac{1}{\mu} \frac{p_{02} q(\lambda_2)}{p_{01} q(\lambda_1)} \sqrt{\frac{1}{\Theta_{21}}}. \quad (2.5)$$

Člen Θ_{21} vyjadřující poměr klidových teplot obou proudů se vypočte podle

$$\Theta_{21} = \frac{T_{02}}{T_{01}}. \quad (2.6)$$

Aerodynamická funkce hustoty hmotnostního toku $q(\lambda)$ je dána vztahem (2.7) a μ , základní konstrukční parametr ejektoru, kde vystupuje poměr průtočných průřezů vstupujících trysek a je definovaný rovnicí (2.8)

$$q(\lambda) = \frac{\rho c}{(\rho c)_{kr}} = \left(1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda^2\right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \left(\frac{\kappa + 1}{2}\right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \lambda, \quad (2.7)$$

$$\mu = \frac{A_1}{A_2} \quad (2.8)$$

Klidová teplota výsledného proudu T_{03} na konci směšování získáme přímo z energetické rovnice (2.3)

$$T_{03} = T_{01} \frac{1 + \Gamma \Theta_{21}}{\Gamma + 1} \quad (2.9)$$

Výsledná bezrozměrná rychlost na konci směšování λ_3 je definovaná vztahem

$$z(\lambda_3) = \frac{z(\lambda_1) + \Gamma \sqrt{\Theta_{21}} z(\lambda_2)}{\sqrt{(1 + \Gamma)(1 + \Gamma \Theta_{21})}} \quad (2.10)$$

Kde vyskytující se aerodynamická funkce $z(\lambda)$, je určena součtem

$$z(\lambda) = \lambda + \frac{1}{\lambda} \quad (2.11)$$

V závislosti na výchozích činitelích proudů a rozměrech ejektoru můžeme obdržet na konci směšování jak podzvukovou, tak i nadzvukovou rychlost. Podzvuková rychlost $\lambda_3 < 1$ může nastat při libovolných poměrech tlaků a tvarech vstupních trysek, kdežto nadzvuková $\lambda_3 > 1$ nastává jen při nadzvukových tvarech vstupních trysek a za příznivého tlaku na konci směšovací komory.

Další vlastnosti výsledného proudu na konci směšování dostaneme ze znalosti Lavalova čísla λ_3 , klidového stavu určeného tlakem p_{03} a teplotou T_{03} na konci směšovací komory. Tyto veličiny následně využijeme ve vztahů

$$\begin{aligned}c_3 &= \lambda_3 a_{kr3}, \\p_3 &= p_{03} \pi(\lambda_3), \\T_3 &= T_{03} \tau(\lambda_3),\end{aligned}\tag{2.12}$$

kde a_{kr3} je kritická rychlost zvuku počítaná ze vztahu

$$a_{kr3} = \sqrt{\frac{2\kappa}{(\kappa+1)rT_0}},\tag{2.13}$$

$\pi(\lambda)$ a $\tau(\lambda)$ jsou aerodynamické funkce tlaku a teploty vypočítané rovnicemi

$$\pi(\lambda) = \frac{p}{p_0} = \left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad \text{a}\tag{2.14}$$

$$\tau(\lambda) = \frac{T}{T_0} = \left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda^2\right).\tag{2.15}$$

2.2 Výpočet difuzoru

Difuzor je zařazen na konec směšovací komory kvůli navýšení celkové účinnosti ejektoru. V difuzoru se mění dynamická složka tlaku na složku statickou, která podporuje následnou dopravu směsi. Pro výpočet stavu plynu na výstupu difuzoru se využívají aerodynamické funkce pro izoentropickou změnu závislé jen na jednom parametru – Machovu číslu. Dynamické funkce teploty (2.16), tlaku (2.17), hustoty (2.18), průřezu (2.19) a převod mezi Machovým číslem (2.20) a Lavalovým číslem (2.21) bývají uvedeny v tabulkách či vyneseny v grafu. Dynamické funkce se získají pomocí následujících vzorců

$$\frac{T}{T_0} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2\right)^{-1}, \quad (2.16)$$

$$\frac{p}{p_0} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\kappa}{1-\kappa}}, \quad (2.17)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2\right)^{\frac{1}{1-\kappa}}, \quad (2.18)$$

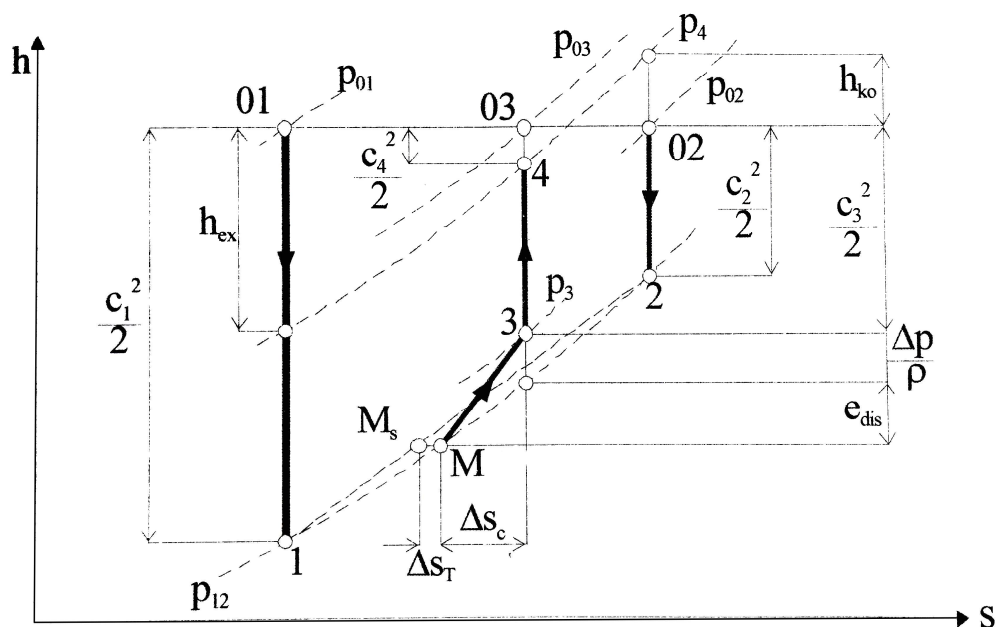
$$\frac{A}{A_{kr}} = \frac{\psi_{\max}}{\psi} = \frac{1}{M} \left[\left(\frac{2}{\kappa + 1} \right) \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{\kappa + 1}{2(\kappa - 1)}}, \quad (2.19)$$

$$\lambda = \sqrt{\frac{(\kappa + 1)M^2}{(\kappa - 1)M^2 + 2}}, \quad (2.20)$$

$$M = \sqrt{\frac{2\lambda^2}{\kappa + 1 - (\kappa - 1)\lambda^2}}. \quad (2.21)$$

2.3 Výpočet účinnosti

Účinnost lze určit jako poměr energií, viz obr. 2.1. Jedná se o poměr kompresní práce získané hnaným prostředím a práce expanzní dodané hnacím prostředím.



Obr. 2.1: *h-s* diagram dějů v ejektoru. [9]

Účinnost je tedy definovaná vztahem

$$\eta = \frac{\dot{m}_2 h_{ko}}{\dot{m}_1 h_{ex}}, \quad (2.22)$$

kde h_{ko} je měrná kompresní práce získaná hnaným prostředím a h_{ex} je měrná expanzní práce vynaložená hnacím prostředím.

Po následné úpravě pro stavové veličiny můžeme účinnost ejektoru napsat jako

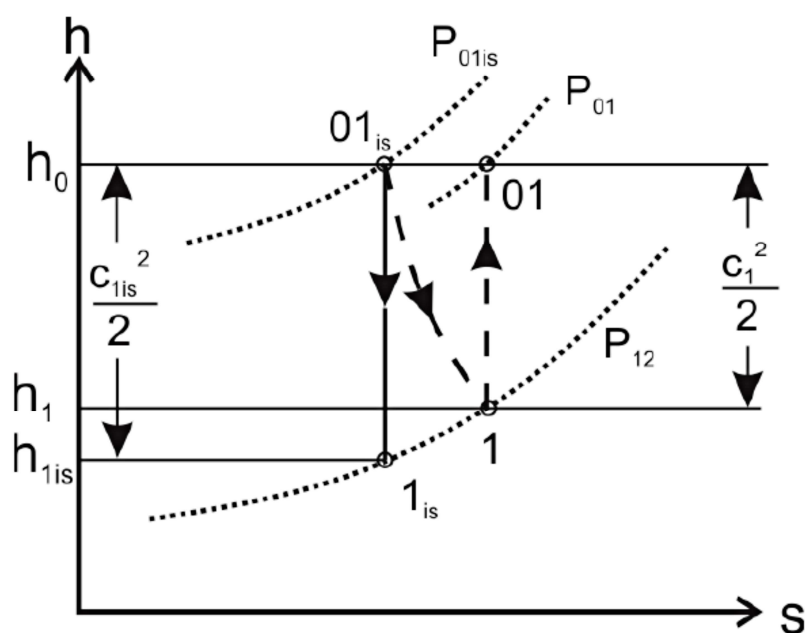
$$\eta = \frac{\dot{m}_2 \left(\frac{p_4}{p_{02}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{\dot{m}_1 \left(\frac{p_4}{p_{01}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1} \frac{T_{02}}{T_{01}} \quad (2.23)$$

2.4 Výpočet ejektoru s uvažováním ztrát

Výše uvedené vztahy analytického výpočtu uvažují idealizované děje uvnitř ejektoru. V reálném ejektoru ale dochází ve všech jeho částech ke ztrátám a výsledky z analytického modelu nejsou shodné s daty získanými z experimentu. Krahulec ve své práci [8] udává, že podstatou teorie reálného proudění je uvažování vazkosti tekutiny. Neboli uvažovat existenci mezní vrstvy, kde se projevují procesy tření se stěnou kanálu, odtrhávání mezní vrstvy od stěny a vznik vírů a turbulentních struktur. Všechny tyto děje mají za následek tlakové či průtokové ztráty, které negativně ovlivní výsledky při měření reálných ejektorů. Krahulec tyto ztráty zahrnul do výše uvedeného jednorozměrného modelu a dosáhnul jistého přiblížení k výsledkům získaných při proudění reálného ejektoru. U trysek hnacího a hnaného prostředí zahrnul do výpočtu rychlostní součinitele těchto trysek. Pro směšovací komoru uvažoval ztráty vlivem tření tekutiny o stěnu potrubí, s čím také souvisí Fannův proces. Do výpočtu difuzoru následně zahrnul třecí ztráty a ztráty způsobené rozšířením průřezu. V následujících podkapitolách se tedy blíže seznámíme s problematikou uvažovaných ztrát a jejich výpočet.

2.4.1 Ztráty v tryskách pro hnací a hnané prostředí

Analytický model uvažuje expanzi hnací a hnané trysky jako izoentropický děj, při reálné expanzi ale dochází vlivem ztrát ke změně s vyšší entropií a k poklesu klidového tlaku, viz obr. 2.2.



Obr. 2.2: *h-s diagram průběhu expanze v trysce. [10]*

Proud vzduchu expanduje v trysce pro reálný i izoentropický děj na stejný tlak p_{12} , ale teplota, hustota a rychlost proudu bude odlišná. Při expanzi reálného proudu totiž dochází ke změně klidového tlaku, což v důsledku znamená i jiný hmotnostní tok média tryskou. [8] Vztah mezi izoentropickou expanzí a reálnou expanzí lze popsat pomocí veličin jako je účinnosti trysky η_{tr} dle vztahu

$$\eta_{kr} = \frac{h_0 - h_1}{h_0 - h_{1z}}, \quad (2.24)$$

nebo rychlostní součinitel trysky φ . Mezi η_{tr} a φ platí vztah

$$\eta_{tr} = \varphi^2. \quad (2.25)$$

Následně se bezrozměrná rychlost reálné expanze λ vypočte dle

$$\lambda = \lambda_{iz} \cdot \varphi. \quad (2.26)$$

Z rovnice izoentropické stavové změny se pak získá další vztah (2.27) pro rychlostní součinitel trysky,

$$\varphi^2 = \frac{1 - \left(\frac{p_1}{p'_{01}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{1 - \left(\frac{p_1}{p_{01}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}, \quad (2.27)$$

kde p_{01} je klidový tlak na vstupu do trysky hnacího prostředí a p'_{01} je klidový tlak na výstupu z trysky hnacího prostředí.

Aerodynamické funkce tlaku (2.14) se při proudění se ztrátami neliší. Zato pro aerodynamickou funkci teploty dle (2.15) se při aplikaci rychlostního součinitele φ změní vztah na

$$\tau(\lambda) = \frac{T}{T_0} = \left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda_{iz}^2 \cdot \varphi^2\right). \quad (2.28)$$

Dále je nutné pro reálnou expanzi určit upravený vztah pro aerodynamickou funkci bezrozměrné hustoty toku $q(\lambda)$,

$$q(\lambda) = \lambda_{iz} \varphi \frac{\left(1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda_{iz}^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}}{\left(1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda_{iz}^2 \varphi_1^2\right)} \left(\frac{\kappa + 1}{2}\right)^{\frac{1}{\kappa - 1}}. \quad (2.29)$$

Aerodynamická funkce $z(\lambda)$ (2.11) se upraví do tvaru,

$$z(\lambda) = \lambda_{iz} \varphi + \frac{1}{\lambda_{iz} \varphi_1}. \quad (2.30)$$

Klidový tlak p'_{01} potřebný k řešení rovnice (2.27) se získá pomocí numerického výpočtu. Krahulec ve své práci [8] dodává, že v případě supersonického proudění je výstupní průřez průřezem kritickým, proto v tomto místě dochází ke vzniku rázových vln. Je nutné tedy zvolit tlak v místě, nikoliv hned na konci trysky, ale v určité vzdálenosti za jejím koncem.

Stejně rovnice i postup je použit také pro výpočet ztrát u proudu hnaného.

2.4.2 Ztráty ve směšovací komoře

V analytickém modelu pro ideální proudění je již ztráta ve směšovací komoře uvažována, a to ztráta při směšování dvou proudů. V této kapitole si představíme další ztrátu, která také výrazně ovlivňuje výsledný proud. Jedná se o třecí ztrátu způsobenou vlivem interakce vazkého proudícího prostředí o stěny kanálu. V důsledku této ztráty dochází také ke snížení klidového tlaku ve výstupním průřezu. Tato ztráta je úzce spjata s Fannovým jevem, kde vlivem tření dochází u podzvukového proudu ke ztrátě statického tlaku, ale zároveň také k růstu rychlosti proudu dle Fannovy křivky směrem k rychlosti zvuku. Pokud rychlost proudu dosáhne rychlosti zvuku dříve než ve výstupním průřezu (příliš dlouhá směšovací komora) dojde k aerodynamickému ucpání. Proud by se následně zachoval tak, že na konci směšovací komory by bylo Machovo číslo rovno jedné a tím by pak kleslo i Machovo číslo na vstupu do směšovací komory. Výsledkem tohoto jevu by byl pokles hmotnostního toku proudícího směšovací komorou, a tedy i hmotnostního toku hnaného proudu. [8]

Do rovnice pro zachování změny hybnosti (2.2) vstoupí člen, který reprezentuje ztráty třením ve směšovací komoře. Rovnice pak vypadá následovně,

$$\dot{m}_1 c_1 + p_{12} A_1 + \dot{m}_2 c_2 + p_{12} A_2 = (\dot{m}_1 + \dot{m}_2) c_3 + p_3 (A_1 + A_2) + 4f \frac{c_3^2}{2} \frac{L}{D} \rho_3 A_3, \quad (2.31)$$

kde L je délka směšovací komory a f je třecí součinitel získán z polo empirického Moodyho vztahu

$$4f = 0,0055 \left[1 + \left(\frac{10^6}{\text{Re}} + \frac{2k}{D} 10^4 \right)^{\frac{1}{3}} \right], \quad (2.32)$$

kde k je střední jakost povrchu vnitřního průměru směšovací komory, při uvažování hladkého potrubí je $k=0,001$.

Následně aerodynamická funkce $z(\lambda_3)$ je definována součtem

$$z(\lambda_3) = \lambda_3 \left(1 + \frac{4fL\kappa}{D(\kappa+1)} \right) + \frac{1}{\lambda_3}. \quad (2.33)$$

Bezrozměrná rychlost λ_3 na konci směšování se získá ze vztahu

$$\lambda_3 = \frac{z(\lambda_3) + \sqrt{z(\lambda_3)^2 - 4 \left(1 + \frac{4fL\kappa}{D(\kappa+1)} \right)}}{2 \left(1 + \frac{4fL\kappa}{D(\kappa+1)} \right)}. \quad (2.34)$$

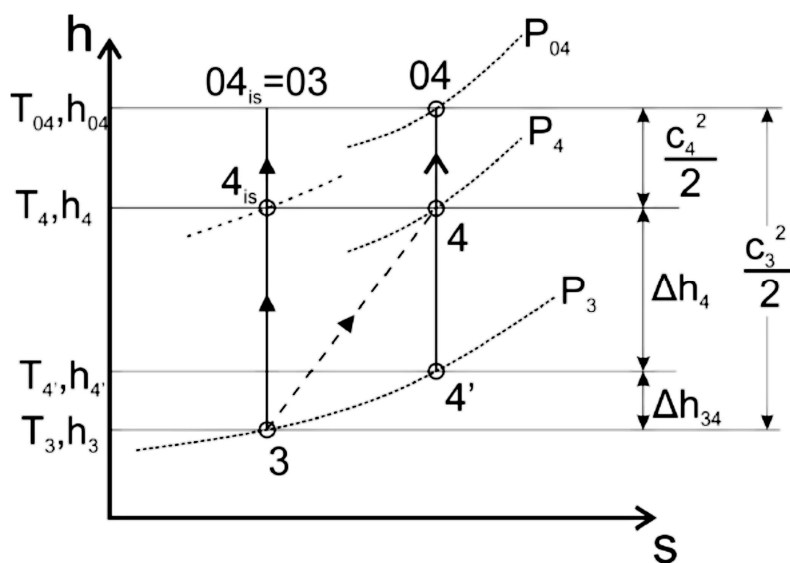
Aerodynamická funkce bezrozměrné hustoty toku hmotnosti $q(\lambda_3)$ je definovaná podílem

$$q(\lambda_3) = \lambda_3 \left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda_3^2 \right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \left(\frac{\kappa+1}{2} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}}. \quad (2.35)$$

Všechny ostatní vztahy pro výpočet stavu ve směšovací komoře zůstávají neměnné a lze tedy použít rovnice pro ideální směšování.

2.4.3 Ztráty v difuzoru

Analytický model uvažuje v difuzoru jednorozměrnou, izoentropickou kompresi. V reálném ejektoru však dochází v difuzoru ke ztrátám způsobeným například třením kapaliny o stěnu difuzoru či odtržením mezní vrstvy, s následným vznikem turbulentních vírů. Rozdíl mezi reálnou kompresí a kompresí probíhající izoentropicky je vyobrazen na h - s diagramu, viz obr. 2.3.



Obr. 2.3: h - s diagram komprese v difuzoru. [10]

Za předpokladu ztráty kinetické energie na konci difuzoru můžeme účinnost difuzoru η_D vyjádřit jako

$$\eta_D = \frac{\Delta h_4 + \frac{c_4^2}{2}}{\frac{c_3^2}{2}} = \frac{h_{04} - h_{4'}}{h_{03} - h_3}. \quad (2.36)$$

Pro ideální plyn, kde měrná tepelná kapacita cp je konstantní, je účinnost difuzoru možné napsat ve tvaru

$$\eta_D = \frac{T_{04} - T_4'}{T_{03} - T_3} = \frac{1 - \frac{T_4'}{T_{04}}}{1 - \frac{T_3}{T_{03}}} \quad (2.37)$$

Následně při využití rovnice pro izoentropickou stavovou změnu můžeme teplotu převést na tlak a získat naši finální rovnici pro účinnost difuzoru

$$\eta_D = \frac{1 - \left(\frac{p_3}{p_{04}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{1 - \left(\frac{p_3}{p_{03}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \quad (2.38)$$

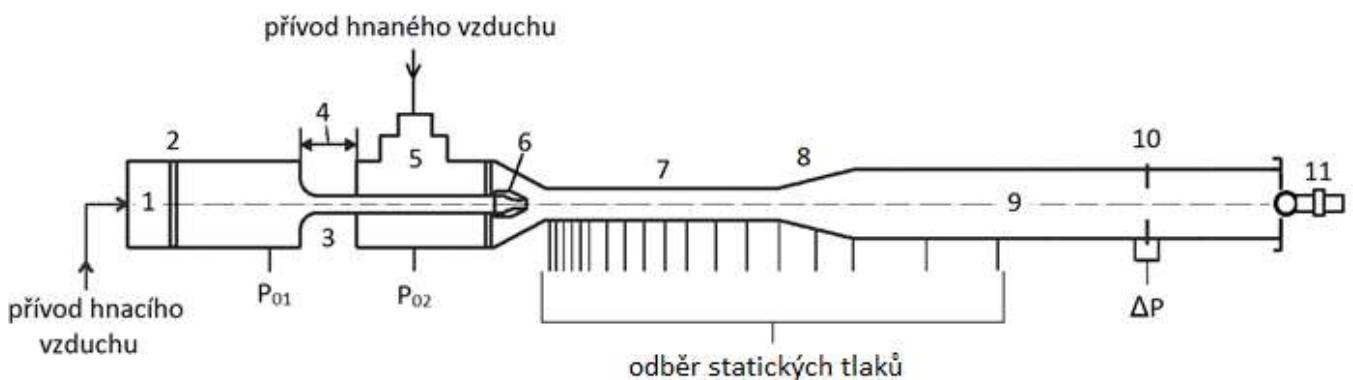
Hodnoty klidového tlaku p_{04} , nutného k řešení rovnice (2.38) se stejně jako v případě ztrát v tryskách získá z numerického výpočtu.

3. Experiment

V této kapitole bude uveden průběh experimentálního vyšetřování na supersonickém ejektoru. Nalezneme zde schéma měřicí tratě, popis použitých snímačů a postup pro vyhodnocení výsledků i s nejistotou měření.

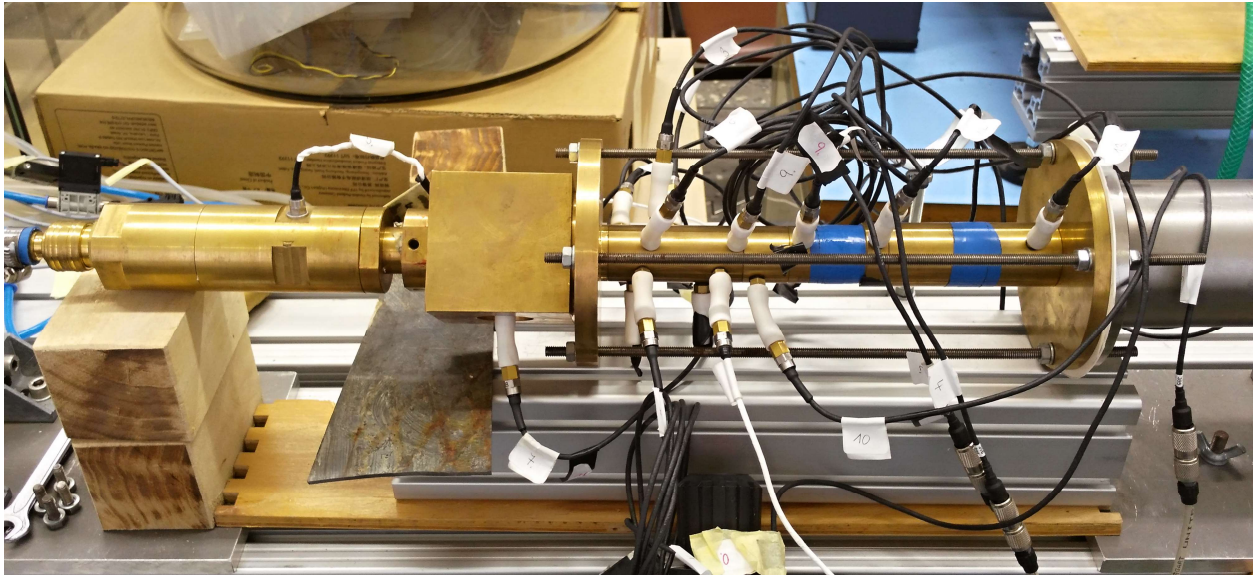
3.1 Schéma měřicí tratě a ejektoru

Trať, pro experimentální výzkum ejektoru, která je k dispozici na KEZ vychází z návrhu diplomové práce [10] Anjelynn Mae Saligao Guanlao a je vidět na obr. 3.1. Zdrojem hnací tekutiny, v našem případě vzduch, je šroubový kompresor, za kterým je zařazena sušička. Následují tlakové nádrže o celkovém objemu 20 m³, ze kterých je veden tlakový vzduch do laboratoří katedry a k měřicímu místu, potrubím o délce 60 m. V laboratoři je vzduch dále upravován filtrací a jeho tlak je nahrubo regulován dvěma redukčními ventily. [2]



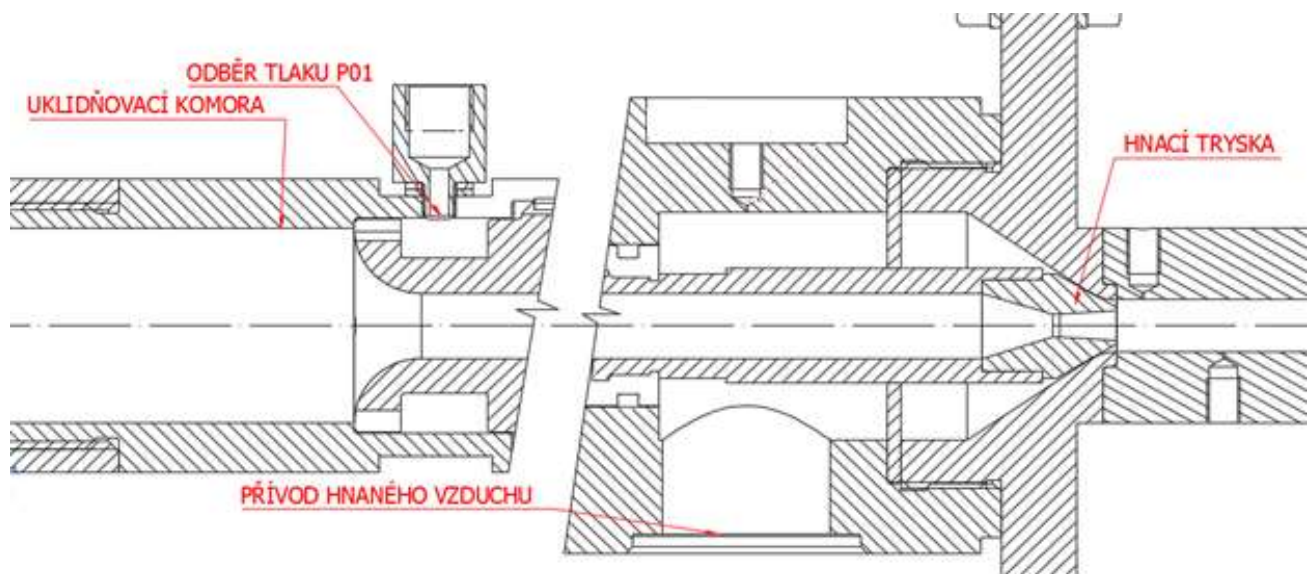
Obr. 3.1: Schéma měřicí tratě [10]; 1 – uklidňovací komora, 2 – usměrňovač proudu, 3 – přívodní potrubí, 4 – nastavitelná délka trysky, 5 – vstupní část směšovací komory – hnaná tryska, 6 – hnací tryska, 7 – směšovací komora s odběry statického tlaku, 8 – difuzor, 9 – výtláčné potrubí, 10 – měřicí clona, 11 – škrcení (ovládání protitlaku).

Hnací vzduch je přiváděn do uklidňovací komory (1), kterou tvoří mosazné potrubí o průměru 30 mm a délce 100 mm a která je vybavena usměrňovačem proudu (2). V uklidňovací komoře je dále snímačem odebírán klidový tlak p_{01} .



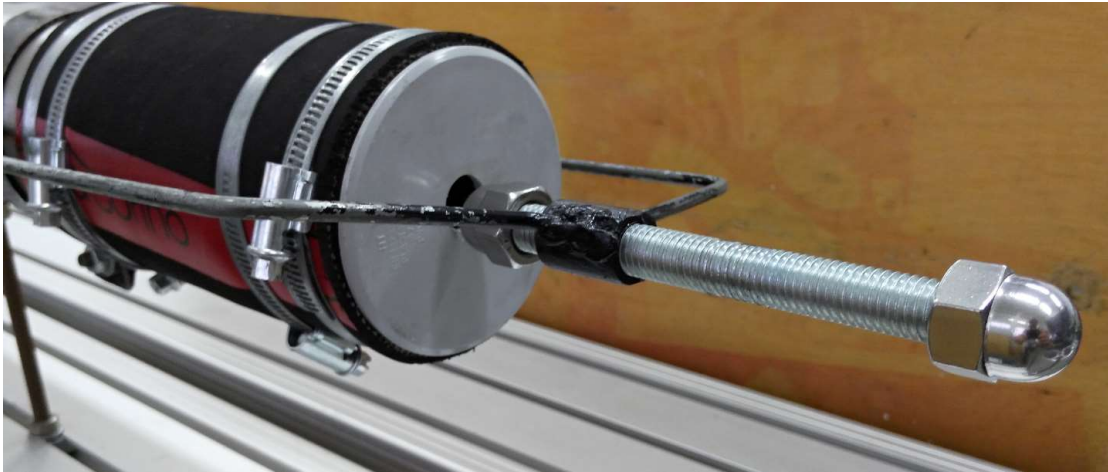
Obr. 3.2: Fotografie experimentálního zařízení.

Proud hnacího vzduchu následně vstupuje do směšovací komory (7) pomocí přívodního potrubí (3) zakončeným hnací tryskou (6). Do vstupní části směšovací komory (5) je postranním otvorem přiveden hnaný vzduch, který je pod tlakem strháván díky expanzi hnacího vzduchu a následně uklidněn pomocí vloženého usměrňovače. Hnaný vzduch prochází prostorem okolo hnací trysky a přes kónické hrdlo vstupuje dále do směšovací komory, viz obr. 3.3. Přívod hnaného vzduchu je možné regulovat pomocí vysunutí/zasunutí hnací trysky (4) a tím následně měnit velikost prostoru, kterým hnaný vzduch prochází. Pro naše měření je zvoleno odsunutí trysky 3 mm od „dorazu“ směšovací komory. Ve vstupní části hnací komory je umístěn snímač pro odebrání klidového hnaného tlaku p_{02} .



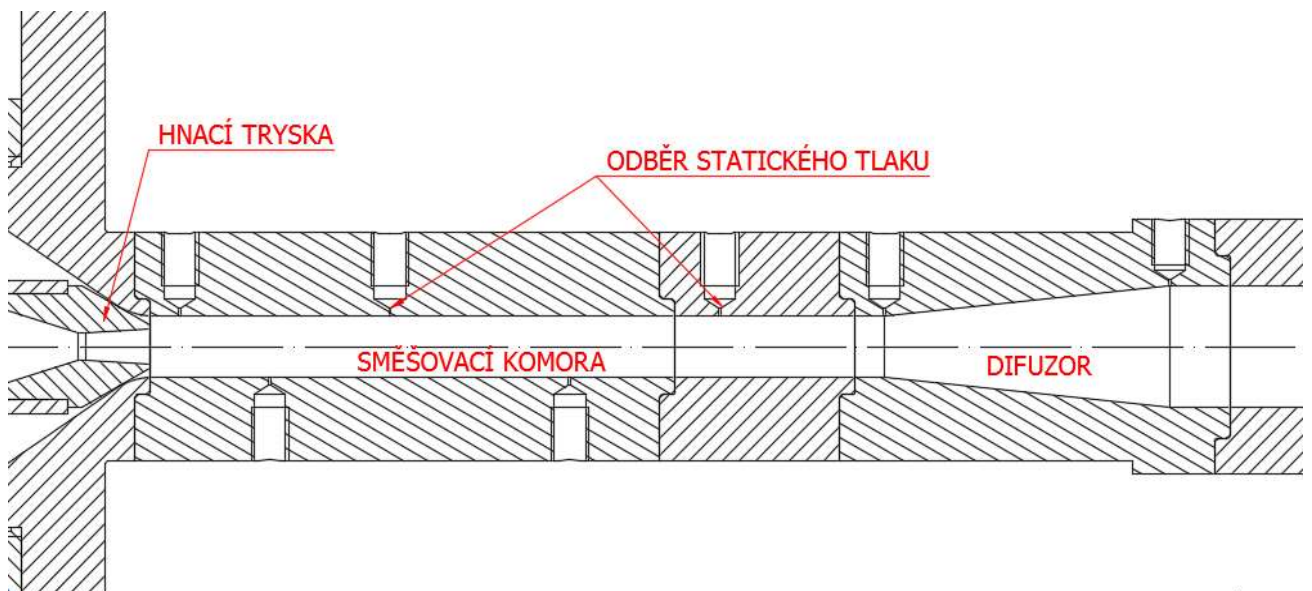
Obr. 3.3: Vyobrazení řezu vstupní části směšovací komory.

Směšovací komora (7) je složena ze dvou částí, a dochází v ní k míšení hnaného a hnacího proudu vzduchu. V první části jsou po obvodu směšovací komory rozmístěny odběry statických tlaků ke sledování průběhu mísení, ve druhé části je odběr statického tlaku p_3 , který je vstupní tlak difuzoru. V difuzoru (8) směs vzduchu expanduje a na jejím konci je odebrán statický tlak p_4 . Proud vzduchu následně pokračuje do výtlačného potrubí (9) a prochází skrz měřicí clonu 35/25 (10), kde je snímána tlaková diference Δp . Na konci výtlačného potrubí se nachází šroubové škrcení s kulovou hlavou, které umožňuje ovládání protitlaku. Celá aerodynamická trať je ustavena na loži vyrobeném z hliníkového profilu, tato varianta usnadňuje montáž a správné ustavení všech částí.



Obr. 3.4: Fotografie šroubového škrcení s kulovou hlavou.

Pro analýzu supersonického proudění je využita směšovací komora, která byla vyrobena dle práce [10], viz obr. 3.5. Směšovací komora má průměr $D=8\text{ mm}$ s poloměrem vstupního zaoblení $R=7,1\text{ mm}$. Směšovací komora je složena ze dvou částí o různých délkách s jednoduchou geometrií. Modulární uspořádání směšovací komory umožňuje měnit její délku a vkládat účelové mezikusy, např. část z průhledného materiálu pro optické měření, jak autorka ve své práci [10] zamýšlela.



Obr. 3.5: Vyobrazení řezu směšovací komory.

První odběr statického tlaku je proveden na prvních 4 mm od začátku směšovací komory, následující odběry jsou vždy vzdálené 4 mm od předešlého a pootočený o 60° a to do celkového počtu

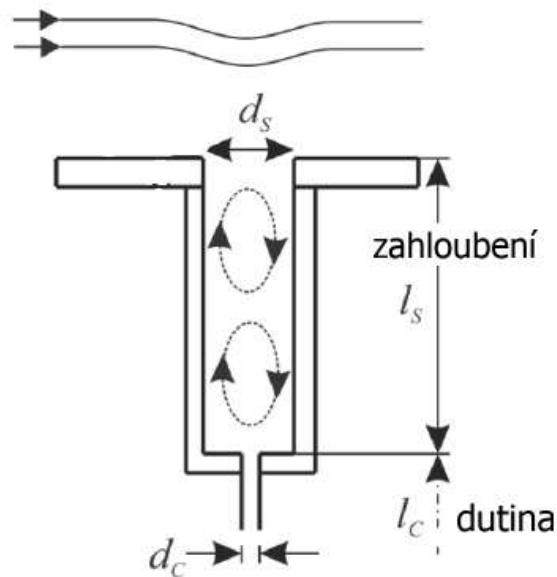
deseti možných odběrů statického tlaku v prvním segmentu směšovací komory a dvou odběrů v segmentu druhém. Na směšovací komoru navazuje difuzor s rozšířením $\alpha_D=12^\circ$, délkou $L=38\text{ mm}$ a průměrem difuzoru $D_V=16\text{ mm}$ který je totožný s průměrem výtlačného potrubí. Rozměry všech částí této experimentální aerodynamické tratě je možné nalézt v práci [10].

3.2 Snímače měřených veličin

V této části diplomové práce bude uvedeno, jaké snímače jsou zapojeny do měřící tratě a také jaké veličiny jimi měříme, dále zde bude uveden základní rozbor nejistot ovlivňující naměřené veličiny a jejich celkový výpočet. Především se zde budeme zabývat měřením statických tlaků a určení průtočného množství pomocí clony.

3.2.1 Měření tlaku

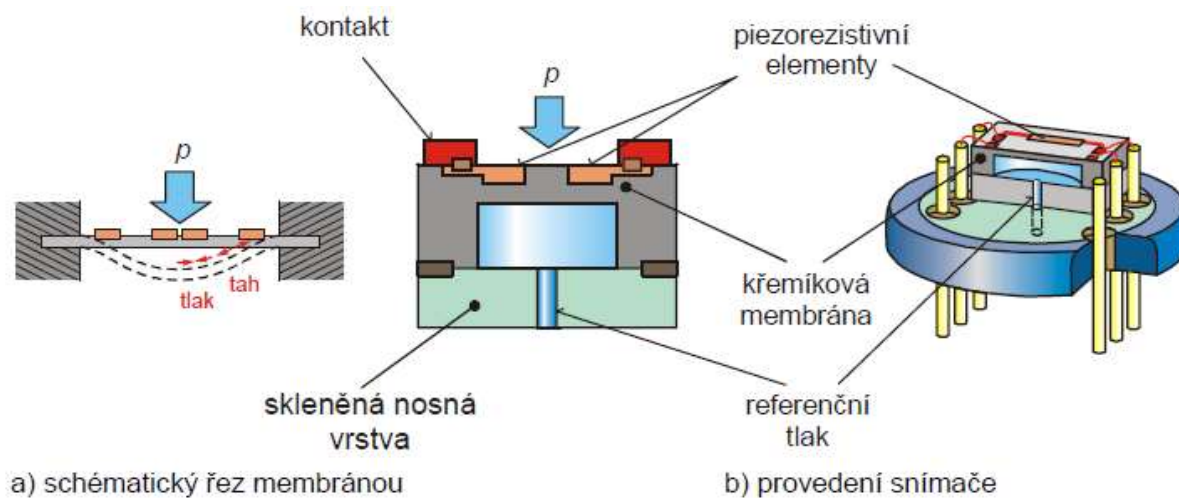
Pro většinu výpočtů a analýzu jevů vně ejektoru na výše uvedené experimentální trati nám stačí znát pouze klidový tlak neboli tlak statický. Statický tlak je tlak, který není zatížen hybností měřeného média a ve všech směrech má stejnou velikost. Odběr statického tlaku se v zásadě provádí na stěně měřícího kanálu, kde vliv kinetické energie média je nulový. Ve stěně měřícího kanálu je vyhloubena díra, na jejímž konci je upevněn tlakový snímač. V komplikovanějších případech proudění jako je proudění supersonické McKeenon a Smits ve své práci [11] uvádějí nutnost vzít v potaz zkreslení měřené hodnoty víry, které vstupují do vyhloubené díry pro měření, viz obr. 3.6. Výsledkem těchto jevů je vyšší měřená hodnota statického tlaku, než je její reálná hodnota u stěny, proto je nutné na tento jev myslet při vyhodnocování měření.



Obr. 3.6: Víry vznikající při odběru statického tlaku. [10]

Všechny tlakové snímače zapojené ve vyšetřované experimentální trati jsou piezorezistivní odporové, a jedná se o snímače XTL-123B-190 a XTL132C-190 série M od amerického výrobce KUTILE. Snímače jsou vhodné na měření do rozsahu tlaků od 0 kPa až do 450 kPa, frekvence snímání může dosahovat až 175 kHz.

Principem těchto snímačů je využití piezorezistivního jevu, při kterém destička z monokrystalického křemíku při mechanickém zatížení mění vlastní měrný odpor. Na křemíkové destičce jsou difuzí akceptorů vytvořeny vodivé cestičky, uspořádané do Wheatsonova můstku, toto zapojení zvyšuje až 30x závislost změny odporu na mechanickém zatížení oproti kovovým snímačům. Křemíková měřicí destička je zpravidla připájena na nosnou destičku ze skla, která je posléze nalepena na kovovou podložku ze speciální slitiny se shodnou teplotní roztažností, viz obr. 3.7. Piezorezistivní čidla jsou dlouhodobě stabilní, poskytují vysoký využitelný signál, mají malou hysterezi a velmi dobrou reprodukovatelnost měření. Nevýhodou je velká citlivost křemíkové destičky a subtilních přívodních vodičů na případné agresivní látky či vlhkost obsaženou v médiu. [12]



Obr. 3.7: Schéma piezorezistivního odporového snímače tlaku [13].

Snímače XTL-123B-190 a XTL132C-190 mají analogový výstup s napětím okolo 100 mV. Pro lepší zaznamenávání měřených napětí je sběr dat zajištěn přes analogový diferenciální zesilovač firmy DEWTRON, který napětí snímačů zesílí na 5 V nebo 10 V. Výše uvedený zesilovač má celkem 16 vstupů a převod na digitální signál je zajištěn pomocí PCI karty umístěné v počítači a softwaru DEWESoft.

3.2.2 Měření hmotnostního toku

Pro analýzu procesů uvnitř ejektoru potřebujeme znát kromě klidového tlaku a klidové teploty také hmotnostní tok hnacího a hnaného vzduchu. Hnací vzduch dosahuje kritických vlastností při expanzi tryskou a je tedy možné hmotnostní tok \dot{m}_1 vypočítat pomocí Fliegnerova vzorce (3.1),

$$\dot{m}_1 = A_{kr} \psi_{\max} P_{01} \sqrt{\frac{2}{rT_{01}}} \quad (3.1)$$

Pro měření hmotnostního toku hnaného proudu vzduchu použijeme snímač diferenčního tlaku vloženého do výtlačného potrubí, viz obr. 3.8. Princip této metody spočívá v zabudování primárního prvku, v našem případě clony do potrubí, v němž plným průřezem protéká tekutina, našem případě vzduch. Využití prvku clony v potrubí způsobí rozdíl statických tlaků mezi přední a zadní stranou zabudované clony. Průtok může být stanoven z naměřených hodnot tohoto tlakového rozdílu a ze znalosti vlastností proudící tekutiny, jakož i z okolností, za nichž je primární prvek použit. [14]



Obr. 3.8: Clona $d/D=0,35$ zabudovaná ve výtlačném potrubí.

Pro úspěšnost měření musí daná clona splňovat geometrické požadavky a kalibraci dle požadavků normy ČSN EN ISO 5167-2 [15]. Hmotnostní průtok lze potom následně stanovit dle rovnice,

$$\dot{m} = \frac{C}{\sqrt{1-\beta^4}} \varepsilon \frac{\pi}{4} D^2 \sqrt{2\Delta p \rho_1}. \quad (3.2)$$

Kde C je součinitel průtoku, β je poměr průměru clony k průměru potrubí dle rovnice (3.3), ε je součinitel expanze získaný dle empirického vzorce (3.6), D je průměr clony, Δp je poměr statických tlaků naměřených před a za clonou a ρ je hustota měřené tekutiny,

$$\beta = \frac{d}{D}. \quad (3.3)$$

Součinitel průtoku C je dán Reader – Harrisovou – Gallagherovou rovnicí (3.4). Ta je následně přímo závislá na Reynoldsově čísle potrubí Re_D , které je dle vztahu (3.5) zase přímo závislé na hmotnostním toku \dot{m} (3.2). V takovémto případě se konečná hodnota C a tím i \dot{m} získá iterací.

$$C = 0,5961 + 0,026\beta^2 - 0,216\beta^8 + 0,000521 \left(\frac{10^6 \beta}{Re_D} \right)^{0,7} + (0,0188 + 0,0063A)\beta^{3,5} \left(\frac{10^6}{Re_D} \right)^{0,3} + (0,043 + 0,080e^{-10L_1} - 0,123e^{-7L_1}) (1 - 0,11A) \frac{\beta^4}{1 - \beta^4} - 0,031 (M'_2 - 0,8M'_2{}^{1,1}) \beta^{1,3}, \quad (3.4)$$

$$\text{Re}_D = \frac{4\dot{m}}{\pi\mu D}, \quad (3.5)$$

$$\varepsilon = 1 - \left(0,351 + 0,0256\beta^4 + 0,93\beta^8\right) \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{\kappa}}\right]. \quad (3.6)$$

V Reader – Harrisovou – Gallagherové rovnici vyskytující se člen A , neboli poměr počtu průměrů β k Reynoldovu číslu je získán ze vzorce,

$$A = \left(\frac{19000\beta}{\text{Re}_D}\right)^{0,8}. \quad (3.7)$$

Dynamická viskozita μ vyskytující se v rovnici pro Reynoldsovo číslo potrubí (3.5) je definována dle vzorce,

$$\mu = \frac{1,49T^{1,5}}{(T+117)} 10^{-6}. \quad (3.8)$$

3.3 Určení nejistot

V praxi nejsou žádná měření, měřicí metoda či přístroj absolutně přesné. Nejrůznější nepříznivé vlivy, které se v reálném měřicím procesu vyskytují, se projeví odchylkou mezi naměřenou a skutečnou hodnotou sledované veličiny. Výsledek měření se tak vždy pohybuje v jistém „tolerančním poli“ kolem skutečné hodnoty, ale téměř nikdy nenastává ideální ztotožnění obou hodnot. Výsledný rozdíl mezi oběma hodnotami je někdy tvořen i velmi složitou kombinací dílčích faktorů. Nejistota měření charakterizuje rozsah naměřených hodnot okolo výsledku měření, který lze zdůvodněně přiřadit k hodnotě měřené veličiny. Nejistota měření se týká nejen výsledku měření, ale i měřicích přístrojů, hodnot použitých konstant, korekci apod., na kterých nejistota výsledku měření závisí. Základem určování nejistot měření je statistický přístup. Předpokládá se určité rozdělení pravděpodobnosti, které popisuje, jak se může udávaná hodnota odchýlovat od skutečné hodnoty, resp. pravděpodobnost, s jakou se v intervalu danem nejistotou může nacházet skutečná hodnota. Mírou nejistoty měření je směrodatná odchylka udávané veličiny. Takto vyjádřena nejistota se označuje jako standardní nejistota $u(x_i)$ a představuje rozsah hodnot okolo naměřené hodnoty. [16]

Zdroje nejistoty jsou klasifikovány jako „náhodné“ a „systematické“ a dělí se na nejistoty typu A a typu B, celková nejistota je pak součet čtverců těchto dvou daných typů nejistot. Nejistota typu A je způsobována náhodnými chybami, jejichž příčiny se považují všeobecně za neznámé. Stanovují se z opakovaných měření stejné hodnoty měřené veličiny za stejných podmínek. Tyto nejistoty se stoupajícím počtem opakovaných měření se zmenšují. Nejistota typu B je způsobena známými nebo odhadnutelnými příčinami jako nedokonalost měřicích přístrojů, vlivem operátora atd. Odhaduje se na základě všech dostupných informací jako např. údaje výrobce měřicí techniky, zkušenost z předcházejících měření či údaje získané při kalibraci nebo referenčních údajů v příručkách. [17]

Kromě přímých nejistot, které jsou získány z veličin přímo měřených, máme dále nejistotu nepřímě měřené veličiny. Jedná se o nejistotu vypočtené veličiny, kde vstupují veličiny naměřené. Určení této nejistoty je mnohem komplikovanější, tato nejistota vychází z parciálních derivací rovnic, které pracují s přímo měřenými veličinami. Přiřazuje jednotlivým přímo měřeným nejistotám tzv. citlivost, údaj, který nám říká, jakým podílem se daná přímá nejistota podílí na celkové nejistotě vypočtené.

3.3.1 Nejistota měřených veličin

Přímo měřené veličiny pro vyšetření procesu vně ejektoru je teplota okolí, barometrický tlak a tlak statický. Jednotlivé nejistoty výše zmíněných měřených veličin jsou uvedeny v tab. 3.1.

<i>veličina</i>	<i>snímač</i>	<i>relativní nejistota [%]</i>
T_0	rtuťový teploměr	0,2
p_0	staniční barometr	0,1
p	piezorezistivní odporový snímač	0,1 - 0,5

Tab. 3.1: Přehled nejistot měřených veličin.

3.3.2 Nejistota vypočtených veličin

Nejistota vypočtené veličiny nazývána také nejistota nepřímo měřené veličiny je dána součtem čtverců součinu parciální derivace funkce (nazývanou také citlivost [17]) dle přímo měřené veličiny s nejistotou přímo měřené veličiny dle rovnice

$$u = \sqrt{\sum_{i=a,b,d} \left(\frac{\partial F}{\partial i} u_i \right)^2} . \quad (3.9)$$

V následujících tabulkách jsou uvedeny nejistoty pro nepřímo měřené veličiny, které jsou vyžadovány k popisu a analýze procesu proudění uvnitř ejektoru. Jedná se především o ejekční součinitel Γ (2.5), což je poměr hmotnostních toků \dot{m} (3.2) a účinnost ejektoru η (2.23), jakožto hlavní parametry k vyhodnocení charakteristiky ejektoru.

veličina	$\frac{\partial F}{\partial i}$	stanovení	u_i [%]	celková nejistota [%]	
\dot{m}	C	$\frac{\partial \dot{m}}{\partial C} = \frac{\pi d^2 \varepsilon \sqrt{2\Delta p \rho}}{4\sqrt{1-\beta^4}}$	z normy [15]	0,5	1,19
	ε	$\frac{\partial \dot{m}}{\partial \varepsilon} = \frac{\pi d^2 C \sqrt{2\Delta p \rho}}{4\sqrt{1-\beta^4}}$	z normy [15]	1	
	ρ	$\frac{\partial \dot{m}}{\partial \rho} = \frac{\pi d^2 \varepsilon C \rho}{4\sqrt{(1-\beta^4)(2\Delta p \rho)}}$	ze stav. rce.	0,3	
	Δp	$\frac{\partial \dot{m}}{\partial \Delta p} = \frac{\pi d^2 \varepsilon C \Delta p}{4\sqrt{(1-\beta^4)(2\Delta p \rho)}}$	dle výrobce	0,5	

Tab. 3.2: Určení nejistoty hmotnostního toku.

veličina	$\frac{\partial F}{\partial i}$	stanovení	u_i [%]	celková nejistota [%]	
Γ	\dot{m}_1	$\frac{\partial \Gamma}{\partial \dot{m}_1} = -\frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_1^2}$	z (3.2)	1,19	1,68
	\dot{m}_2	$\frac{\partial \Gamma}{\partial \dot{m}_2} = \frac{1}{\dot{m}_1}$	z (3.2)	1,19	

Tab. 3.3: Určení nejistoty ejekčního součinitele.

veličina	$\frac{\partial F}{\partial i}$	stanovení	u_i [%]	celková nejistota [%]
Γ	$\frac{\partial \eta}{\partial \Gamma} = \frac{\left(\frac{p_4}{p_{02}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{1 - \left(\frac{p_4}{p_{01}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}$	z (2.5)	1,68	4,12
η	$\frac{\partial \eta}{\partial \frac{p_4}{p_{02}}} = \frac{\Gamma}{\left(1 - \left(\frac{p_4}{p_{01}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right) \left(\frac{\kappa-1}{\kappa} \sqrt[\kappa]{\frac{p_4}{p_{02}}}\right)}$	z (2.17)	0,5	
$\frac{p_4}{p_{01}}$	$\frac{\partial \eta}{\partial \frac{p_4}{p_{01}}} = \frac{\Gamma \left(\frac{p_4}{p_{02}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{\left(1 - \left(\frac{p_4}{p_{01}}\right)^{\frac{2\kappa-2}{\kappa}}\right) \left(\frac{-\kappa-1}{\kappa} \sqrt[\kappa]{\frac{p_4}{p_{01}}}\right)}$	z (2.17)	0,5	

Tab. 3.4: Určení nejistoty účinnosti ejektoru.

3.4 Provedení experimentu a postup při zpracování výsledků

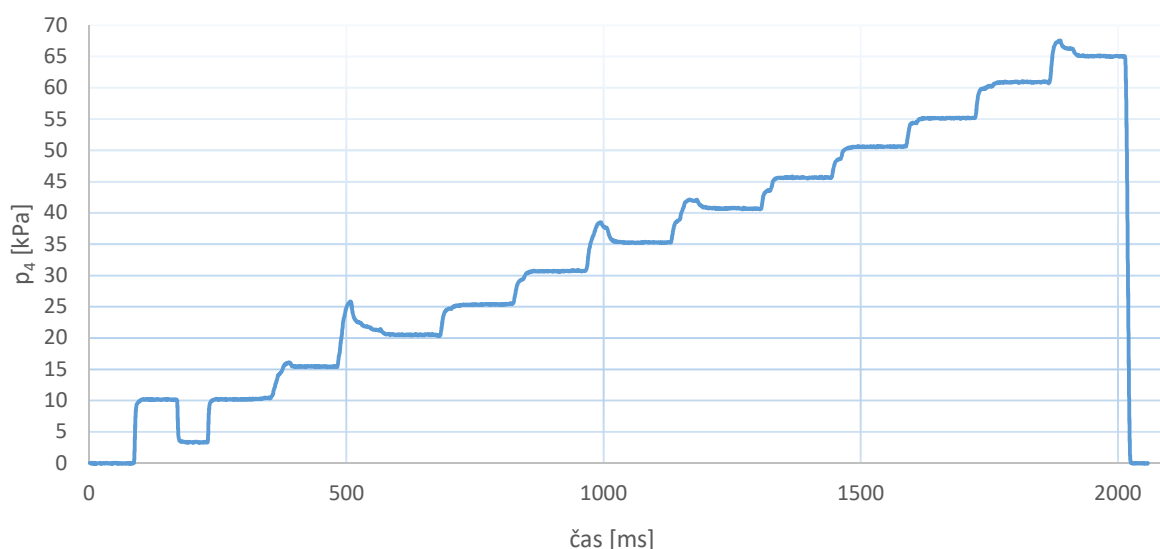
Popis celé tratě byl již uveden na začátku v kapitole 3.1, proto v této části práce se budeme již věnovat detailnímu popisu měření. Cílem této práce bylo proměřit chování ejektoru v režimu protitlaků od 10 kPa do 65 kPa a určit jeho charakteristiku při daných režimech. Měření je odstupňováno při změně protitlaku o 5 kPa. Dané protitlaky jsou vyvozovány šroubovým škrcením.

V softwaru Dewesoft který vyhodnocoval a zapisoval průběh statických tlaků, byl nastaven automatický spouštěč záznamu při překročení hodnoty tlaku o 1 kPa na snímači přívodu hnacího vzduchu. U stejného snímače bylo také nastaveno automatické vypnutí záznamu měření při poklesu tlaku o 1 kPa. Toto nastavení nám do značné míry ulehčilo průběh měření. Záznam diference tlaku při průtoku clonou zaznamenával software OM – Link. Automatický spouštěč záznamu zde nebylo možné nastavit, spustil se tedy ručně přes softwarové rozhraní. Oba softwary dokázaly

k zaznamenaným datům přidat údaj o aktuálním času počítače v přesnosti na milisekundy, to nám značně pomohlo při vyhodnocování výsledků.

Spuštění ejektoru předcházelo zapnutí záznamu tlaku na cloně Δp , kvůli absenci automatického spouštěče. Ejektor byl uveden do provozu nastavením tlakového ventilu hnacího vzduchu na 3,5 kPa a jeho otevřením. V tuto dobu se automaticky spustil záznam statických tlaku skrz software Dewesoft.

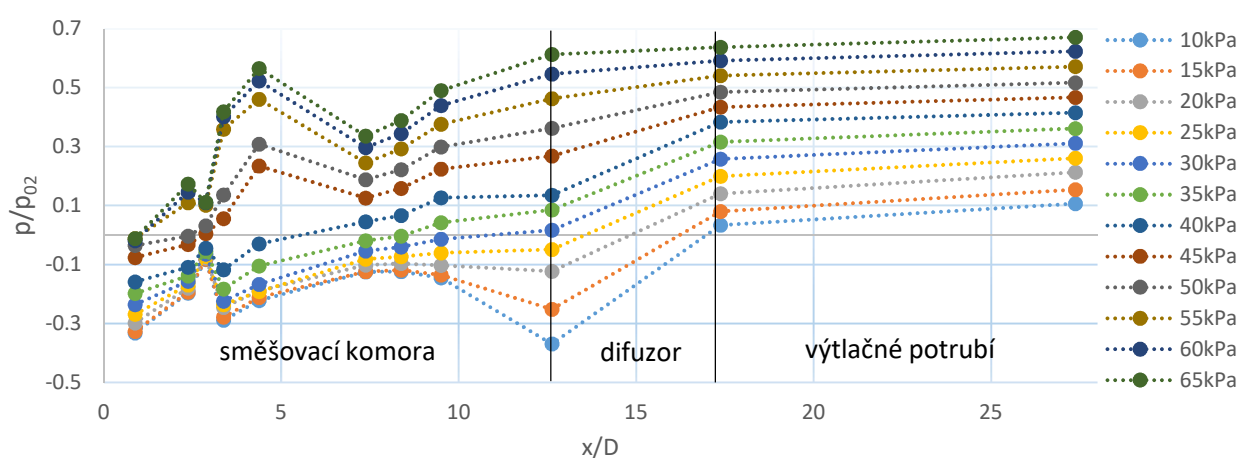
Ejektor s otevřeným hrdlem škrcení vyvozuje protitlak 10 kPa. Hned po spuštění ejektoru byl ucpán přívod hnaného vzduchu páskou z linolea, tento krok nám zajistí data z ejektoru, ve kterém prochází pouze hnací vzduch a pomůže nám při stanovení hmotnostního toku hnacího vzduchu. Po odnětí pásky se pokračovalo ve zvyšování protitlaku pomocí kulového škrcení. Při lehkém zašroubovávání kulového škrcení byla zároveň prováděna kontrola protitlaku skrz aktuální křivku tlaku v software Dewesoft. Při dosažení jmenovitého protitlaku se v daném režimu posečkalo cca 10 sekund pro ustálení hodnot a získání dostatečného objemu dat. Měření probíhalo kontinuálně od zapnutí ejektoru až po naměření finálního režimu při protitlaku 65 kPa, viz graf. 3.1.



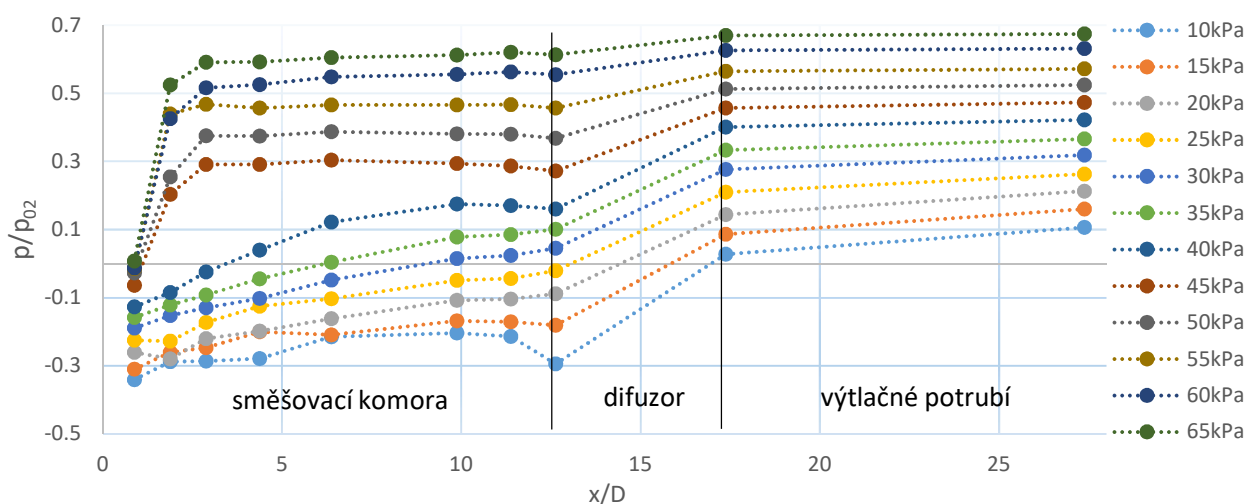
Graf. 3.1: Změna protitlaku v čase.

Abychom získaly co nejobektivnější výsledky o dějích uvnitř ejektoru, proběhly celkově dvě měření. První měření bylo provedeno na ejektoru, který měl směšovací komoru sestavenou podle výkresu práce [10]. Při druhém měření byly prohozeny segmenty tak, že konec směšovací komory byl umístěn na její začátek.

Při průběhu tlaku podél stěny ejektoru pozorujeme pro první měření na začátku směšovací komory výrazné skoky. Pro druhé měření s opačně ustavenou směšovací komorou je průběh pozvolný a od protitlaku 40kPa tlak na začátku ejektoru výrazně roste.

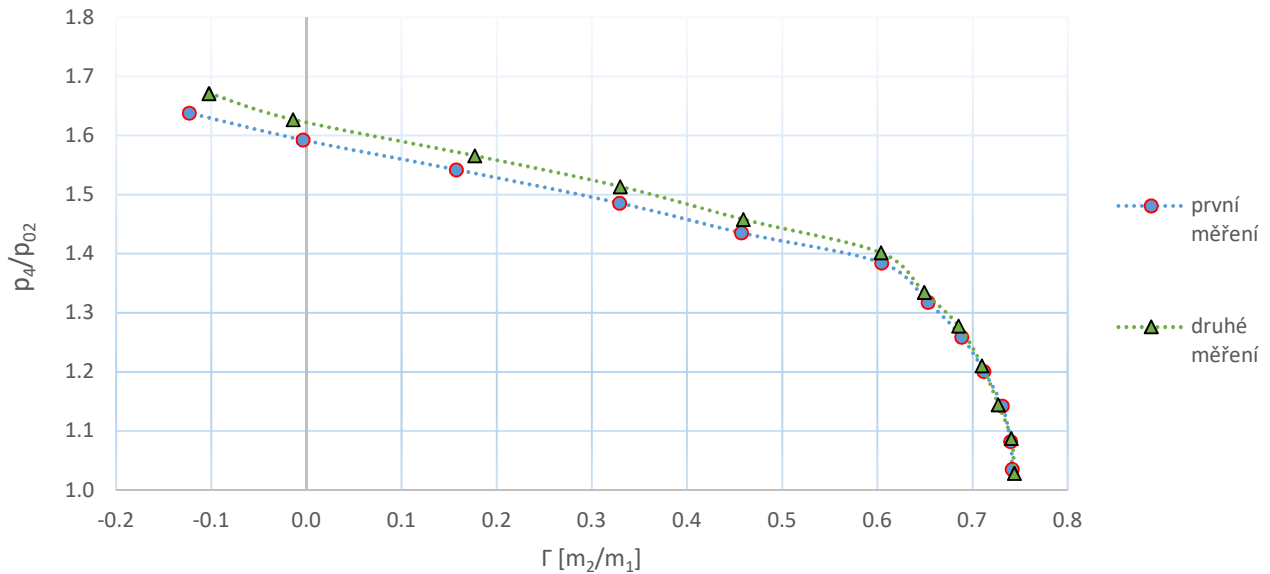


Graf. 3.2: Hodnoty tlaků naměřené podél stěny ejektoru pro první měření.

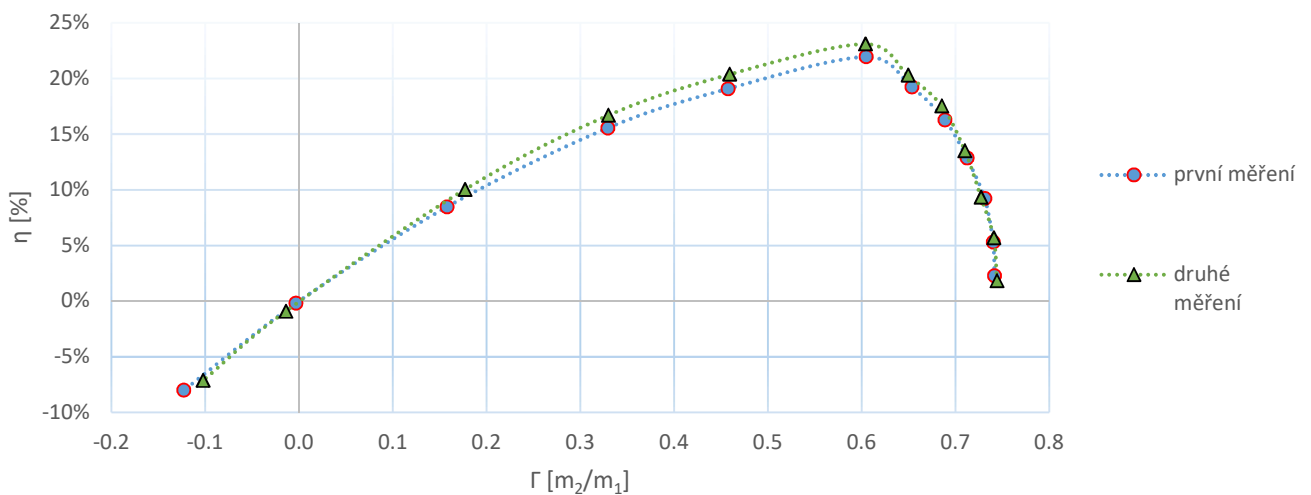


Graf. 3.3: Hodnoty tlaků naměřené podél stěny ejektoru pro druhé měření.

Výsledky pracovní charakteristiky a účinnosti ejektoru pro obě měření jsou téměř shodné. Prvně měřený ejektor dosahoval maximální účinnosti kolem $21,9 \pm 0,95$ %. Při druhé variantě měření, kdy byla opačně sestavena směšovací komora, ejektor dosáhl účinnosti 23 ± 1 %. Obdobný trend můžeme také pozorovat u pracovní charakteristiky.



Graf. 3.4: Pracovní charakteristika měřeného ejektoru.



Graf. 3.5: Účinnost měřeného ejektoru.

4. Numerické řešení

V této kapitole bude krátký úvod do problematiky numerické simulace a stručné seznámení s komerčním softwarem Fluent. Dále zde bude popsán postup tvorby modelu a sítě v modeláři WorkBench. V poslední části nalezneme výsledky provedené numerické simulace.

4.1 Numerické modelování proudění

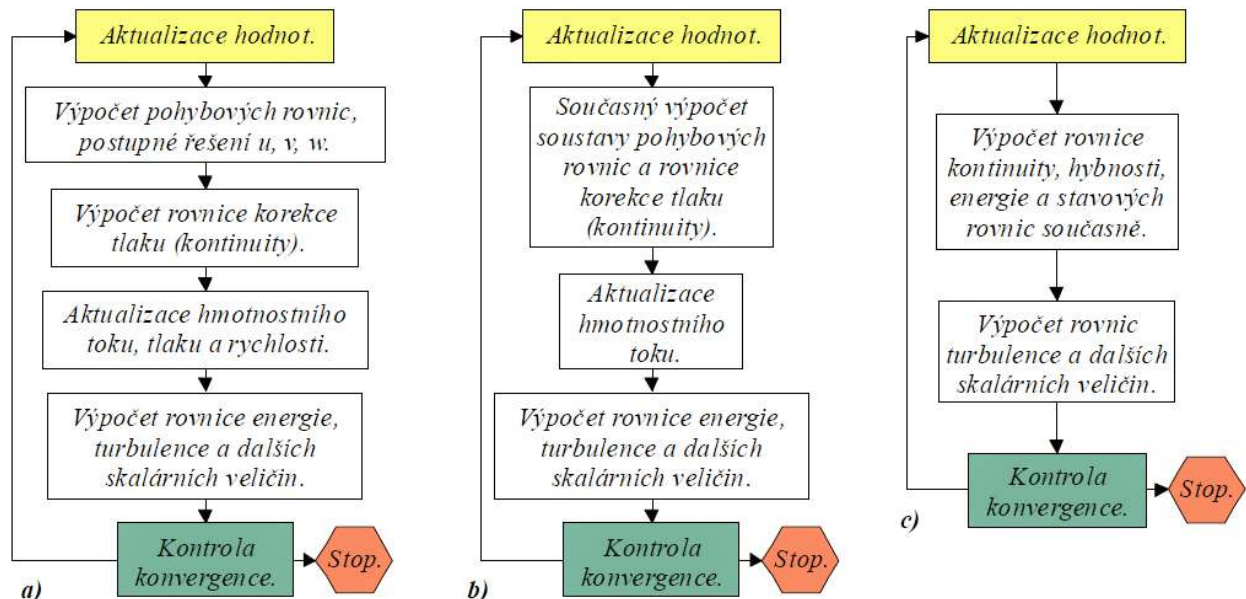
Oproti experimentálním a analytickým modelům, vyniká numerika svojí relativní rychlostí, cenou a analýzou detailů. Při numerickém řešení problému se řešená oblast rozdělí na konečných počet malých kontrolních objemů (buňky) pomocí sítě. Pro každý kontrolní objem vzniklý síťováním je třeba sestavit soustavu bilančních rovnic. Základní bilanční rovnice (kontinuity, pohybové, energie, transportní a jiné) které popisují spojitě prostředí, jsou při řešení doplněny o konstituční vztahy. Následně je ucelená soustava rovnic pro všechny kontrolní objemy diskretizována do soustavy algebraických rovnic a převedena na soustavu linearizovanou. Výsledkem je sada lineárních algebraických rovnic pro každý kontrolní objem. Iterativním řešením výsledné soustavy lineárních rovnic dosáhneme k výpočtu námi hledaných závislých proměnných. Hodnoty složek rychlosti a skalárních veličin jsou v geometrických středech kontrolních objemů, hodnoty na hranicích objemu se získávají interpolací. Přenos informací probíhá přes stěny buněk a vypočítává se jako suma integrálů přes jednotlivé stěny. [18]

4.2 Fluent

Fluent je komerční processingový a postprocessingový program pro řešení numerického modelu v dynamice tekutin (CFD), který je řešen metodou konečných objemů. Fluent je schopen řešit a vyhodnocovat jak 2D, tak i 3D simulace proudění, přenosu tepla a spalování. Dále je schopen simulovat laminární i turbulentní proudění, vícefázové proudění, chemické procesy a další jevy, které zde nejsou uvedeny tak i jejich kombinace. [19]

4.3 Řešič

Software Fluent nabízí dvě numerická schémata a to „pressure-based“ řešič, který se dělí dle druhu algoritmu na oddělený nebo sdružený a „density-based“ řešič. Obě schémata jsou založena na metodě konečných objemů, ale linearizace a řešení diskretizovaných rovnic se liší.



Obr. 4.1: Numerická schémata postupu řešení; a) – „pressure-based solver, segregated“, b) – „pressure-based solver, coupled“, c) – „density-based solver“. [2]

4.3.1 Pressure-based solver

Tento řešič používá algoritmy patřící do takzvaných projekčních metod, v těchto metodách je řešena korekce tlaku, která vychází z rovnice kontinuity a rovnice pohybové. Algoritmus je možný použít buď oddělený, nebo sdružený. Oddělený algoritmus řeší základní rovnice pro proměnné ($u, v, w, p, T, k, \epsilon$) postupně, tj. odděleně jednu po druhé. Při řešení je vždy daná rovnice vyjádřena z ostatních a každá iterace se skládá z kroku popsanych, viz obr. 4.1a. Tyto kroky se opakují do té doby, než je dosaženo podmínky konvergence. Tento algoritmus vyniká menší náročností na velikost paměti, protože je nutné udržovat v paměti jednu rovnici po druhé. Bohužel konvergence řešení je ale díky oddělenému výpočtu rovnic pomalejší. Druhý algoritmus nazývaný sdružený řeší systém pohybových rovnic a rovnic kontinuity. Tímto jsou společně řešeny všechny uvedené rovnice

najednou. Výhodou tohoto algoritmu oproti oddělenému je rychlejší konvergence tedy rychlejší výpočet, bohužel je také ale více náročnější na výpočetní výkon. [2]

4.3.2 Density-based solver

Tento řešič řeší základní rovnice kontinuity, hybnosti a energie najednou, tedy sdruženě. Následně jsou odděleně řešeny rovnice pro další skalární veličiny. Protože jsou použité rovnice nelineární, musí se řešit několik po sobě jdoucích iterací, než je dosaženo konvergence. Každá iterace se skládá z kroků popsanych na obr. 4.1c. Tyto kroky se následně opakují, než je dosaženo podmínky konvergence. Rovnice lze řešit pomocí implicitní nebo explicitní linearizace. [2]

4.4 Turbulentní model

Proudění v ejektoru ať už se jedná o ejektor podzvukový či nadzvukový je zpravidla turbulentní. Existuje mnoho modelů turbulence, dokonce i více přístupů, jak turbulenci modelovat, neexistuje však žádný univerzální model, který je správný. Princip ejektoru v podstatě závisí na existenci turbulentní smykové vrstvy, proto volba správného turbulentního modelu má zásadní vliv na správnost výpočtů. Program Fluent nabízí k výpočtu celkem 5 turbulentních modelů, ale o rešerši prací zabývající se numerickým přístupem v problematice ejektoru byl zvolen SST $k-\omega$ model. [20,21]

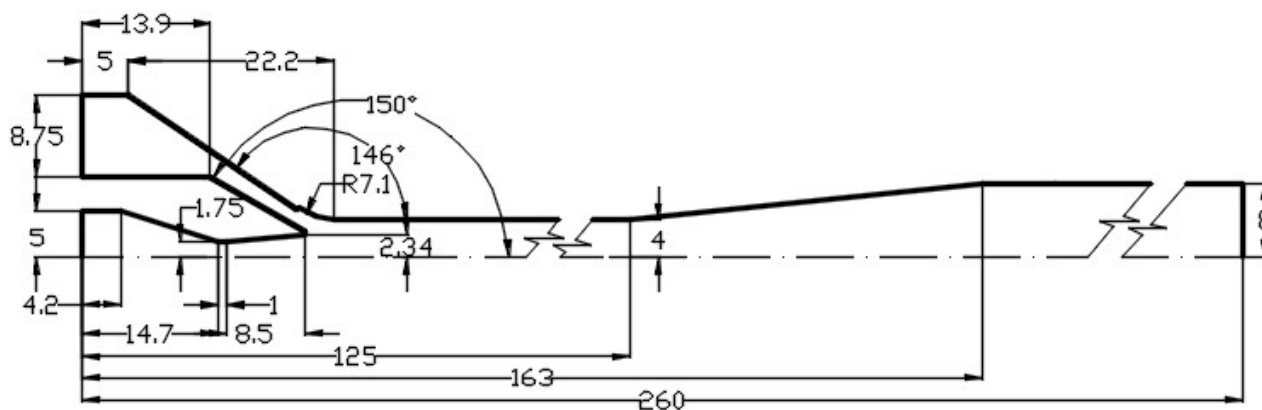
SST $k-\omega$ model

Tento model vychází ze standardního $k-\omega$ modelu, které byl vytvořen pro letecké aplikace. „Shear Stress Transport“ model je navržený tak, aby se v blízkosti stěny choval jako $k-\omega$ model, zatímco dále od stěny jako $k-\epsilon$ model. Proto SST $k-\omega$ model dosahuje lepších výsledků při výpočtu volných smykových vrstev, leteckých profilů a dalších aplikací. Je vhodný zejména pro transsonické a supersonické proudění a rázové vlny. Proto byl tento model zvolen v této práci pro numerický výpočet nadzvukového ejektoru.

4.5 Postup tvorby modelu – „preprocessing“

Model pro numerické řešení byl vytvořen v softwaru DesignModeler, který je součástí výpočetního balíku Fluent od firmy ANSYS. Z důvodu snížení časové náročnosti a náročnosti na výpočetní výkon se při realizaci modelu provedla jistá zjednodušení. Zpravidla se jedná o prostorové

zjednodušení modelu, kde námi uvažovaný ejektor je brán 2D objekt osově symetrický kolem své osy. Toto zjednodušení nám dovolí vytvoření modelu s mnohonásobně menším počtem elementů při dosažení podobného výsledku jako při řešení 3D modelu jak již uvedl Pianthong ve svoji práci [22].



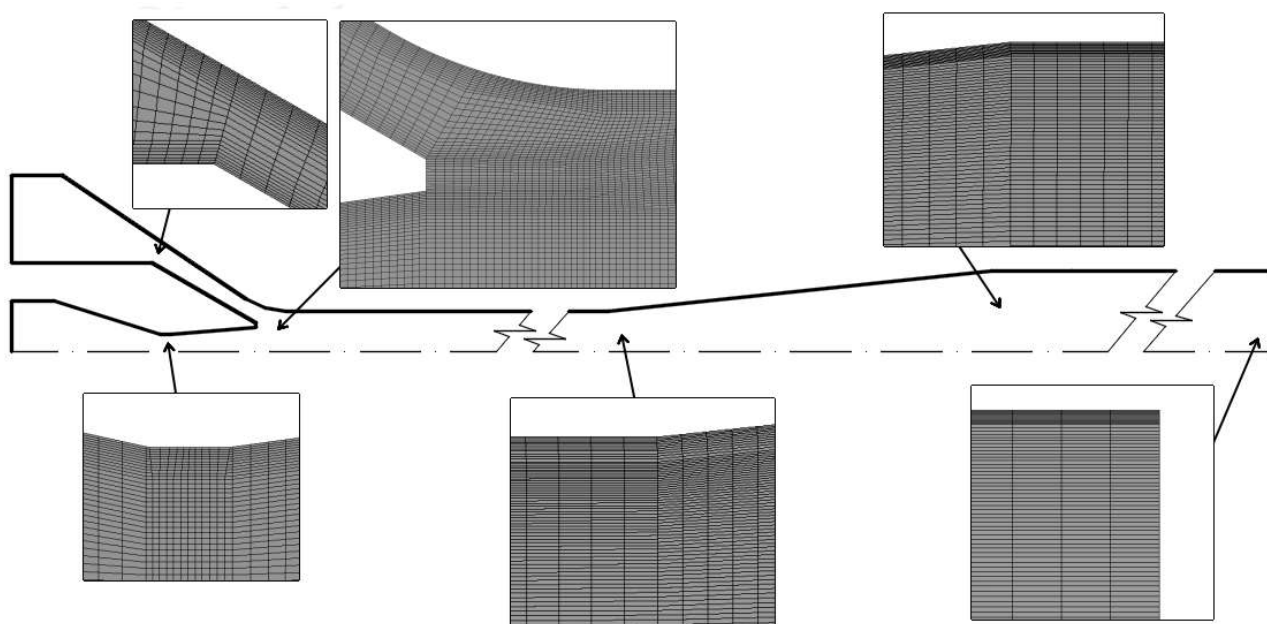
Obr. 4.2: Geometrický podklad k numerickému modelu ejektoru.

V softwaru DesignModeler byl ve skicári nakreslen ejektor dle obr. 4.2. Skica byla následně přeměněna na plochu pomocí funkce „Surface from Sketch“. Výslednou plochu potřebujeme ještě rozdělit pro snadnější síťování. V nové skice byla plocha rozdělena pomocí přímek a následně díky funkci „Face Split“ rozdělena na 29 částí, viz obr. 4.3. Rozdělení po obvodu na tenkou „vrstvu“ slouží k umístění detailnější sítě ke sledování procesů v mezní vrstvě.



Obr. 4.3: Rozdělení plochy modelu na 29 částí.

Geometrie v této fázi je importována do Mesheru, kde se postoupí k tvorbě sítě. Mesher je podpůrný program balíku ANSYS ke tvorbě sítě pro řešič Fluent. V Mesheru vkládáním pravidel o velikosti, či počtu elementů na příslušné strany ploch a funkcí „Mapped Face“ bylo dosaženo sítě vyobrazené na obr. 4.4. Celkové údaje o velikosti a informace o kvalitě sítě jsou uvedeny v tab. 4.2.



Obr. 4.4: Detailní pohled na síť.

Kvalita sítě		
min. ortogonální kvalita buněk	0,869	→ 1 – dobrá kvalita, → 0 – špatná kvalita
max. ortogonální šikmost buněk	0,130	→ 0 – dobrá kvalita, → 1 – špatná kvalita
max. poměr výška/šířka	38,03	<100 – dobrá kvalita
počet buněk	44 049	-

Tab. 4.2: Kvalita sítě.

4.6 Nastavení výpočtu – „processing“

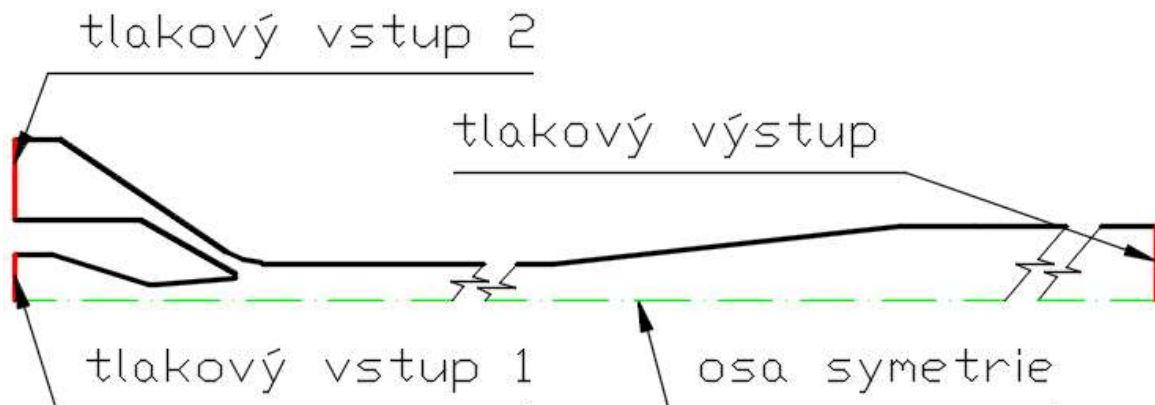
Numerický výpočet proudění ejektoru se provede pro různé druhy protitlaků, protitlaky mají stejnou hodnotu jako protitlaky vyvozené kulovým šroubením při experimentu. Celkem se jedná o 12 variant výpočtu. Při spuštění softwaru Fluent byla v úvodním okně zvolena varianta „Double Precision“. Tato volba je sice náročnější na výpočtový výkon a čas, ale pomůže nám dosáhnout výsledků s vyšší přesností. Jelikož síť vytvořená pro naše účely dosahuje pouze 45 000 výpočtových buněk tak změna časové náročnosti v tomto případě bude skoro nezaznamatelná. V první položce „General“ je zvolen řešič „Density – Based Solver“, který je doporučovaný pro

stlačitelné proudění v práci Kracíka [23] a jeho detailní popis je uveden v kapitole 4.3.2. Ve stejném okně je také zaškrtnuto „Axisymmetric“, tato volba Fluentu říká, že tento model chceme počítat jako osově symetrický.

Protože při supersonickém proudění uvažujeme vliv teploty, zvolíme v okně „Models“ řešení problematiky proudění pomocí energetické rovnice příkazem „Energy – On“. Volbu modelu turbulence v položce „Viscous“ nastavíme na k- ω SST.

Dále v položce „Materials“ upravíme fyzikální vlastnosti námi uvažovaného média v ejektoru, tedy vzduchu. Po otevření nabídky změním hustotu z konstanty na uvažování stlačitelnosti podle ideálního plynu, ostatní volby jsou ponechány.

V nástroji „Boundary Conditions“ definujeme typy okrajových podmínek na příslušné hranice výpočetních oblastí, viz obr. 4.5. Na hranu „tlakový vstup 1“ je umístěna okrajová podmínka „pressure – inlet“, zde je vstup hnacího vzduchu skrz trysku, nastavíme tedy hodnotu tlaku na 300 000 Pa (inkrementálně) a teplotu 295 K. Podmínka vložená na „tlakový vstup 2“ je totožná s předešlým případem, volíme „pressure – inlet“. Na této hraně je uvažován vstup hnaného vzduchu. Vzduch je přisáván z okolí, uvažujeme atmosférický tlak a hodnotu tedy ponecháme na 0 Pa (inkrementálně), teplota 295 K. Velikost tlaku na konci difuzoru je umístěná na hranu „tlakový výstup“ s podmínkou „pressure – outlet“. Hodnota se bude měnit dle velikosti protitlaku získaného z experimentu. Při výpočtu první varianty je hodnota tlaku nastavena na 10 000 Pa s teplotou 295 K. Pro definování hodnoty barometrického tlaku nastavíme v položce „Operating Conditions“ velikost na 97 000 Pa, tedy atmosférický tlak shodný s tlakem naměřeným při experimentu.



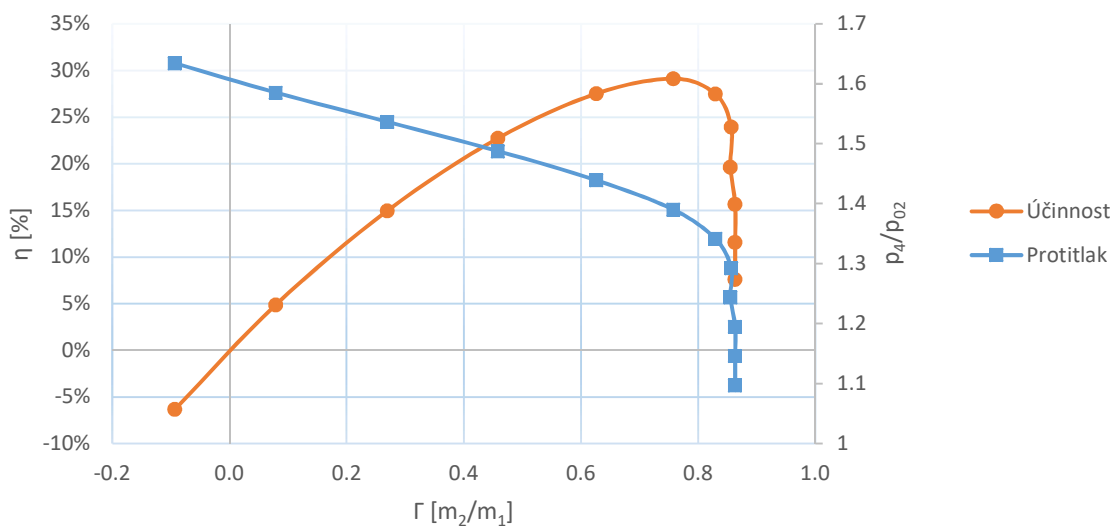
Obr. 4.5: Umístění okrajových podmínek.

V záložce „Monitors“ jsou definovány monitorovací body, pomocí kterých bude vyhodnocována konvergence. Jako hlavní kritérium konvergence nastavíme rovnost hmotnostního toku na vstupu a výstupu. V následující položce „Solution Initialization“ provedeme „Hybrid Initialization“, pomocí které definujeme počáteční hodnoty veličin před startem numerické simulace. Pro spuštění výpočtu v nabídce „Run Calculation“ nastavíme počet iterací na 500 000 a spustíme výpočet. Celkem provedeme 12 numerických simulací pro různé hodnoty protitlaku. První simulace počítá s protitlakem 10 kPa, každý další výpočet se velikost protitlaku zvětší o hodnotu 5 kPa, poslední simulace uvažuje protitlak 65 kPa.

4.7 Výsledky získané pomocí numerického modelu – „postprocessing“

V této kapitole budou uvedeny výsledky z numerické simulace pro všechny druhy protitlaků, doplněné o stručný popis jevů, které při proudění nastávají.

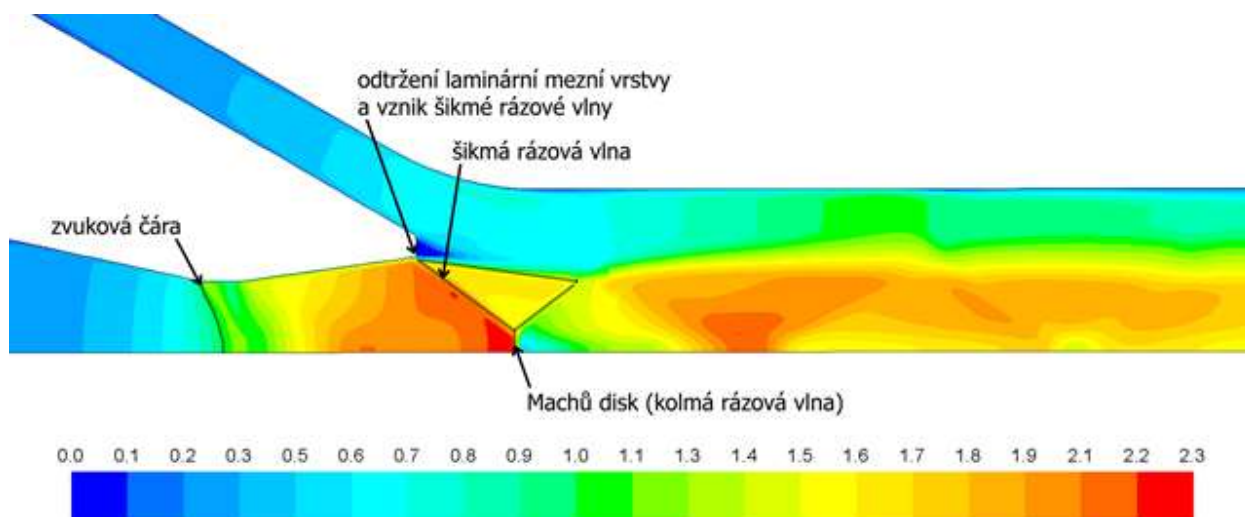
Dle získané charakteristiky je ejektor aerodynamicky ucpán do $p_4/p_{02}=1,3$, což znamená neměnný hmotnostní tok hnané trysky. Při navýšení protitlaku na hodnotu $p_4/p_{02}= 1,39$ ejektor dosahuje své nejvyšší účinnosti $\eta=29\%$, další růst protitlaku účinnost snižuje, až dosáhne záporné hodnoty. Při záporné účinnosti již nedochází ke směšování, ale část hnacího proudu vychází skrz hnanou trysku pryč z ejektoru.



Graf. 4.1: Charakteristiky ejektoru získané pomocí numerické simulace.

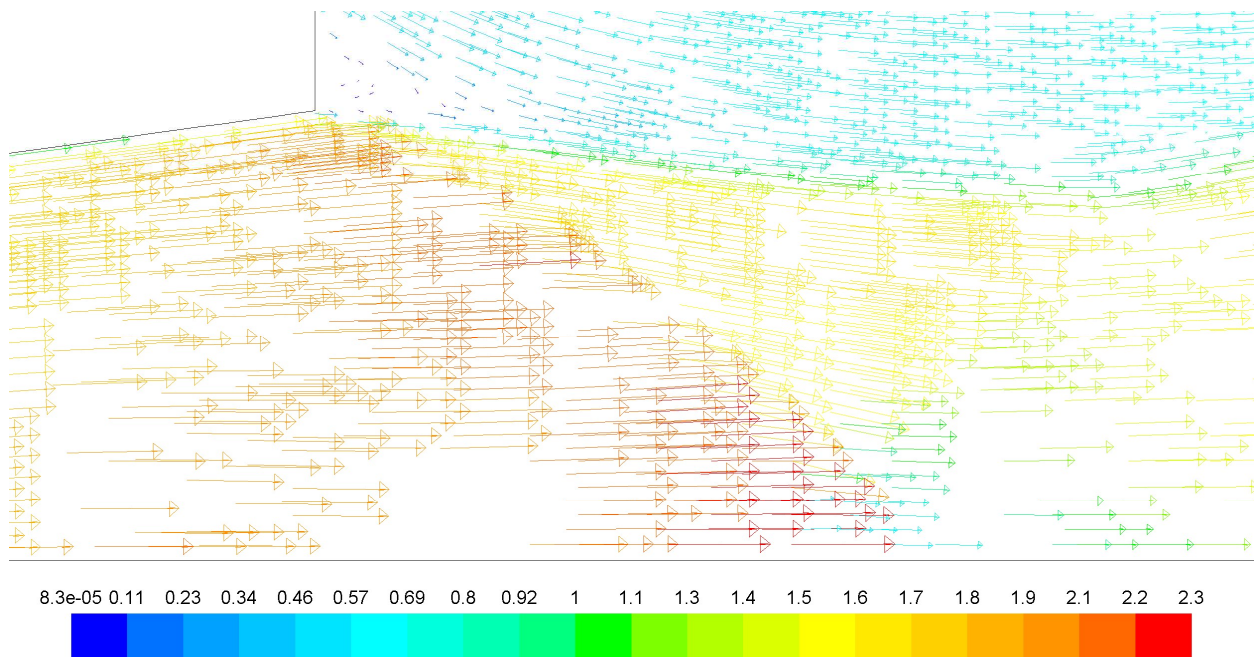
4.7.1 Protitlak 10 kPa - 25 kPa

V hrdle hnací trysky dochází k formování zvukové čáry, viz obr. 4.6. Zvuková čára má hyperbolický tvar a je okrajovou podmínkou pro supersonické proudění, jak uvádí Dvořák [1] proto můžeme hned za zvukovou čarou směrem do směšovací komory vidět přechod proudění do supersonické oblasti.



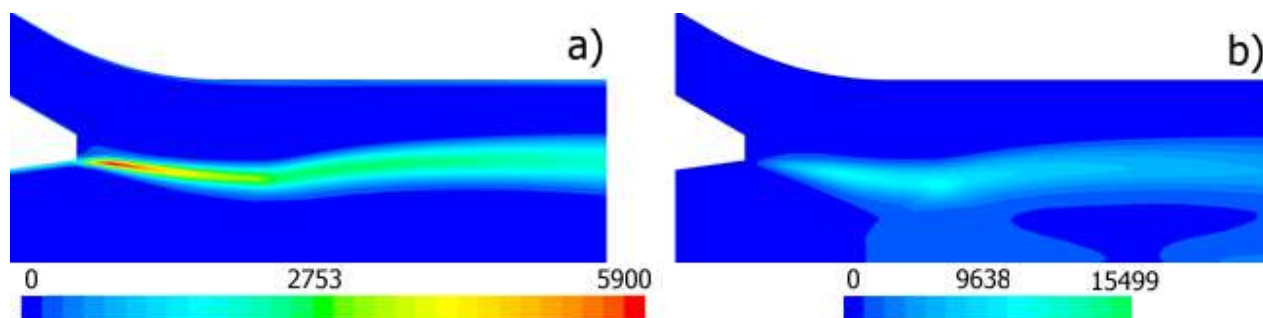
Obr. 4.6: Kontury Machova čísla a popis děje uvnitř ejektoru pro $p_4=10\text{kPa}$.

Při nadzvukové expanzi hnacího proudu dochází vlivem rozdílu tlaků v trysce a směšovací komoře ke vzniku a šíření kompresní vlny. Na konci trysky dojde k interakci hnacího proudu s odtokovou hranou trysky, kde vznikne slabá šikmá rázová vlna, která směřuje k ose ejektoru, následně dochází ke vzniku kolmé rázové vlny neboli Machovu disku. V místě vzniku šikmé rázové vlna nastává odklon proudu směrem k ose, viz obr. 4.7.



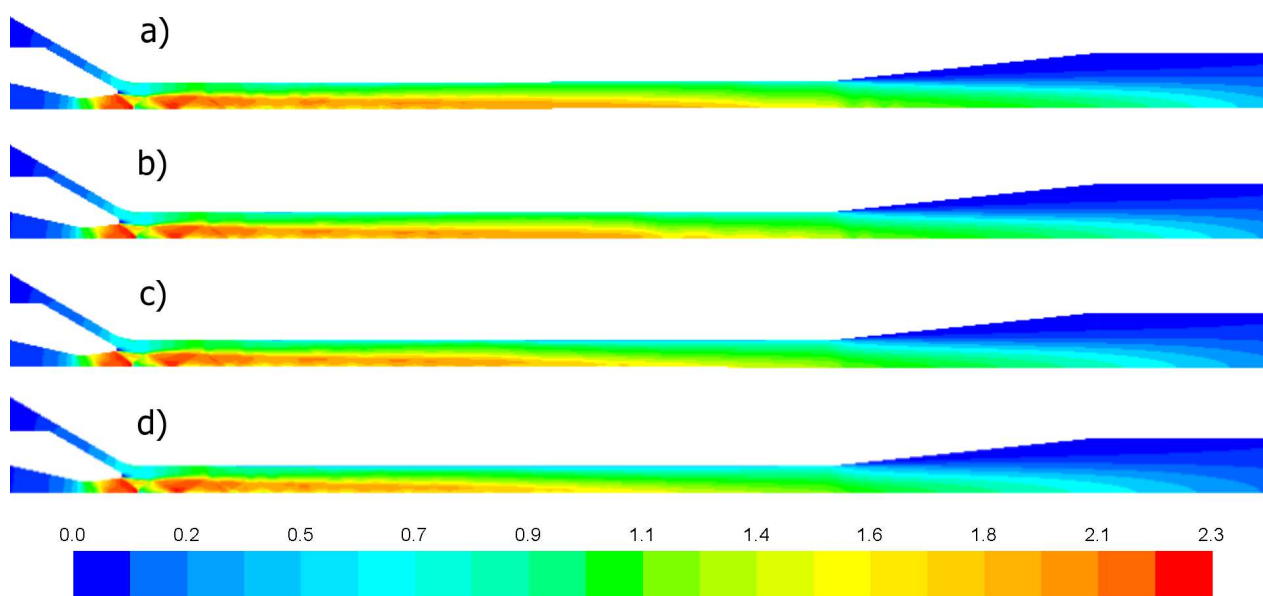
Obr. 4.7: Vektorové pole Machova čísla pro $p_4=10\text{kPa}$.

Na konci trysky nastává odtržení laminární mezní vrstvy kvůli ostrému přechodu trysky do směšovací komory, viz obr. 4.8a. Odtržená laminární mezní vrstva následně přechází do turbulentní díky interakci s šikmou rázovou vlnou a kopíruje hranici konstantního tlaku.



Obr. 4.8: Turbulentní kontury pro $p_4=10\text{kPa}$; a) – kinetická energie [m^2/s^2], b) – Reynoldsovo číslo [-].

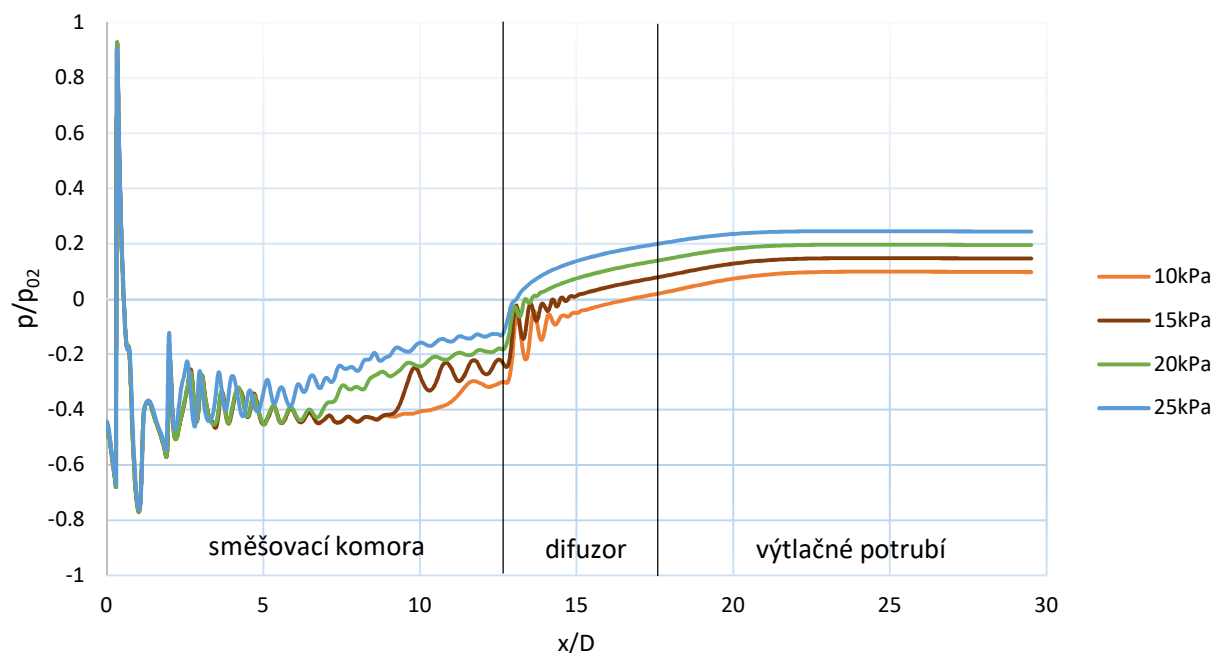
Při zvyšování protitlaku pozorujeme zmenšování délky volné smykové vrstvy a také klesání rychlosti proudu na konci směšovací komory, viz obr. 4.9.



Obr. 4.9: Kontury Machova čísla; a) – 10 kPa, b) – 15 kPa, c) – 20 kPa, d) – 25 kPa.

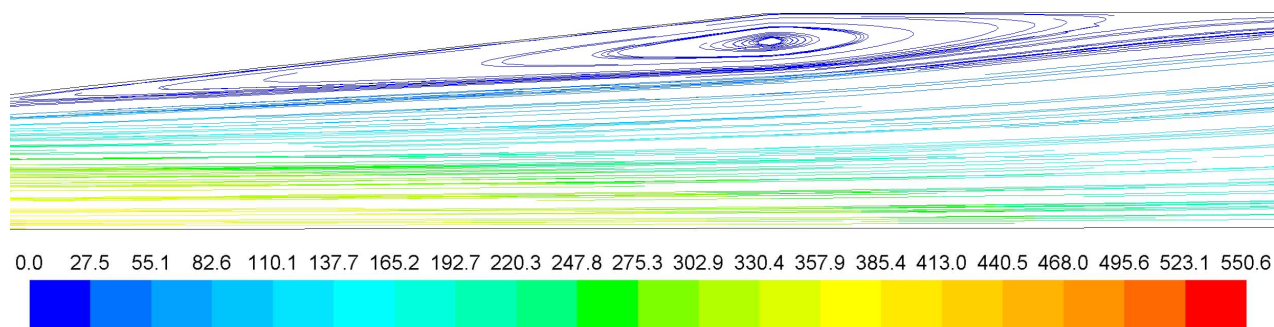
Dle grafu statického tlaku nastává na začátku směšovací komory vznik kolmé rázové vlny a následná oscilace tlaku podél směšovací komory je zřejmě způsobena odrazem šikmých rázových vln od smykové vrstvy. Intenzita těchto odrazů se postupně snižuje až v případě protitlaků $p_4=10\text{ kPa}$, 20 kPa a 25 kPa dochází k jejich vymizení na konci směšovací komory. Šikmé rázové vlny se znovu objevují na začátku difuzoru, kde patrně na konvexní hraně dochází k rázové expanzi, která se následně rozplyne do Prandtlovy – Mayerovy expanze. Na grafu tedy vidíme opětovné rozkmitání

hodnoty tlaku a s rostoucím protitlakem pozorujeme jejich výrazné tlumení. Po dosažení hodnoty protitlaku $p_4=25$ kPa vznik šikmých rázových vln v difuzoru již nepozorujeme.



Graf. 4.2: Poměrný tlak podél osy ejektoru pro $p_4=10$; 15; 20; 25 kPa.

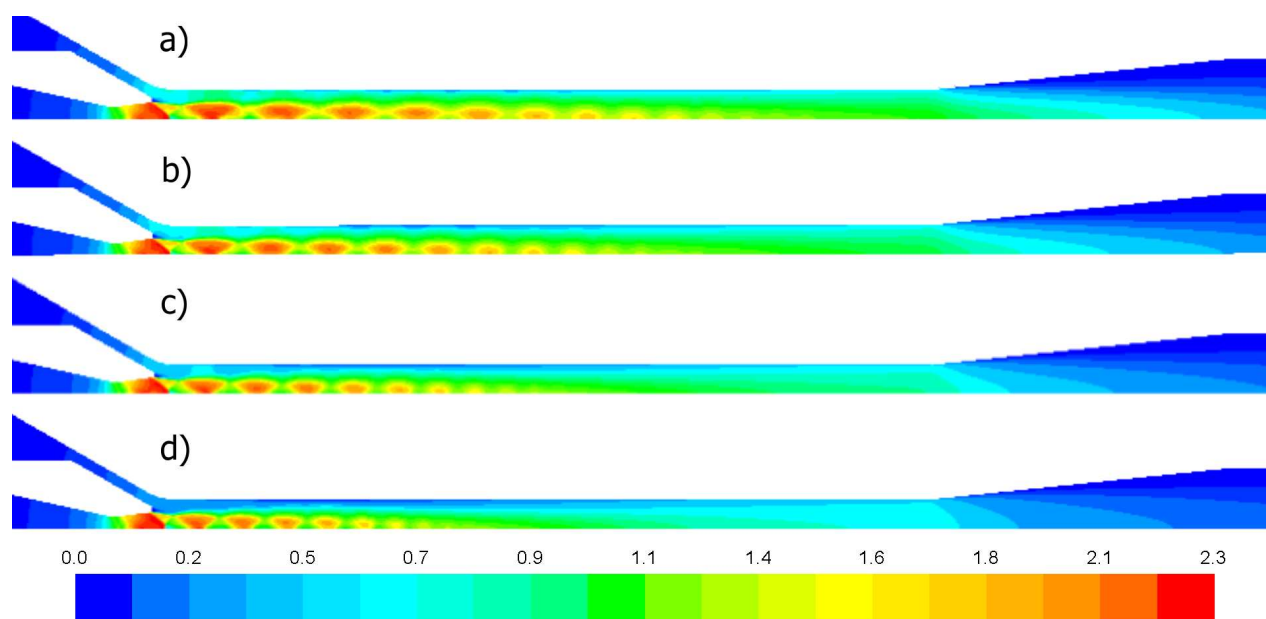
Dle numerické simulace dochází na konci difuzoru k tvorbě vírů, které způsobují ztrátu klidového tlaku proudu. Proudění do nepříznivého tlakového gradientu pak ke zpětnému proudění a odtržení mezní vrstvy, viz obr. 4.10.



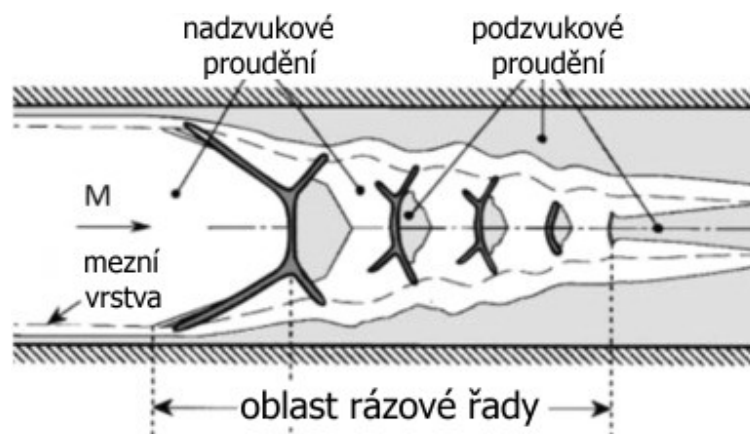
Obr. 4.10: Proudnice rychlostí pro konec difuzoru, $p_4=10$ kPa.

4.7.2 Protitlak 30 kPa – 45 kPa

Při dosažení protitlaku $p_4=30$ kPa pozorujeme uvnitř směšovací komory jev nazývaný jako „Shock train“, viz obr. 4.11a. Tento jev volně přeložený „řádová řada“ popisuje Matsuo ve své práci [24] jako opakující se silnou interakci rázové vlny s odtrženou mezní vrstvou a Gnani [25] podmiňuje vznik toho jevu tím, že před rázovou vlnou musí být $M>1,5$. Se zvyšujícím se protitlakem se oblast výskytu rázové řady zmenšuje a s ní i velikost rázového krystalu. Za oblastí rázové řady pozorujeme přechod proudění do podzvukové rychlosti.

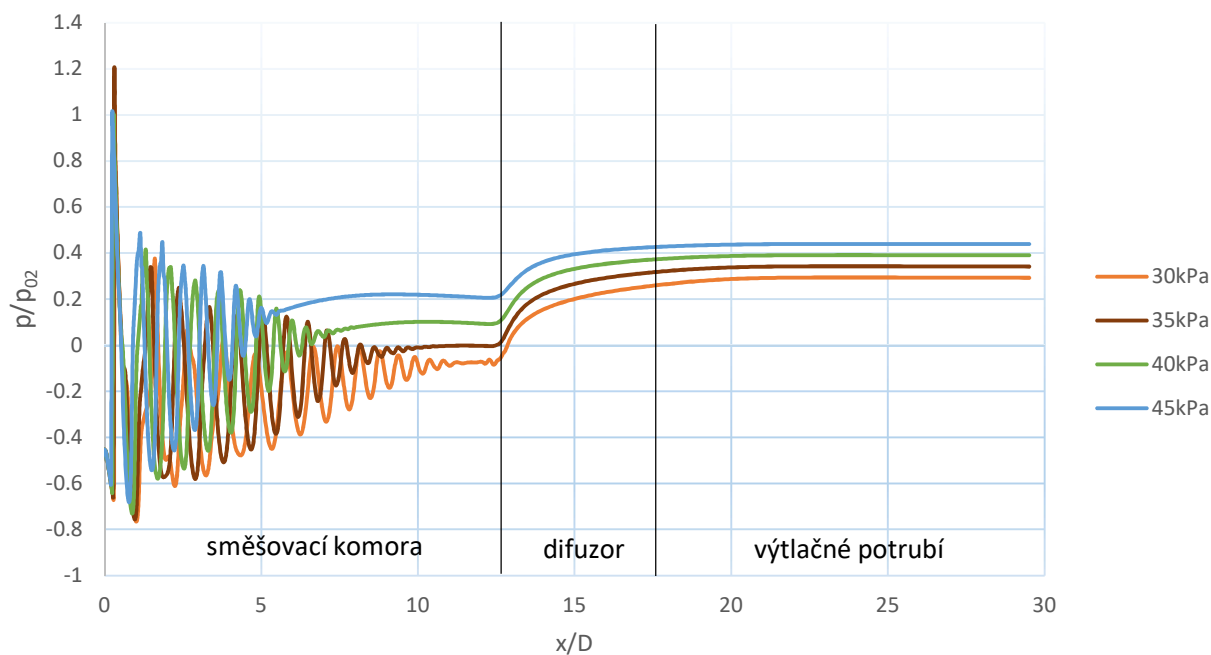


Obr. 4.11: Kontury Machova čísla pro; a) – 30kPa, b) – 35 kPa, c) – 40 kPa, d) – 45 kPa.

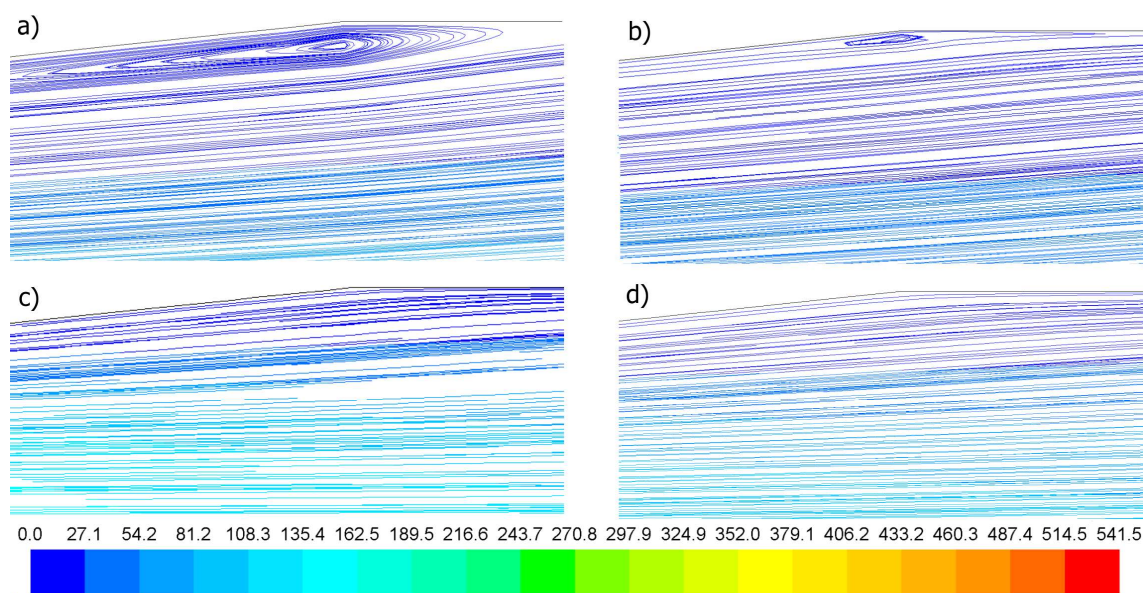


Obr. 4.12: Interakce rázové vlny s mezní vrstvou a vznik rázové řady. [25]

Na grafu statického tlaku je stále dominantní primární rázová vlna na začátku směšovací komory, její poloha zůstává neměnná. Z následující oscilace tlaku můžeme dobře vyčíst oblast výskytu rázové řady a její slábnoucí intenzitu podél směšovací komory či také zmenšování oblasti rázové řady se zvyšujícím se protitlakem.



Graf. 4.3: Poměrný tlak podél osy ejektoru pro $p_4=30; 35; 40; 45$ kPa.

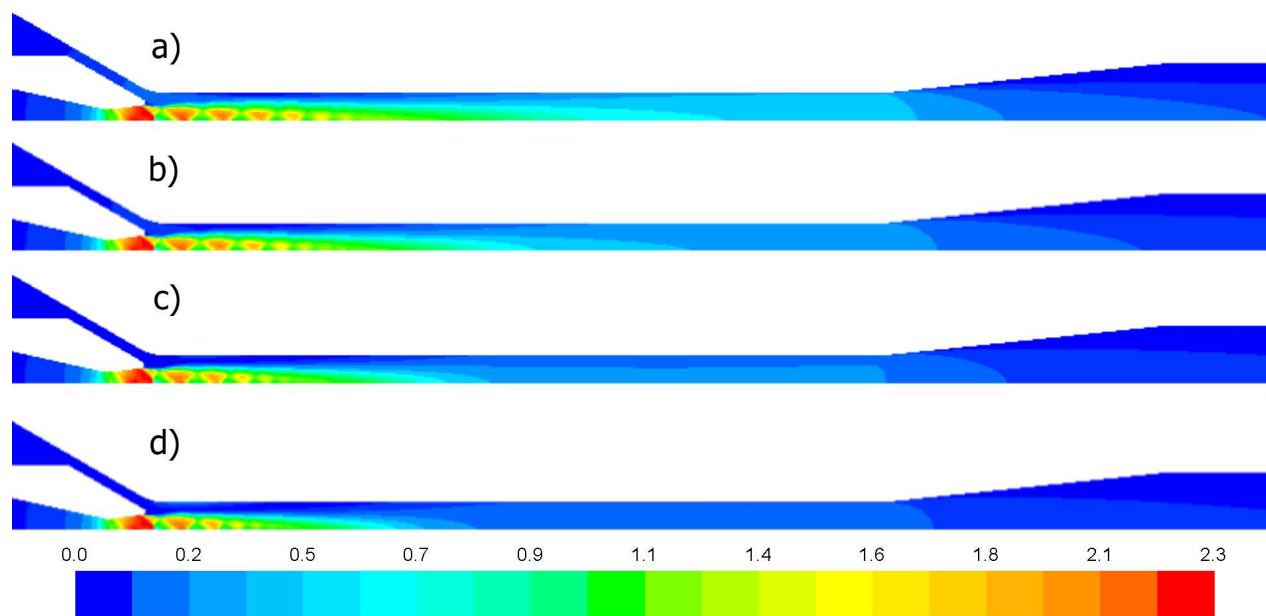


Obr. 4.13: Proudnic rychlosti na konci difuzoru [m/s]; a) – 30 kPa, b) – 35 kPa, c) – 40 kPa, d) – 45 kPa.

Na konci difuzoru vlivem většího protitlaku dochází ke stále menším vírům, až při $p_4=40\text{kPa}$ už žádné další víry nepozorujeme, viz obr. 4.13.

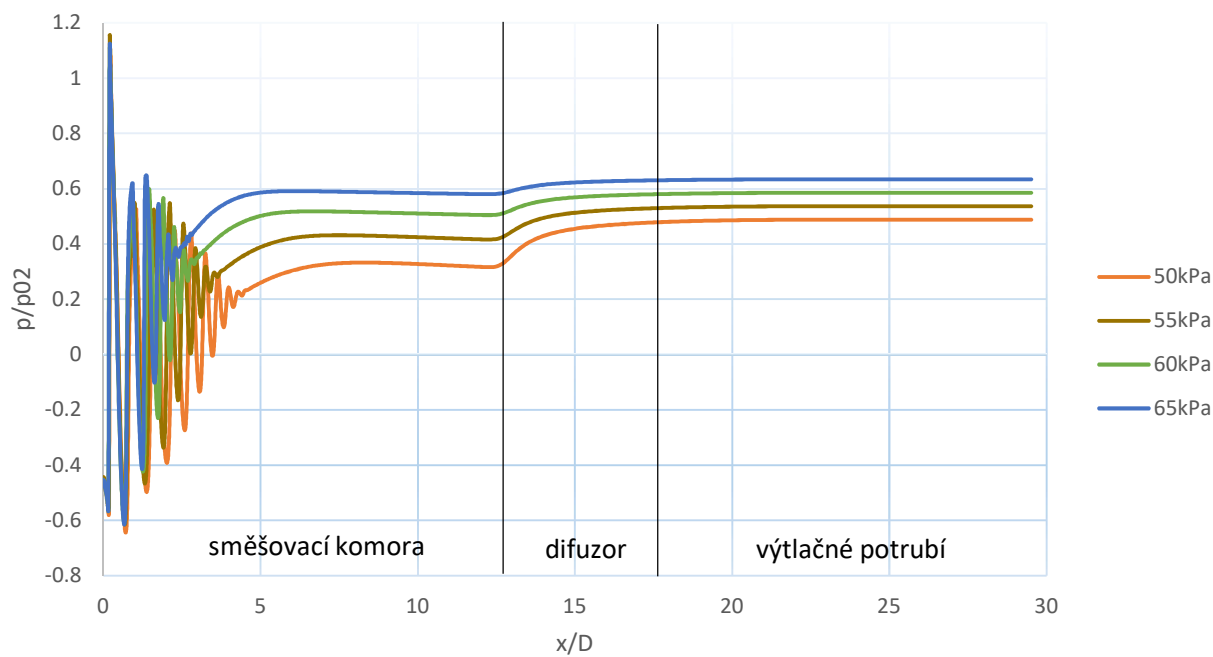
4.7.3 Protitlak 50 kPa - 65 kPa

Trend zmenšující se oblasti výskytu rázové řady s rostoucím protitlakem přetrvává. Pozorujeme také rychlejší přestup supersonického proudění do subsonického, které již z větší části vyplňuje oblast směšovací komory.



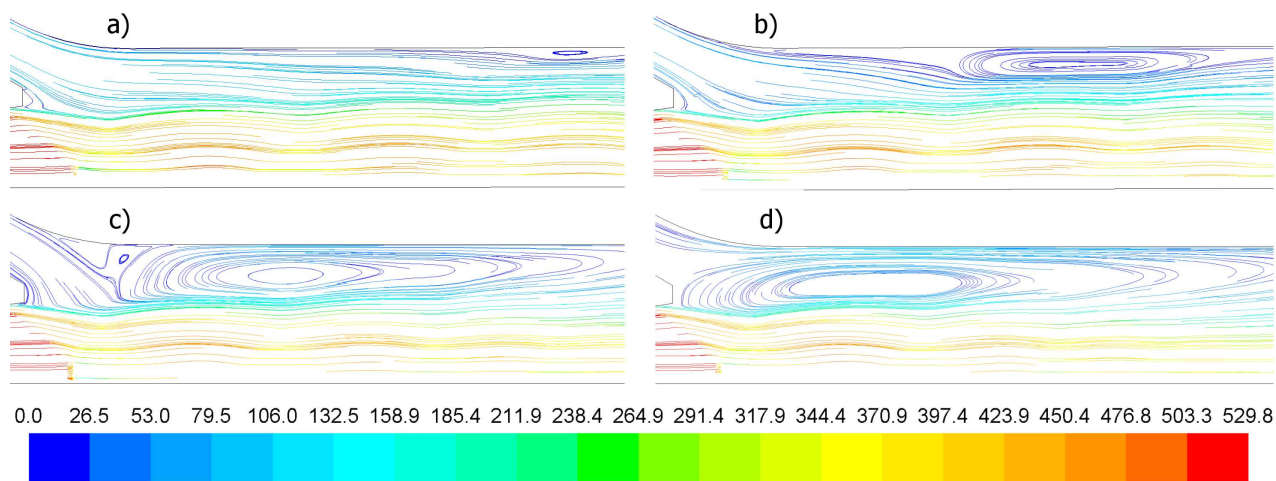
Obr. 4.14: Kontury Machova čísla; a) – 50kPa, b) – 55 kPa, c) – 60 kPa, d) – 65 kPa.

Graf statických tlaků nám tento fakt potvrzuje, oblast rázové řady již pouze dosahuje 1/3 délky směšovací komory.



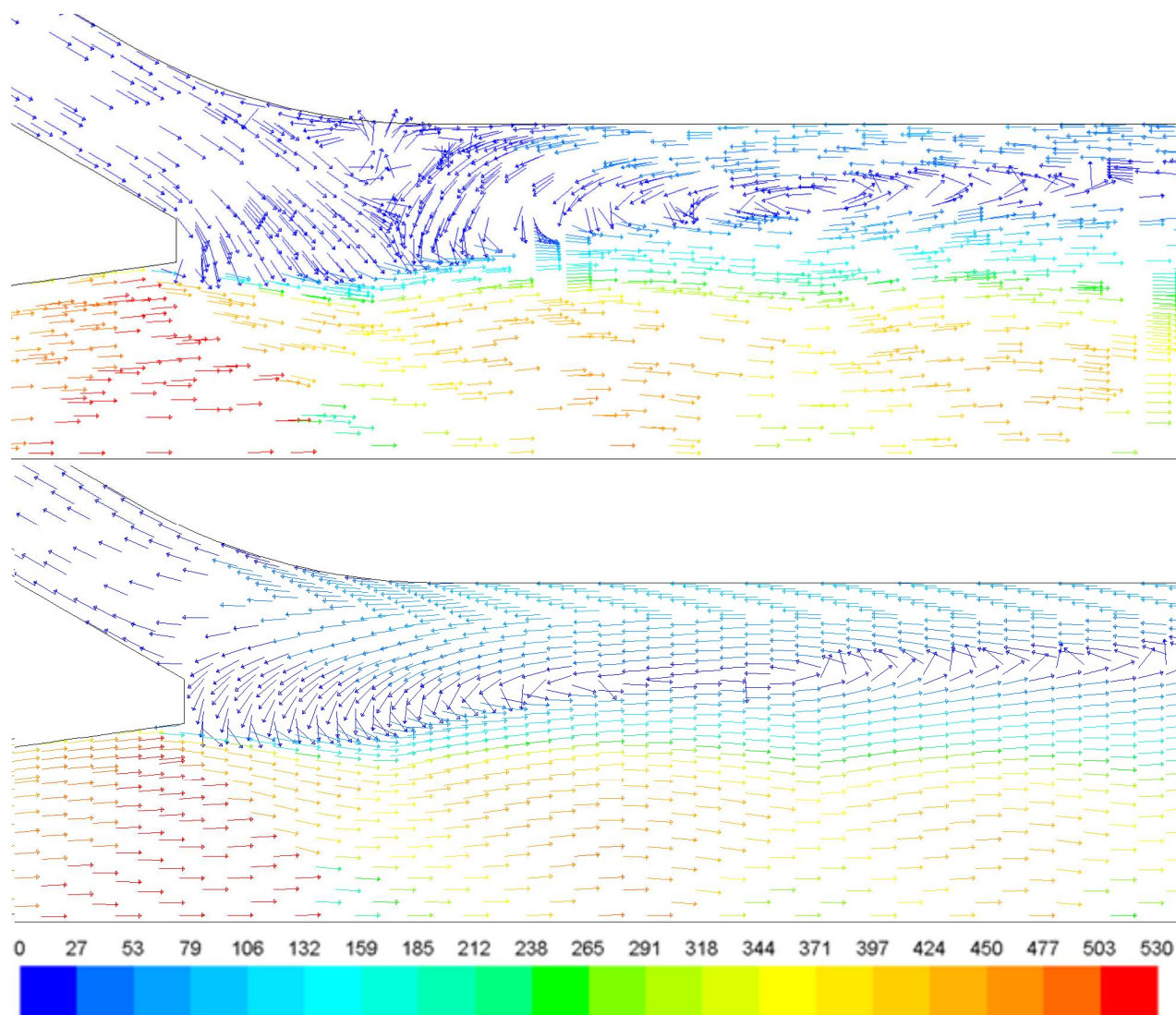
Graf. 4.5: Poměrný tlak podél osy ejektoru pro $p_4=50; 55; 60; 65$ kPa.

Od protitlaku $p_4=50$ kPa pozorujeme vznik malých vírů v blízkosti stěny směšovací komory. Se zvyšujícím se protitlakem velikost vírů roste a dochází k jejich posunu na začátek směšovací komory.



Obr. 4.15: Proudnic rychlosti na začátku směšovací komory [m/s]; a) – 50 kPa, b) – 55 kPa, c) – 60 kPa, d) – 65 kPa.

Při $p_4=65$ kPa se již víry nacházejí hned za výstupem hnané trysky a v tento moment již nedochází k nasávání okolního vzduchu. Na vektorovém rychlostním poli proto vidíme otočení části hnacího proudu směrem ven z ejektoru skrz hnanou trysku. Dle charakteristiky ejektoru jsme nyní dosáhli záporné účinnosti a další zvyšování protitlaku by vedlo k většímu hmotnostnímu toku hnacího proudu skrz hnanou trysku z ejektoru do okolí.



Obr. 4.16: Vektorové pole rychlosti začátku směšovací komory [m/s]; a) – 60 kPa, b) – 65kPa.

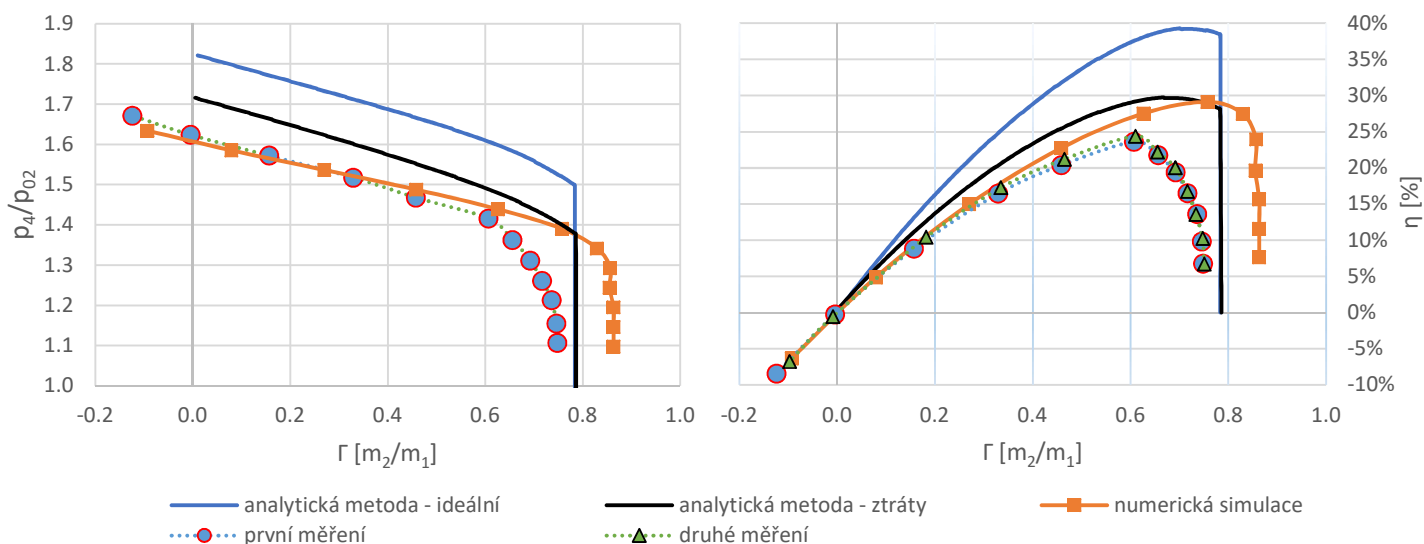
5. Porovnání dosažených výsledků

Tato kapitola se bude věnovat porovnáním výsledků analytického a numerického modelu s hodnotami získanými z experimentální tratě.

5.1 Charakteristika ejektoru

Jako první se podíváme na charakteristiky ejektoru, viz graf. 5.1. Analytická metoda dosahuje jednoznačně nejvyšší účinnosti $\eta=40\%$, avšak tato jednorozměrná metoda uvažuje pouze ztráty v důsledky směšování. Po doplnění o komplexnější problematiku ztrát se maximální účinnost analytické metody zmenší na $\eta=30\%$, tedy hodnotu téměř totožnou s numerickým řešením. Nejnížší účinnost ze všech výsledku dosahuje reálný ejektor, pro první měření $\eta=23,5 \pm 1\%$ a $\eta=24,4 \pm 1,5\%$ pro měření druhé, kde je otočena směšovací komora.

Aerodynamické ucpání nastává u každé metody pro rozdílné hodnoty ejekčního součinitele, a nejpriznivější je výsledek z numerické simulace $\Gamma=0,86$. Následuje analytická metoda, kde končí charakteristika ejektoru pro $\Gamma=0,78$. Pro případ reálného ejektoru nelze z grafu s jistotou určit místo, kde dochází k aerodynamickému ucpání, avšak neměnný ejekční součinitel pozorujeme při $\Gamma=0,74 \pm 002$.



Graf. 5.1: Porovnání charakteristik ejektoru.

V následující tabulce jsou uvedené hodnoty hmotnostních toků pro jednotlivé modely. Při porovnání analytického modelu s numerickou simulací, dosahujeme stejné velikosti průtočného množství hnacího proudu, v případě hnaného proudu je ale již rozdíl hodnot zřejmý. Ve srovnání všech modelů dosahuje nejnižších hmotnostních toků reálný ejektor, což vyčíst i z předchozího grafu.

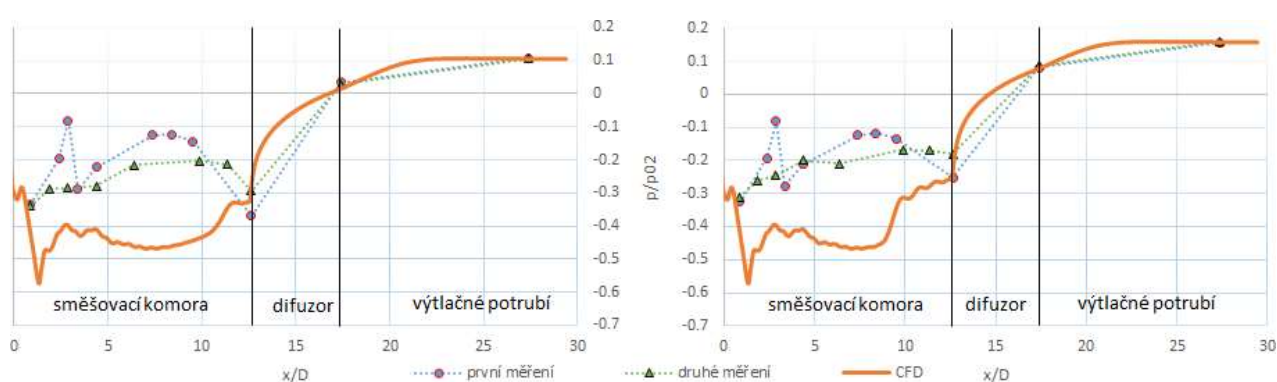
p_4/p_{02}	Analytická metoda ideální			Analytická metoda ztráty			Numerická simulace			Reálný ejektor		
	Γ	m_2 [kg/s]	m_1 [kg/s]	Γ	m_2 [kg/s]	m_1 [kg/s]	Γ	m_2 [kg/s]	m_1 [kg/s]	Γ	m_2 [kg/s]	m_1 [kg/s]
1,04	0,78	0,0070	0,0089	0,78	0,0070	0,0089	0,86	0,0076	0,0089	0,74	0,0061	0,0081
1,08	0,78	0,0070	0,0089	0,78	0,0070	0,0089	0,86	0,0076	0,0089	0,74	0,0061	0,0081
1,14	0,78	0,0070	0,0089	0,78	0,0070	0,0089	0,86	0,0076	0,0089	0,73	0,0060	0,0081
1,20	0,78	0,0070	0,0089	0,78	0,0070	0,0089	0,85	0,0075	0,0089	0,71	0,0058	0,0081
1,26	0,78	0,0070	0,0089	0,78	0,0070	0,0089	0,85	0,0076	0,0089	0,69	0,0056	0,0081
1,32	0,78	0,0073	0,0089	0,78	0,0070	0,0089	0,82	0,0073	0,0089	0,65	0,0053	0,0081
1,38	0,78	0,0070	0,0089	0,74	0,0066	0,0089	0,75	0,0067	0,0089	0,60	0,0049	0,0081
1,44	0,78	0,0070	0,0089	0,65	0,0059	0,0089	0,62	0,0055	0,0089	0,45	0,0037	0,0081
1,49	0,76	0,0068	0,0089	0,54	0,0048	0,0089	0,45	0,0040	0,0089	0,32	0,0026	0,0081
1,54	0,68	0,0061	0,0089	0,41	0,0038	0,0089	0,26	0,0023	0,0089	0,15	0,0012	0,0081
1,59	0,57	0,0051	0,0089	0,27	0,0025	0,0089	0,07	0,0001	0,0089	-0,01	-0,0001	0,0081
1,64	0,44	0,0039	0,0089	0,13	0,0012	0,0089	-0,09	-0,0008	0,0089	-0,12	-0,0010	0,0081

Tab. 5.1: Porovnání hmotnostních toků pro jednotlivé modely.

5.2 Průběh tlaku podél stěny ejektoru

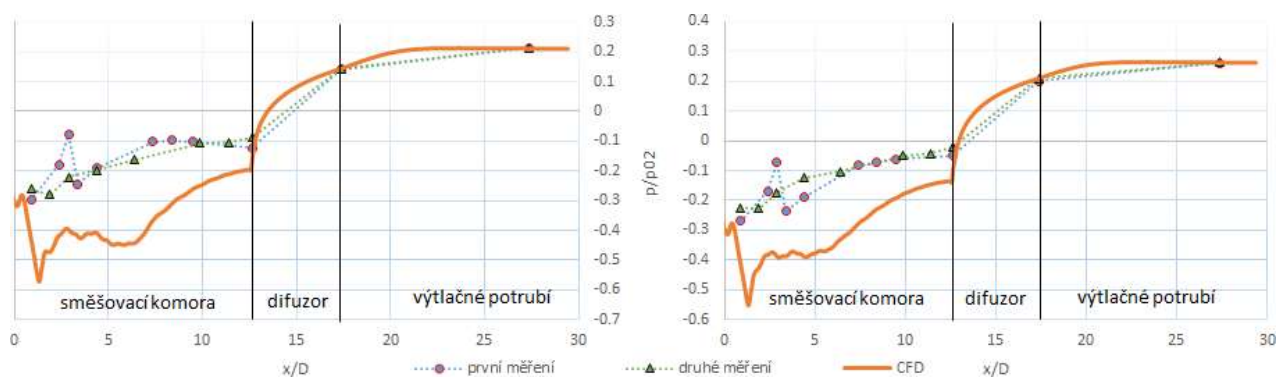
Na následujících stránkách bude porovnání hodnot statických tlaků naměřených podél stěny ejektoru s tlaky získanými pomocí numerické simulace.

Při hodnotách protitlaku $p_4=10$ kPa a $p_4=15$ kPa pozorujeme na stěně nezvyklý nárůst tlaku pro první měření, zvláště skokové zvýšení v $x/D=3$. Otočení směšovací komory přineslo klidnější průběh bez výrazných skokových změn. Avšak v porovnání s numerickou simulací vidíme shodu pouze na začátku směšovací komory, vstupu a výstupu z difuzoru a výtlačném potrubí.



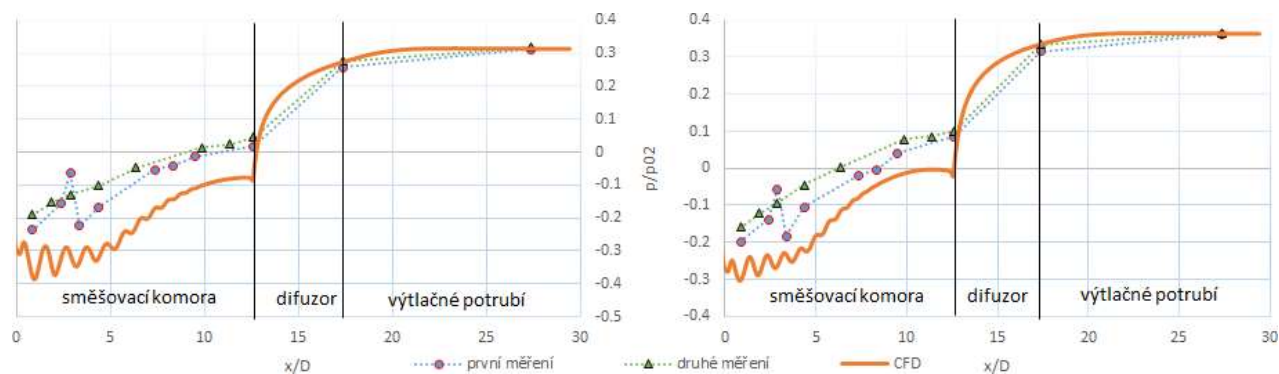
Graf. 5.2: Porovnání statických tlaků podél stěny ejektoru; a) – $p_4=10$ kPa, b) – $p_4=15$ kPa.

Pro $p_4=20$ kPa a $p_4=25$ kPa skoková změna prvního měření stále přetrvává, dokonce dosahuje stejné hodnoty jako v minulém případě. Průběh druhého měření stále bez výrazných skokových změn, v druhé polovině směšovací komory dosahuje téměř totožných hodnot jako měření první, obzvláště $p_4=25$ kPa. Shoda numeriky s experimentem nastává pouze na začátku směšovací komory a v oblasti za směšovací komorou.



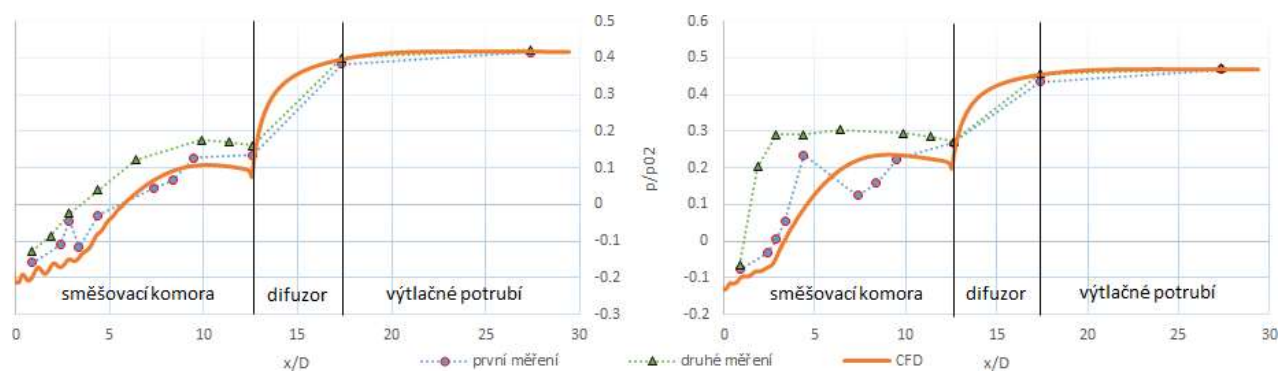
Graf. 5.3: Porovnání statických tlaků podél stěny ejektoru; a) – $p_4=20$ kPa, b) – $p_4=25$ kPa.

Na dalším grafu pro protitlaky $p_4=30$ kPa a $p_4=35$ kPa pozorujeme opět u prvního měření skokovou změnu, končící na stejné hodnotě jako v předešlých případech. Druhé měření ekvidistantně kopíruje trend numerické simulace až ke vstupu do difuzoru. U numeriky pozorujeme rozkmitání tlaku, zřejmě způsobeným odrazem šikmých rázových vln od stěny komory. Shoda hodnot simulace a experimentu nastává zase od difuzoru.



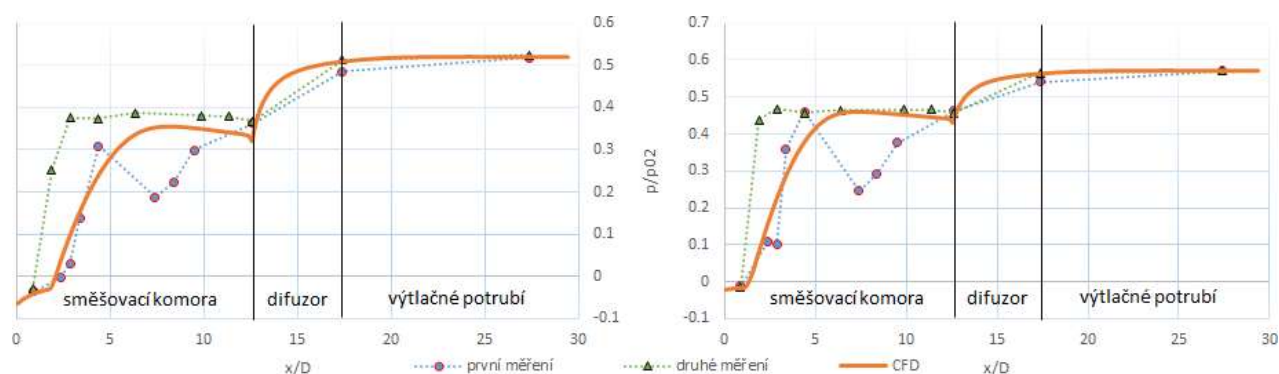
Graf. 5.4: Porovnání statických tlaků podél stěny ejektoru; a) – $p_4=30$ kPa, b) – $p_4=35$ kPa.

U protitlaku $p_4=40$ kPa je první měření zatíženo opakující se skokovou změnou na stále stejnou hodnotu tlaku. Avšak při porovnání s výsledky z numerické simulace dosahujeme velmi dobré shody kromě již zmíněného skoku. Na druhém grafu pro $p_4=45$ kPa u prvního měření dále nepozorujeme dříve se opakující skokovou změnu. Při porovnání experimentálních výsledků prvního a druhého měření dosahujeme rozdílného průběhu pro celou směšovací komoru.



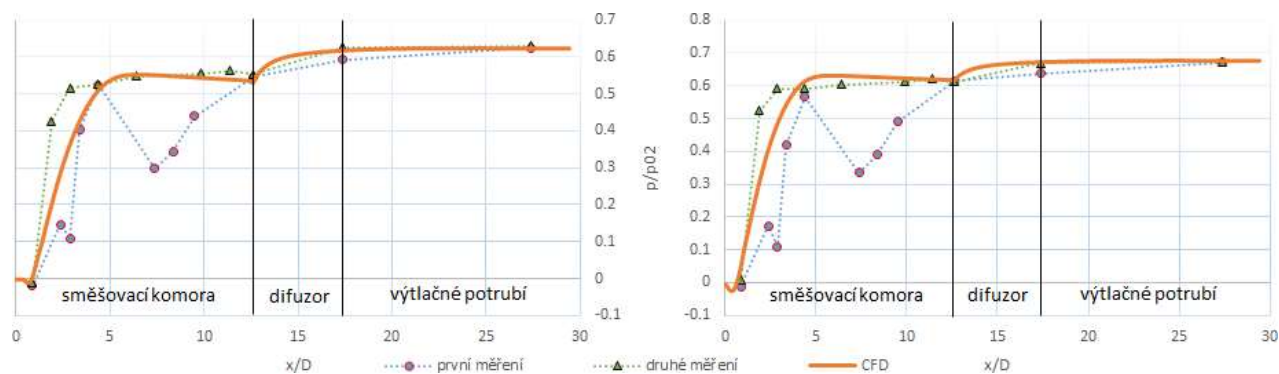
Graf. 5.5: Porovnání statických tlaků podél stěny ejektoru; a) – $p_4=40$ kPa, b) – $p_4=45$ kPa.

Při hodnotách $p_4=50$ kPa a $p_4=55$ kPa nám první měření koresponduje s výsledky z numerické simulace do hodnoty $x/D=7$, následně ale dochází k výraznému poklesu tlaku. Oproti tomu druhé měření bez velkých výkyvů kopíruje trend z numeriky, avšak s rychlejším nárůstem tlaku na začátku směšovací komory.



Graf. 5.6: Porovnání statických tlaků podél stěny ejektoru; a) – $p_4=50$ kPa, b) – $p_4=55$ kPa.

Na posledním grafu pro protitlaky $p_4=60$ kPa a $p_4=65$ kPa vidíme velmi dobrou shodu numerických výsledků s druhým měřením, zejména pro $p_4=65$ kPa, kde rychlejší nárůst tlaku ve směšovací komoře není tak markantní oproti numerice. První měření se stále potýká s výrazným poklesem tlaku v $x/D=7$ ale také v místě $x/D=3$, kde docházelo pro nižší protitlaky ke skokovému nárůstu tlaku.



Graf. 5.7: Porovnání statických tlaků podél stěny ejektoru; a) – $p_4=60$ kPa, b) – $p_4=65$ kPa.

6. Závěr

Tato diplomová práce se zaměřila na ověření supersonického ejektoru, který je k dispozici v laboratořích Technické Univerzity v Liberci a vychází z návrhu diplomové práce [10]. Nejprve bylo nutné nastudovat patřičnou literaturu o supersonických ejektorech a pochopit problematiku nadzvukového proudění a dynamiky plynů. Na základě získaných znalostí byl nadzvukový ejektor podroben experimentálnímu vyšetřování a vyhodnocena jeho charakteristika. Dále se vytvořil numerický model ejektoru, který se ověřil simulací komerčním softwarem Fluent. Následovalo vytvoření jednorozměrného analytického modelu dle práce Dvořáka [9] a také analýzou nejistot dle práce Krahulce [8]. Dosažené výsledky byly mezi sebou porovnány a došlo se k následujícím závěrům.

6.1 Dosažené výsledky

Reálný ejektor dosahuje oproti analytickému či numerickému modelu nižší účinnosti a menším ejekčním součinitelem. V praxi to znamená menší nasávání hnaného vzduchu, než nám říká teorie pro danou geometrii ejektoru. Zde je však nutno připomenout, že použitý analytický model byl původně odvozen pro subsonické ejektory a jeho využití při ověřování supersonického ejektoru může být diskutabilní.

Při vyhodnocení charakteristiky reálného ejektoru jsme dosáhli zvláštního průběhu, kde není jasně viditelné dosažení kritického proudění pro hnaný vzduch a podle naměřených dat dochází k aerodynamickému ucpaní pouze pro protitlaky $p_4=10$ kPa a $p_4=15$ kPa. Avšak numerický model nám říká, že ejektor je aerodynamicky ucpaný pro rozmezí protitlaků $p_4=10$ kPa až $p_4=30$ kPa. Tento jev může být vysvětlen buď špatným vyhodnocením hmotnostního toku na experimentální trati, či netěsnostmi ve směšovací komoře.

U analýzy průběhu tlaku podél stěny ejektoru bylo dosaženo rozdílného výsledku pro jinak ustavenou směšovací komoru, některé tlakové anomálie byly lokalizovány na stále se opakujícím místě. Je proto možné vyvozovat závěr, že vnitřek směšovací komory trpí výrobními nepřesnostmi.

Průběh tlaku podél stěny směšovací komory u experimentu dosahoval větších hodnot než u numerické simulace. Tento fakt může být vysvětlen jevem, kterému se věnuje McKenon a Smits ve své práci [11]. Autoři uvádějí, že při velmi turbulentním proudění vnikají víry do vyhloubených děr

pro snímání tlaku a negativně ovlivňují výsledek tím, že je naměřen vyšší statický tlak, než je jeho reálná hodnota u stěny. Tuto teorii může potvrdovat fakt, že hodnoty z difuzoru a výtlačného potrubí, tedy v místech, kde již nepředpokládáme velmi turbulentní proudění, se shodují s hodnotami z numerické simulace. Následně bylo zjištěné, že při stále se zvyšujícím protitlaku p_4 se průběh tlaku na stěně ejektoru více blíží průběhu z numeriky.

Po hlubší analýze získaných dat z numerického modelu se podařilo potvrdit vznik rázové řady, která se objevuje od protitlaku $p_4=30$ kPa až $p_4=65$ kPa ve směšovací komoře. Rázová řada je série po sobě jdoucích rázových vln, které se věnuje Matsuo ve své práci [24].

6.2 Další možný vývoj

Na základě rozboru dosažených výsledků by se dalo doporučit ověření geometrie směšovací komory a navrhnout takové úpravy, které by vedly k lepší shodě průběhu statického tlaku podél stěny ejektoru s hodnotami z numerické simulace. Pro lepší analýzu dat přichází v úvahu možnost přímého vyhodnocování hmotnostního toku hnaného vzduchu, například pomocí clony zabudované v nasávacím potrubí. V budoucnu by bylo přínosné zaměřit se na zvýšení účinnosti ejektoru umístěného v experimentální trati. Zejména věnovat se více jevům, ke kterým dochází ve směšovací komoře a jejich vliv na výslednou charakteristiku ejektoru. Zde by stálo za úvahu vytvoření opticky průhledné směšovací komory, které by poskytovala větší prostor pro experimentální vyhodnocování.

Na závěr je vhodné dodat, že tato diplomová práce by mohla usnadnit počáteční seznamování s ejektorem v prostorách KEZ a pomoci při jeho ověřování ať už experimentální či numerickou metodou.

Zdroje:

- [1] Dvořák V.: Proudové procesy v ejektoru. Disertační práce, TU v Liberci, 2003.
- [2] Dvořák V.: Výzkum a optimalizace proudění v ejektorech. Habilitační práce, TU v Liberci, 2010.
- [3] Hibš M.: Proudové přístroje. Praha, 1959.
- [4] Dejč M. E.: Technická dynamika plynů. Praha, 1967.
- [5] Hudeček O.: Proudové vývěvy – ejektory a jejich použití v praxi [online]. [cit. 2017-01-01] http://www.umel.feec.vutbr.cz/~bousek/vak/CERPANI/EJEKTORY_HUDECEK.pdf
- [6] Kühn A.: Thermally driven heat pumps for heating and cooling. Universitätsverlag der TU Berlin, 2013.
- [7] Šildberger R.: Optimalizace parametrů nástřiku elektrickým obloukem. Diplomová práce, VUT v Brně, 2008.
- [8] Krahulec Š.: Výpočtové metody vzduchových ejektorů. Diplomová práce, TU v Liberci, 2004.
- [9] Dvořák V.: Úvod do proudění stlačitelných tekutin. Liberec, 2009.
- [10] Guanlao A.M.S.: Design and verification of a test rig for research of supersonic ejectors. Diplomová práce, TU v Liberci, 2016.
- [11] McKeon B.J., Smits A.J.: Static pressure correction in high Reynolds number fully developed turbulent pipe flow, Measurement Science and Technology, Institute of Physics Publishing, 13, 1608-1614, 2002.
- [12] Bejček L., Vaculík J.: Měřicí principy používané u snímačů tlaku s elektrickým výstupním signálem, AUTOMA 1/2011.
- [13] Kadlec K.: Učební text pro laboratoř oboru InIn. VŠCHT Praha, 2010.

- [14] ČSN EN ISO 5167-1:2003 (25 7710): Měření průtoku tekutin pomocí snímačů diferenčního tlaku vložených do zcela zaplněného potrubí kruhového průřezu – Část 1: Obecné principy a požadavky.
- [15] ČSN EN ISO 5167-2:2003 (25 7710): Měření průtoku tekutin pomocí snímačů diferenčního tlaku vložených do zcela zaplněného potrubí kruhového průřezu – Část 2: Clony.
- [16] VŠCHT Praha: Nejistoty měření a zpracování výsledků [online]. [cit. 2017-05-12]. <http://www1.fs.cvut.cz/cz/u121110/tem/nejistoty/nejistoty1.pdf>
- [17] ČSN ISO 5168:2006 (25 7705): Měření průtoku tekutin – Postupy pro vyhodnocení nejistot.
- [18] Kolář J.: Aerodynamická optimalizace hnací trysky ejektoru. Disertační práce, TU v Liberci, 2007.
- [19] Horáková K., Honzejek V., Lemfeld F.: Manuál pro výuku numerických metod. TU v Liberci, 2010.
- [20] Watanawanavet S.: CFD optimization study of high-efficiency jet ejectors. Disertační práce, Texas A&M University, 2008.
- [21] ANSYS: Lecture 6 Turbulence Modeling, Introduction to ANSYS FLUENT [online]. [cit. 2017-04-16]. http://imechanica.org/files/fluent_13.0_lecture06-turbulence.pdf
- [22] Pianthong K., Seehanam W., Behnia M., Sriveerakul T., Aphornratana S.: Investigation and improvement of ejector refrigeration system using computational fluid dynamics technique. *Energy Conv. Manag*, 48 (9), 2556–2564, 2007.
- [23] Kracík J.: Návrh nadzvukového aerodynamického tunelu. Diplomová práce, TU v Liberci, 2014.
- [24] Matsuo K., Miyazato Y., Kim H.D.: Shock train and pseudo-shock phenomena in internal gas flows. *Progress in Aerospace Sciences* 35 (1999), 33-100, 1999.
- [25] Gnani F., Zare-Behtash H., Kontis K.: Pseudo-shock waves and their interactions in high – speed intakes. *Progress in Aerospace Sciences* 82 (2016), 36-56, 2016.