



TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI
Fakulta strojní



NÁVRH NADZVUKOVÉHO AERODYNAMICKÉHO TUNELU

Diplomová práce

Studijní program: N2301 – Strojní inženýrství
Studijní obor: 3901T003 – Aplikovaná mechanika

Autor práce: **Bc. Jan Kracík**
Vedoucí práce: doc. Ing. Václav Dvořák, Ph.D.



ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

Jméno a příjmení	Bc. Jan K R A C Í K
Studijní program	N2301 Strojní inženýrství
Obor	3901T003 Aplikovaná mechanika
Zaměření	Mechanika tekutin a termodynamika

Ve smyslu zákona č. 111/1998 Sb. o vysokých školách se Vám určuje diplomová práce na téma:

Návrh nadzvukového aerodynamického tunelu

Zásady pro vypracování: (uved'te hlavní cíle diplomové práce a doporučené metody pro vypracování)

- Proved'te rešerši literatury o nadzvukových aerodynamických tunelech a nadzvukových ejektorech.
- Navrhněte úpravy supersonického ejektoru z doporučené literatury [1] tak, aby byl výrobitelný. Vytvořte výkresovou dokumentaci nadzvukového ejektoru.
- Ejektor s upravenou geometrií ověřte numericky v programu Fluent.
- Vyrobený ejektor otestujte, proměřte charakteristiky ejektoru pro různý počet hnacích trysek.
- Navrhněte měřicí prostor pro výzkum rázových vln, vytvořte výkresovou geometrii. Proudění v měřicím prostoru ověřte (numericky nebo experimentálně).
- Prezentujte získané výsledky a formulujte závěry z měření a výpočtů.

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 nákladu, 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: 22. 5. 2014

Podpis:

Anotace

Tato práce se zabývá návrhem nadzvukového aerodynamického tunelu. Tunel se skládá z experimentálního variabilního měřicího prostoru a nové koncepce ejektoru. U měřicího prostoru je uvažováno s nadzvukovými tryskami pro tři různá Machova čísla. Dále je kanál měřicího prostoru upraven tak, aby bylo možné studovat vznik šikmých rázových vln a dalších procesů. Ejektor byl navržen s dvanácti kruhovými vyměnitelnými hnacími tryskami a předpokládanou maximální dosahovanou účinností 25 %. Navržený ejektor a měřicí prostor byly numericky ověřeny v programu Ansys Fluent 15.0. Vyrobený a sestavený nadzvukový ejektor byl experimentálně proměřen pro různý počet současně zapnutých hnacích trysek.

Klíčová slova: aerodynamický tunel, ejektor, variabilní měřicí prostor, nadzvukové proudění

Annotation

This thesis deals with a design of a supersonic wind tunnel. The tunnel consists of an experimental variable test section and new conception of ejector. The test section is considered to obtain three different Mach numbers. Furthermore, the test section channel is adapted to allow the study of the formation of oblique shock waves and other processes. The ejector was designed with a twelve annular replaceable primary nozzles and the estimated maximum efficiency was 25 %. Designed ejector and test section were numerically verified in the Ansys Fluent 15.0. Manufactured and assembled supersonic ejector was experimentally verified for different number of primary nozzles.

Keywords: wind tunnel, ejector, variable test section, supersonic flow

Poděkování

Děkuji všem pracovníkům Katedry energetických zařízení TUL, kteří se mnou měli trpělivost při vypracování této práce. Dílčí poděkování si zaslouží vedoucí mé práce pan doc. Ing. Václav Dvořák, Ph.D., který mi věnoval mnoho svého času a poskytl velké množství cenných rad a informací, ze kterých jsem čerpal nejen při psaní této práce.

Dále bych chtěl poděkovat mým nejbližším příbuzným a přátelům za podporu během studia. Především děkuji mému dědovi, který mne ve studiu podporoval nejvíce.

Seznam použitého značení

Značka	Jednotka	Veličina
p	Pa	tlak
p_b	Pa	barometrický (atmosférický) tlak
p_p	Pa	diferenční nebo relativní tlak (přetlak či podtlak)
Δp	Pa	tlaková difference mezi dvěma zvolenými místy
ρ	kg/m^3	hustota
v	m^3/kg	měrný objem
V_0	m^3	počáteční objem
T	K	termodynamická teplota
T_p	K	termodynamická statická teplota prostředí
s	$\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$	měrná entropie
h	J/kg	měrná entalpie
u	J/kg	měrná vnitřní energie
q	J/kg	měrné teplo
q	1	dynamická funkce hustoty toku hmotnosti
m	kg	hmotnost
$\dot{m}$	kg/s	hmotnostní tok
r	$\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$	individuální plynová konstanta
R	$\text{J}/(\text{kmol} \cdot \text{K})$	univerzální plynová konstanta
Re	1	Reynoldsovo číslo
Ra	μm	střední aritmetická úchylka profilu (drsnost povrchu)
a	m/s	rychlost zvuku
c	m/s	okamžitá rychlost pohybu tělesa, rychlost proudění
c_p	$\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$	měrná tepelná kapacita za konstantního tlaku
c_v	$\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$	měrná tepelná kapacita za konstantního objemu
D	m	charakteristický rozměr
L	m	délka kanálu
A	m^2	průtočný průřez
A_E	m^2	výstupní průtočný průřez

M_m	kg/kmol	molekulární hmotnost
M	1	Machovo číslo
M	-	směšovací bod
TKE	m^2/s^2	turbulentní kinetická energie
t	s	čas
f	1	třecí součinitel dle Fanninga
x	m	souřadnice délky ve směru osy x, nezávisle proměnná
y	m	souřadnice délky ve směru osy y, závisle proměnná
S_{xy}	Pa	směrodatná odchylka naměřených hodnot statického tlaku
z	1	dynamická funkce
α	°	úhel šíření šikmé rázové vlny
β	°	úhel mezi šikmou rázovou vlnou a rychlostí c_x před vlnou
δ	°	úhel odklonu proudu na šikmé rázové vlně
μ	1	poměr průtočných průřezů
η	1	účinnost
ν	m^2/s	kinematická viskozita tekutiny
Γ	1	ejekční součinitel
Θ	1	poměr klidových teplot hnaného a hnacího proudu
λ	1	bezrozměrná rychlost (Lavalovo číslo)
λ	1	třecí součinitel dle Darcyho
κ	1	izoentropický součinitel
ψ	1	průtokový součinitel
π	1	Ludolfovo číslo
Δ	-	změna veličiny (difference)
d	-	elementární změna veličiny (diferenciál)
II	-	vlna 2. Druhu

Význam indexů

0	klidový stav
01	klidový stav hnacího proudu
02	klidový stav hnaného proudu
03	klidový stav smíšeného proudu
1	statický stav hnacího proudu, stav před rázovou vlnou
2	statický stav hnaného proudu, stav za rázovou vlnou
12	statický stav na začátku směšování, na vstupu do směšovací komory
3	statický stav po smíšení
4	statický stav na výstupu z difuzoru
b	barometrický (atmosférický) tlak
p	přetlak či podtlak (u relativního vyjádření tlaku)
kr	kritický stav
E	stav na výstupu trysky
n	návrhový stav, nebo normálová složka
t	tečná složka
x	stav před rázovou vlnou
y	stav za rázovou vlnou
xy	x značí nezávisle proměnnou veličinu, y závisle proměnnou veličinu
ad	adiabatický
s	izoentropický
st	statický
ko	kompresní
ex	expanzní
I	řešení pro podzvukový proud
II	řešení pro nadzvukový proud

Obsah

1. ÚVOD.....	11
2. TEORIE STLAČITELNÉHO NADZVUKOVÉHO PROUDĚNÍ A RÁZOVÝCH VLN	13
2.1 STLAČITELNOST PLYNŮ A ZÁKLADNÍ VZTAHY	13
2.2 NADZVUKOVÉ PROUDĚNÍ A RYCHLOST ZVUKU	14
2.3 ZÁKLADNÍ ROVNICE IZOENTROPICKÉHO PROUDĚNÍ V TRYSKÁCH.....	14
2.3.1 Izoentropické proudění v trysce kombinovaného tvaru.....	15
2.3.2 Kritické podmínky proudění plynů	16
2.3.3 Fliegnerův vztah a Hugoniotova rovnice	17
2.3.4 Dynamické funkce izoentropického proudění a kolmé rázové vlny	19
2.4 TEORIE ŠIKMÝCH RÁZOVÝCH VLN	20
2.4.1 Kolmá a šikmá rázová vlna	20
2.4.2 Základní rovnice pro šikmé rázové vlny.....	21
2.4.3 Vznik šikmé rázové vlny na zakřivené stěně	22
2.4.4 Interakce vln stejného druhu.....	24
2.5 VYBRANÉ PŘÍPADY VZNIKU RÁZOVÝCH VLN V NADZVUKOVÉM TUNELU	24
2.5.1 Vznik rázové vlny odklonem proudu	24
2.5.2 Odraz rázové vlny od pevné stěny.....	25
2.5.3 Odraz rázové vlny od mezní vrstvy.....	26
2.6 DIAGRAMY PRO ŠIKMÉ RÁZOVÉ VLNÝ	27
2.7 FANNŮV JEV	28
2.8 AERODYNAMICKÉ TUNELY	30
2.8.1 Dělení aerodynamických tunelů z hlediska doby provozu.....	30
2.8.2 Dělení aerodynamických tunelů z hlediska použitého zdroje pohonu	31
2.8.3 Dělení aerodynamických tunelů dle způsobu využití pracovního média	32
2.8.4 Dělení aerodynamických tunelů dle dosahovaných rychlostí v měřicím prostoru	33
2.9 EJEKTORY	34
3. NÁVRH A KONSTRUKCE AERODYNAMICKÉHO TUNELU	38
3.1 NÁVRH MĚŘICÍHO PROSTORU	38
3.1.1 Modely nadzvukové trysky	42
3.1.2 Použité materiály a technologie výroby	43
3.2 NÁVRH NADZVUKOVÉHO EJEKTORU.....	45
3.2.1 Nadzvukové hnací trysky.....	47
3.2.2 Vstupní dýza ISA 1932	47

3.2.3	Část pro přívod hnacího vzduchu	48
3.2.4	Směšovací komora a difuzor	48
3.2.5	Použité materiály a technologie výroby	49
4.	NUMERICKÁ SIMULACE AERODYNAMICKÉHO TUNELU	51
4.1	NUMERICKÁ SIMULACE MĚŘICÍHO PROSTORU	51
4.2	NUMERICKÁ SIMULACE NADZVUKOVÉHO EJEKTORU.....	52
5.	VÝSLEDKY NUMERICKÉ SIMULACE	54
5.1	VÝSLEDKY NUMERICKÉ SIMULACE MĚŘICÍHO PROSTORU.....	54
5.2	VÝSLEDKY NUMERICKÉ SIMULACE NADZVUKOVÉHO EJEKTORU	65
5.2.1	„Pressure-based“ řešič.....	66
5.2.2	„Density-based“ řešič.....	67
6.	EXPERIMENTÁLNÍ MĚŘENÍ NADZVUKOVÉHO EJEKTORU	69
6.1	MĚŘENÍ STATICKÉHO TLAKU.....	69
6.2	POPIS EXPERIMENTU.....	70
7.	NAMĚŘENÉ VÝSLEDKY	79
7.1	VÝSLEDKY MĚŘENÍ JEDNOTLIVÝCH KONFIGURACÍ TRYSEK.....	79
7.2	POROVNÁNÍ VŠECH KONFIGURACÍ.....	92
8.	ZÁVĚR.....	95
8.1	DOSAŽENÉ VÝSLEDKY	95
8.2	DOPORUČENÍ PRO DALŠÍ VÝVOJ.....	96
	SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY	98
	SEZNAM PŘÍLOH.....	100

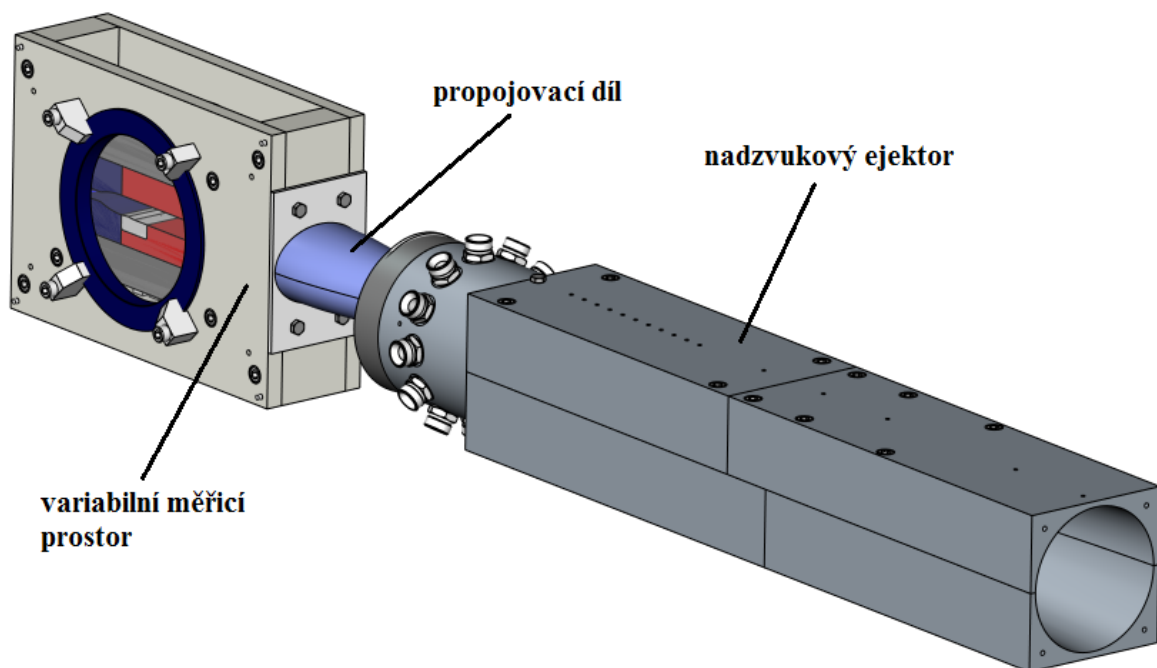
1. Úvod

Úkolem této práce bylo navrhnout nadzvukový aerodynamický tunel, který by měl sloužit k vědeckým a výukovým účelům v laboratořích Katedry energetických zařízení. Dalším krokem bylo zadání všech navržených součástí do výroby, montáž vyrobených dílů a numerická simulace proudění v tunelu. Na závěr bylo nutné ještě provést experimentální měření.

Nadzvukový tunel je složen z variabilního měřicího prostoru a nadzvukového ejektoru, jenž slouží k jeho pohonu. Měřicí prostor i nadzvukový ejektor jsou navrženy na základě předchozích prací a jejich výsledná konstrukce byla upravena s ohledem na jejich vyrobitelnost, ekonomičnost výroby a konečnou montáž.

Měřicí prostor, který je navržen na základě práce [2], je uvažován jako variabilní, tj. umožňuje relativně rychlou výměnu hlavních částí, a tím i změnu tvaru vnitřního kanálu. Konečný návrh měřicího prostoru se také z části inspiroval stávajícím měřicím prostorem umístěným v laboratořích Technické univerzity. Konstrukce měřicího prostoru je navržena pro tři nadzvukové trysky pro návrhová Machova čísla $M_n = 1,4$, $M_n = 1,8$, $M_n = 2,2$. Dále lze získat tři různé tvary kanálu za nadzvukovou tryskou, např. pro pozorování vlivu zakřivení stěny kanálu na proud vzduchu a případně vznik rázových vln. Celkem je tedy možné získat devět různých variant tvaru kanálu měřicího prostoru. Abychom mohli pozorovat děje ve zkoumané oblasti šlírovou metodou, je měřicí prostor opatřen otvorem pro rámeček s průhledným sklem, jenž byl demontován ze stávajícího měřicího prostoru s modelem nadzvukového ejektoru [13] a použit pro nově navržený měřicí prostor, který je obsahem této práce.

Pohon měřicího prostoru zajišťuje nadzvukový ejektor navržený na základě prací [1, 3]. Tato koncepce ejektoru je složena z dvanácti kruhových vyměnitelných hnacích trysek, kde každá tryska je navržena pro Machovo číslo $M_n = 2,2$ a tvar směšovací komory s difuzorem je popsán přirozenou kubickou spline křivkou. Každá z trysek má nezávislý přívod tlakového (hnacího) vzduchu ovládaný kulovým ventilem z centrálního rozvodu hnacího vzduchu, který byl rovněž navržen.



Obr. 1.1 Celková koncepce nadzvukového aerodynamického tunelu s ejektorovým pohonem.

V práci je popsán postup návrhu měřicího prostoru a nadzvukového ejektoru. Dále je provedena numerická simulace proudění pro všech devět různých variant kanálu měřicího prostoru. Uvedena je i numerická simulace ejektoru pro všech dvanáct současně zapnutých hnacích trysek. Na závěr je experimentálně naměřen průběh statického tlaku podél směšovací komory ejektoru pro různý počet současně zapnutých hnacích trysek a naměřené hodnoty jsou zpracovány do grafů. Z naměřených a vypočtených hodnot jsou vytvořeny grafy pracovních charakteristik a průběhy účinností, opět pro různý počet současně zapnutých hnacích trysek.

2. Teorie stlačitelného nadzvukového proudění a rázových vln

Při zkoumání jevů, které probíhají při nadzvukových rychlostech, již nelze tekutiny považovat za nestlačitelné a je nutné brát v úvahu změny hustoty. Nicméně některá zjednodušení jsou opodstatněná a umožňují nám přibližné určení stavu tekutiny. Mezi nejvýznamnější zjednodušení patří předpoklad jednodimenzionálního a izoentropického proudění, které lze aplikovat pouze v krátkých tryskách. Dále lze téměř ve všech případech považovat proudící vzduch za ideální plyn popsáný stavovou rovnicí ideálního plynu (2.2). Teorii stlačitelného a nadzvukového proudění se podrobněji zabývá literatura [4, 5 a 11].

2.1 Stlačitelnost plynů a základní vztahy

Stlačitelnost plynů je definována jako záporně vzatá elementární změna objemu dV ku elementární změně tlaku dp vztažena na počáteční objem V_0 a nejčastěji se vyjadřuje pomocí součinitele pro izoentropickou změnu

$$\delta_s = -\frac{1}{V_0} \frac{dV}{dp}. \quad (2.1)$$

V případě uvažování vzduchu jako ideálního plynu, je stavová rovnice plynu pro tlak p , hustotu ρ a termodynamickou teplotu T popsána závislostí $p = p(\rho, T)$

$$p = \rho r T, \quad (2.2)$$

kde r značí individuální (měrnou) plynovou konstantu (pro vzduch: $r = 287,1 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$), jenž je ve většině případů konstantou pro daný plyn a je definována jako

$$r = \frac{R}{M_m}, \quad (2.3)$$

kde R značí univerzální plynovou konstantu ($R = 8314 \text{ J/(kmol}\cdot\text{K)}$) a M_m molekulární hmotnost daného plynu (pro vzduch: $M_m = 28,96 \text{ kg/kmol}$).

V případě ideálních plynů dále platí následující zjednodušující vztahy pro výpočet entalpie (2.4) a vnitřní energie (2.5)

$$h = c_p T \quad (2.4)$$

$$u = c_v T. \quad (2.5)$$

Měrné tepelné kapacity c_p a c_v , jsou pro ideální plyn popsány následujícími rovnicemi

$$c_p = r \frac{\kappa}{\kappa - 1}, \quad (2.6)$$

$$c_v = r \frac{1}{\kappa - 1}, \quad (2.7)$$

kde κ je Poissonova konstanta (pro vzduch $\kappa = 1,4$).

2.2 Nadzvukové proudění a rychlost zvuku

Proudění stlačitelných tekutin je obecně rozlišováno pomocí bezrozměrného ukazatele, tzv. Machova čísla na podzvukové ($M < 1$), zvukové ($M = 1$) a nadzvukové ($M > 1$). Machovo číslo je definováno podílem rychlosti proudění nebo pohybu tělesa v určitém prostředí ku rychlosti šíření zvuku v tomto prostředí

$$M = \frac{c}{a}. \quad (2.8)$$

Rychlost zvuku je rychlostí šíření elementárních tlakových poruch a v obecné formě je definována pro izoentropickou změnu v tlakové vlně jako

$$a = \sqrt{\left(\frac{dp}{d\rho}\right)_s}, \quad (2.9)$$

kde dp je elementární změna tlaku a $d\rho$ elementární změna hustoty v daném prostředí. Vztah (2.9) lze pro ideální plyny upravit a zjednodušit do tvaru

$$a = \sqrt{\kappa r T}. \quad (2.10)$$

2.3 Základní rovnice izoentropického proudění v tryskách

Následující vztahy jsou pro technické výpočty stěžejní a lze je použít pro jednodimenzionální proudění v krátkých kanálech bez tření a bez přenosu tepla ($dq = 0$).

Zákon pro zachování hmoty je vyjádřen rovnicí kontinuity v integrálním (2.11a) a diferenciálním (2.11b) tvaru

$$\rho c A = \dot{m} = \text{konst}, \quad (2.11a)$$

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dc}{c} + \frac{dA}{A} = 0, \quad (2.11b)$$

pohybová rovnice v diferenciálním tvaru

$$c dc + \frac{dp}{\rho} = \frac{dc^2}{2} + \frac{dp}{\rho} = 0, \quad (2.12)$$

energetická rovnice v integrálném (2.13a) a diferenciálním (2.13b) tvaru

$$h + \frac{c^2}{2} = h_0 = \text{konst} \quad (2.13a)$$

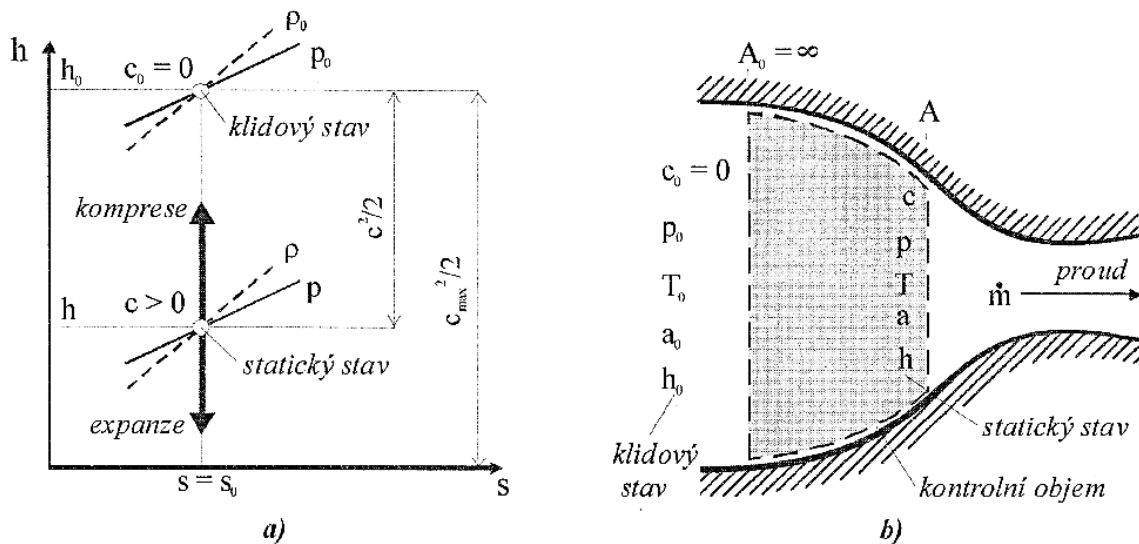
$$dh + cdc = 0 \quad (2.13b)$$

a zákon o entropii

$$ds = 0. \quad (2.14)$$

2.3.1 Izoentropické proudění v trysce kombinovaného tvaru

Na obr. 2.1 je vyznačen kontrolní objem při izoentropickém proudění a také znázorněn klidový a statický stav. Klidovému stavu odpovídá nulová rychlost proudu $c_0 = 0$. Při zkoumání proudění v tryskách se nejvíce setkáváme s izoentropickou expanzí plynu, při které dochází k přeměně tlakové energie na energii kinetickou.



Obr. 2.1 Izoentropické proudění: a) diagram entalpie - entropie, b) kontrolní objem [4].

Nyní si definujeme tzv. Poissonovy vztahy izoentropické změny ideálního plynu (2.15) za předpokladu, že počáteční stav plynu je určen parametry p_0 , T_0 a $c_0 = 0$. Plyn proudí do prostředí s tlakem nižším než je tlak p_0 .

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\kappa = \left(\frac{v_0}{v}\right)^\kappa = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (2.15)$$

Po dosazení vztahů (2.4), (2.6), (2.15) do vztahu (2.13a) a následné úpravě, získáme tvar tzv. Saint-Venantovy - Wantzelovy rovnice pro rychlost proudění

$$\begin{aligned} c &= \sqrt{2(h_0 - h)} = \sqrt{2c_p(T_0 - T)} = \\ &= \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} r T_0 \left(1 - \frac{T}{T_0}\right)} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} r T_0 \left[1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right]}. \end{aligned} \quad (2.16)$$

2.3.2 Kritické podmínky proudění plynů

Abychom dosáhli v trysce nadzvukových rychlostí, je potřeba nejprve urychlit proud plynu z podzvukových rychlostí. Při tomto přechodu nastane stav, kdy je místní rychlost proudění právě rovna místní rychlosti zvuku daného plynu, tj. $M = 1$. Tento stav je označován jako stav kritický a přísluší mu nejužší místo kanálu. Tomuto stavu jsou také přiřazovány kritické veličiny a v literatuře bývají označovány dolním indexem kr . Kritickou rychlost proudění (2.17) lze získat dosazením kritické statické teploty (T_{kr}) do vztahu (2.10) nebo (2.16), protože v kritickém místě platí rovnost

$$c_{kr} = a_{kr} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} r T_0 \left(1 - \frac{T_{kr}}{T_0}\right)} = \sqrt{\kappa r T_{kr}}. \quad (2.17)$$

Úpravami vztahu (2.17) dostáváme vztah pro výpočet kritického poměru teplot

$$\frac{T_{kr}}{T_0} = \frac{2}{\kappa+1}. \quad (2.18)$$

Aplikujeme-li na vztah (2.18) Poissonovy vztahy (2.15), získáváme vztahy pro kritický poměr hustot (2.19) a tlaků (2.20), který je pro návrh trysek z těchto tří vztahů nejčastěji používáný.

$$\frac{\rho_{kr}}{\rho_0} = \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}}, \quad (2.19)$$

$$\frac{p_{kr}}{p_0} = \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}. \quad (2.20)$$

Kritický tlakový poměr má pro vzduch ($\kappa = 1,4$) hodnotu $\frac{p_{kr}}{p_0} = 0,5283$.

2.3.3 Fliegnerův vztah a Hugoniotova rovnice

Hmotnostní tok proudící tryskou lze vypočítat z rovnice kontinuity (2.11a). Dosazením vztahů (2.15) a (2.16) a následnými úpravami tohoto vztahu získáváme pro výpočet hmotnostního toku tzv. Fliegnerův vzorec

$$\dot{m} = A\psi p_0 \sqrt{\frac{2}{rT_0}} = A\psi \sqrt{2p_0\rho_0}, \quad (2.21)$$

kde ψ je průtokový součinitel definovaný vztahem

$$\psi = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1} \left[\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]}. \quad (2.22)$$

V případě kritických podmínek proudění získáváme maximální hodnotu průtokového součinitele pro vzduch $\psi_{\max} = 0,4842$.

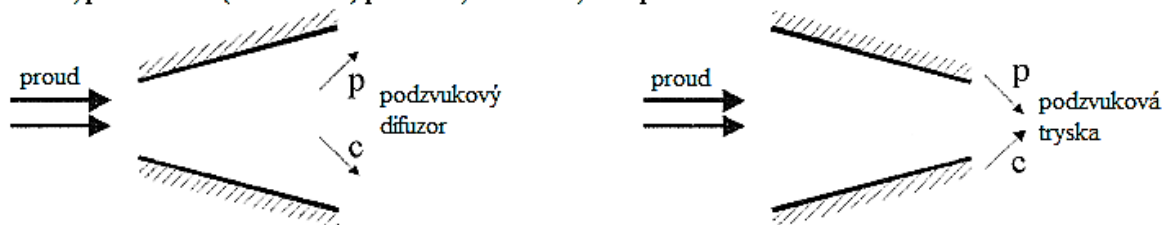
Z bilančních vztahů (2.11) až (2.14) a Poissonových rovnic (2.15) lze odvodit vztah (2.23), který udává závislost změny rychlosti na změně průřezu kanálu. Tato rovnice je často označována jako Hugoniotova nebo rovnice identifikační a lze z ní určit tvar kanálu pro podzvukové a nadzvukové proudění. Určujícím parametrem je Machovo číslo na vstupu do příslušného kanálu.

$$\frac{dA}{A} = (M^2 - 1) \frac{dc}{c}. \quad (2.23)$$

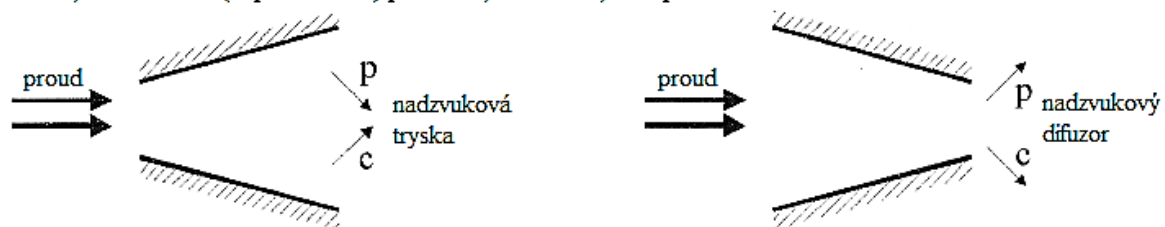
Z uvedeného vztahu je patrné, že při podzvukových rychlostech ($M < 1$) vede zvětšení průřezu ke zpomalení proudu, a tím i k nárůstu tlaku. Abychom proud urychlili z podzvukových rychlostí, je nutné, aby se průřez kanálu ve směru proudění zužoval. Přesně naopak tomu je u nadzvukových rychlostí ($M > 1$), kdy k urychlení nadzvukového

proudu je nutné, aby se průřez ve směru proudění rozšiřoval. Názorněji je tato skutečnost ukázána na obr. 2.2.

$M < 1$, podzvukové (subsonické) proudění, $dA/dc < 0$, $dA/dp > 0$

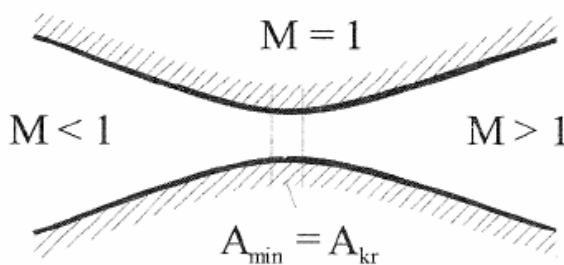


$M > 1$, nadzvukové (supersonické) proudění, $dA/dc > 0$, $dA/dp < 0$



Obr. 2.2 Vliv tvaru kanálu na rychlost proudění při podzvukových a nadzvukových rychlostech vstupního proudu [4].

Spojení zužujícího se a rozšiřujícího se kanálu, se při podzvukovém vstupním proudění používá k urychlení do nadzvukových rychlostí, přičemž v nejužším místě dochází ke kritickým podmínkám, kde je $M = 1$. Tryska takového tvaru je nazývána jako Lavalova nebo také tryška kombinovaného tvaru (obr. 2.3).



Obr. 2.3 Lavalova tryska, nebo-li tryška kombinovaného tvaru (směr proudění zleva) [4].

2.3.4 Dynamické funkce izoentropického proudění a kolmé rázové vlny

Tyto funkce jsou někdy též nazývány aerodynamickými funkcemi a pro řešení praktických úloh mají velký význam. Umožňují nám řešit úlohy, při kterých nelze najít přesné řešení na základě uvedených vztahů. Dynamické funkce jsou pro daný druh plynu závislé pouze na jednom parametru a k nalezení řešení je nutné použít iterační techniky. Tímto parametrem je v případě izoentropického proudění Machovo číslo (M) a v případě dynamických funkcí pro kolmou rázovou vlnu je to Machovo číslo před rázovou vlnou (M_x). Obecně jsou v obou případech funkce závislé ještě na izoentropickém exponentu κ , který uvažujeme pro ideální plyn jako konstantní (pro vzduch $\kappa = 1,4$). Dynamické funkce pro izoentropické proudění jsou vyjádřeny vztahy pro tlak (2.24), hustotu (2.25), teplotu (2.26), kritický průřez (2.27) a bezrozměrnou rychlost (2.28).

$$\frac{p}{p_0} = \left[1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2 \right]^{\frac{\kappa}{1-\kappa}}, \quad (2.24)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left[1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2 \right]^{\frac{1}{1-\kappa}}, \quad (2.25)$$

$$\frac{T}{T_0} = \left[1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2 \right]^{-1}, \quad (2.26)$$

$$\frac{A}{A_{kr}} = \frac{1}{M} \left[\left(\frac{2}{\kappa+1} \right) \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}, \quad (2.27)$$

$$\lambda = \sqrt{\frac{(\kappa+1)M^2}{(\kappa-1)M^2+2}}, \quad (2.28)$$

V případě dynamických funkcí kolmé rázové vlny jsou to vztahy pro Machovo číslo za rázovou vlnou M_y (2.29), poměr statických teplot za a před rázovou vlnou (2.30), poměr tlaků (2.31), poměr hustot (2.32) a nakonec poměr klidových tlaků (2.33), který je vyjádřením ztrátivosti či nevratnosti kolmé rázové vlny.

$$M_y = \sqrt{\frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} M_x^2}{\kappa M_x^2 - \frac{\kappa-1}{2}}}, \quad (2.29)$$

$$\frac{T_y}{T_x} = \left[1 + \frac{2\kappa}{\kappa+1} (M_x^2 - 1) \right] \frac{2 + (\kappa-1)M_x^2}{(\kappa+1)M_x^2}, \quad (2.30)$$

$$\frac{p_y}{p_x} = 1 + \frac{2\kappa}{\kappa+1} (M_x^2 - 1) , \quad (2.31)$$

$$\frac{\rho_y}{\rho_x} = \frac{(\kappa+1)M_x^2}{2+(\kappa-1)M_x^2} , \quad (2.32)$$

$$\frac{p_{0y}}{p_{0x}} = \frac{\rho_{0y}}{\rho_{0x}} = \left[\frac{(\kappa+1)M_x^2}{2+(\kappa-1)M_x^2} \right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \left[\frac{\kappa+1}{2\kappa M_x^2 - (\kappa-1)} \right]^{\frac{1}{\kappa-1}} . \quad (2.33)$$

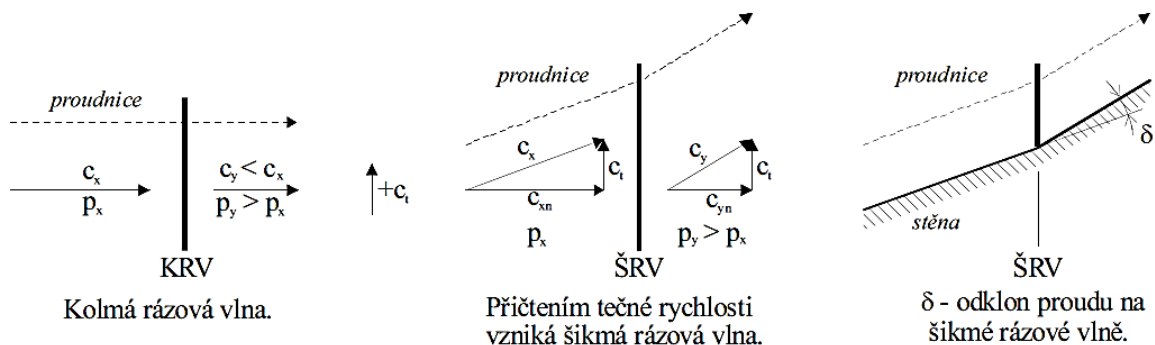
2.4 Teorie šikmých rázových vln

Pouze v případě nadzvukového proudění může docházet ke skokovým změnám jednotlivých veličin. Takovému jevu se říká rázová vlna. V rázových vlnách dochází na krátké vzdálenosti (cca 10^{-7} m) k prudkému nárůstu tlaku, teploty a hustoty. Rychlost proudění se naproti tomu snižuje. Tento děj je adiabatický, tj. bez přenosu tepla. Děj je rovněž nevratný, tedy entropie roste, a dokazuje to, že obrácený děj, kde by docházelo k urychlení plynu náhlou expanzí, není v ideálních plynech možný. Rázové vlny se nejčastěji dělí na slabé a silné. Nejintenzivnějším možným případem je zvláštní případ rázové vlny, rázová vlna kolmá. Podrobněji se této problematice věnuje například literatura [6].

2.4.1 Kolmá a šikmá rázová vlna

Při určování parametrů šikmých rázových vln vycházíme z nejjednoduššího případu rázové vlny – kolmé rázové vlny. V případě kolmé rázové vlny nedochází ke změně směru vektoru rychlosti proudu. Při vzniku šikmé rázové vlny k této změně dochází, a to v závislosti na intenzitě této vlny. Chceme-li studovat šikmé rázové vlny, je potřeba provést transformaci kolmé rázové vlny na vlnu šikmou přičtením tečné složky rychlosti.

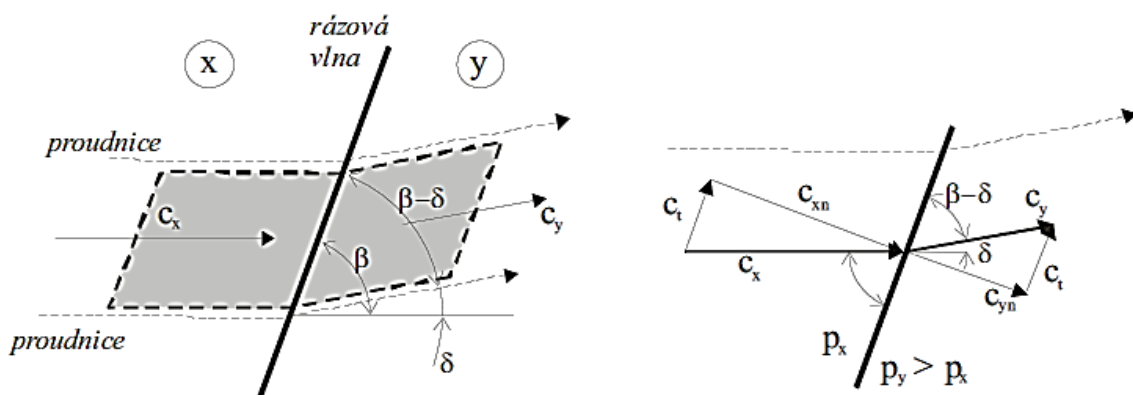
Na obr. 2.4 je tato transformace znázorněna. Veličiny před rázovou vlnou jsou značeny indexem x a veličiny za rázovou vlnou indexem y.



Obr. 2.4 Transformace kolmé rázové vlny na šikmou rázovou vlnu [6].

2.4.2 Základní rovnice pro šikmé rázové vlny

Na obr. 2.5 je zobrazen kontrolní objem šikmé rázové vlny a vektory rychlostí v tečném a normálovém směru. Při transformaci kolmé rázové vlny na vlnu šikmou nedochází ke změně statických veličin, čímž se výpočetní vztahy pro šikmou rázovou vlnu značně zjednoduší. Dále lze z obr. 2.5 vidět, že tečná složka rychlosti je před i za rázovou vlnou shodná. Protože v tečném směru předpokládáme, že nedochází k výrazným změnám termodynamických veličin, má rovnice kontinuity (2.34) význam pouze v normálovém směru.



Obr. 2.5 Kontrolní objem šikmé rázové vlny a rozložení rychlostí do příslušných směrů [6].

$$\rho_x c_{xn} = \rho_y c_{yn}. \quad (2.34)$$

Rovnice pohybová je vyjádřena pro tečný směr (2.35), kde jsou si statické tlaky rovny. Pro normálový směr (2.36) je již nárůst statického tlaku zohledněn.

$$(\rho_x c_{xn})c_t = (\rho_y c_{yn})c_t, \quad (2.35)$$

$$\rho_x c_{xn}^2 + p_x = \rho_y c_{yn}^2 + p_y, \quad (2.36)$$

Rovnici energetickou (2.37) můžeme napsat pro celkové rychlosti před a za rázovou vlnou.

$$c_p T_x + \frac{c_x^2}{2} = c_p T_y + \frac{c_y^2}{2}. \quad (2.37)$$

Nyní je nutné uvést dvě rovnice, které jsou pro výpočet obecných rázových vln neopominutelné. Těmito rovnicemi jsou rovnice Prandtlova (2.38) a rovnice Rankinova - Hugoniotova (2.39), které dávají do souvislosti změny rychlostí, resp. tlaků a hustot před a za rázovou vlnou.

$$c_{xn}c_{yn} = c_{kr}^2 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1}c_t^2, \quad (2.38)$$

$$\frac{p_y}{p_x} = \frac{\frac{\kappa+1\rho_y}{\kappa-1\rho_x}-1}{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}-\frac{\rho_y}{\rho_x}} \quad \text{nebo} \quad \frac{\rho_y}{\rho_x} = \frac{\frac{\kappa+1p_y}{\kappa-1p_x}+1}{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}+\frac{p_y}{p_x}}. \quad (2.39)$$

Jen připomeňme, že v případě kolmé rázové vlny je tečná složka rychlosti rovna nule, a po dosazení do vztahu (2.38) dostáváme Prandtlův vztah pro kolmou rázovou vlnu (2.40).

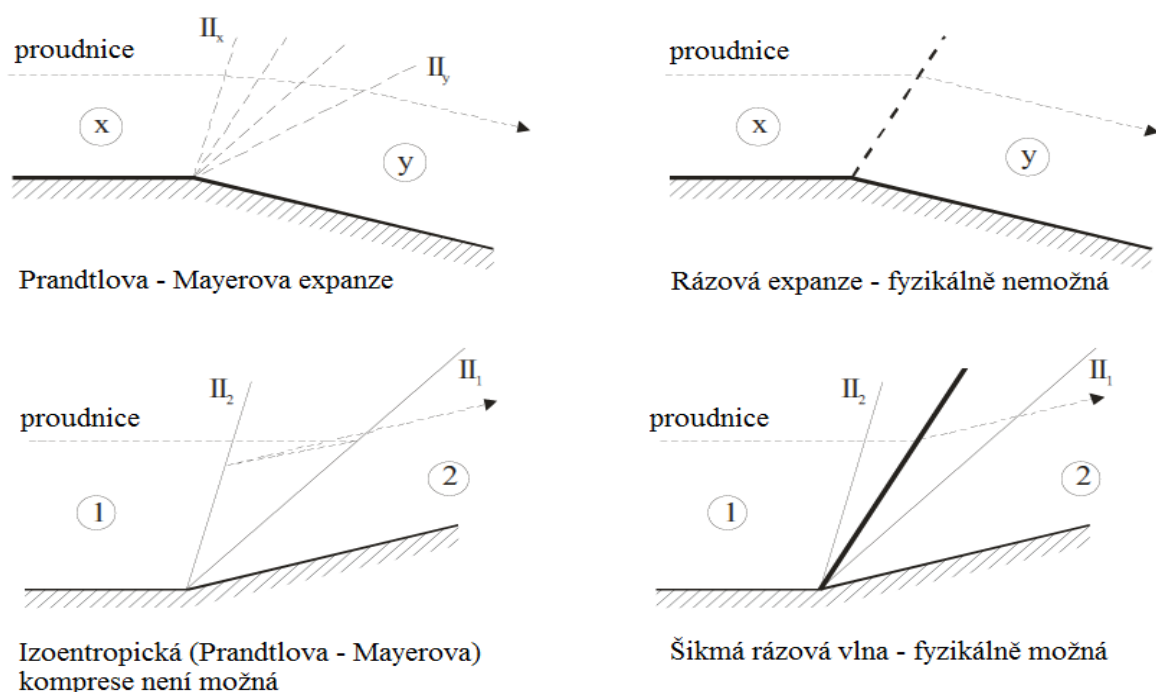
$$c_{xn}c_{yn} = c_{kr}^2. \quad (2.40)$$

2.4.3 Vznik šikmé rázové vlny na zakřivené stěně

Existuje celá řada interakcí šikmých rázových vln a detailnější informace lze nalézt např. v již doporučené literatuře [6]. Zde bude uveden pouze základní přehled.

Na šikmé rázové vlně platí, že rychlost za vlnou je vždy menší než rychlost před vlnou. Tohoto faktu se využívá při popisu geometrie šikmé rázové vlny a plyne z něho skutečnost, že při průchodu rázovou vlnou se proud vždy ohýbá směrem k rázové vlně o úhel odklonu proudu $\delta > 0$. Tento úhel svírají vektory rychlostí před a za rázovou vlnou.

Na obr. 2.6 jsou znázorněny fyzikální děje v případě obtékání konvexní (značení stavy x a y) a konkávní hrany (značení stavy 1 a 2) nadzvukovým proudem. V případě konvexní hrany vzniká přímo na jejím okraji rázová expanze, která s rostoucí vzdáleností od stěny přechází do spojitě Prandtlovy - Mayerovy expanze vyplňující celou expanzní oblast. Zde jsou patrné expanzní vlny druhého druhu značené II, přičemž vlna s indexem x se šíří pod úhlem α_x a vlna s indexem y pod úhlem α_y . Na obr. 2.6 vpravo nahoře je znázorněn fyzikálně nemožný jev (urychlující ráz) při obtékání konvexní hrany, který by porušoval 2. zákon termodynamiky. Uvažujeme-li konkávní hranu obtékanou nadzvukovým proudem, dostáváme situaci zobrazenou na obr. 2.6 vpravo dole. Zde je zobrazena šikmá rázová vlna ležící mezi úhly α_1 a α_2 . Na témže obrázku vlevo dole je vidět izoentropická komprese, která by se v nabíhajícím proudu musela šířit pod úhlem α_1 a v konečném stavu pod strmějším úhlem α_2 . Proudnice se na obrázku kříží sama se sebou, a tudíž dostáváme pro jedno místo tři různé hodnoty tlaku a rychlosti, což není fyzikálně možné.

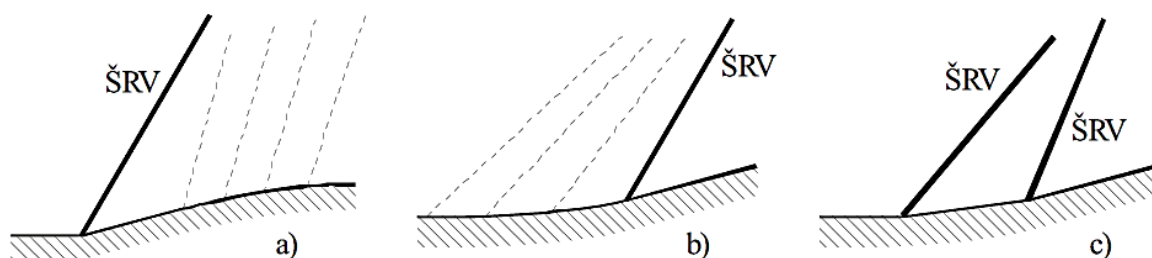


Obr. 2.6 Zobrazení fyzikálně možných a nemožných dějů na konvexní (nahore) a konkávní hraně (dole) [6].

2.4.4 Interakce vln stejného druhu

Vlnami stejného druhu se rozumějí vlny, které mají stejný směr šíření. Pro tyto vlny platí zpravidla tři zákony interakce (obr. 2.7 – ŠRV značí šikmou rázovou vlnu):

- Šikmá rázová vlna má snahu interagovat se spojitou vlnou ve směru proudu.
- Šikmá rázová vlna má snahu interagovat se spojitou vlnou do protisměru proudu.
- Dvě rázové vlny stejného druhu mají tendenci se spojit.



Obr. 2.7 Tři způsoby interakce šikmých rázových vln stejného druhu [6].

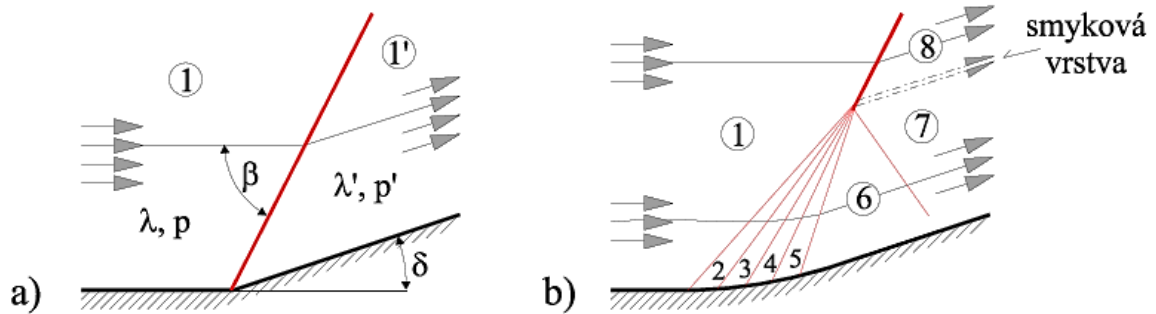
2.5 Vybrané případy vzniku rázových vln v nadzvukovém tunelu

Existuje velké množství interakcí rázových vln, z nichž některé nejsou ještě dokonale prozkoumány. V následujícím textu se omezíme pouze na interakce rázové vlny vlivem zakřivení stěny kanálu, odrazem od pevné stěny a odrazem od mezní vrstvy.

2.5.1 Vznik rázové vlny odklonem proudu

Jak již bylo uvedeno dříve, šikmá rázová vlna vzniká náhlým odklonem proudu na konkávní hraně (obr. 2.8a). Je-li odklon proudu na konkávním povrchu pozvolný, nevytvoří se rázová vlna ihned, ale nejprve dojde ke vzniku kompresních vln a teprve z nich se zformuje šikmá rázová vlna. V případě, který je zobrazen na obr. 2.8b musí platit rovnost výsledného odklonu proudu na rázové vlně a vzrůstu tlaku s původními

kompresními vlnami. Důsledkem této rovnosti je vznik smykové vrstvy v místě spojení kompresních vln. Rázová vlna není izoentropická, kdežto kompresní vlny ano.

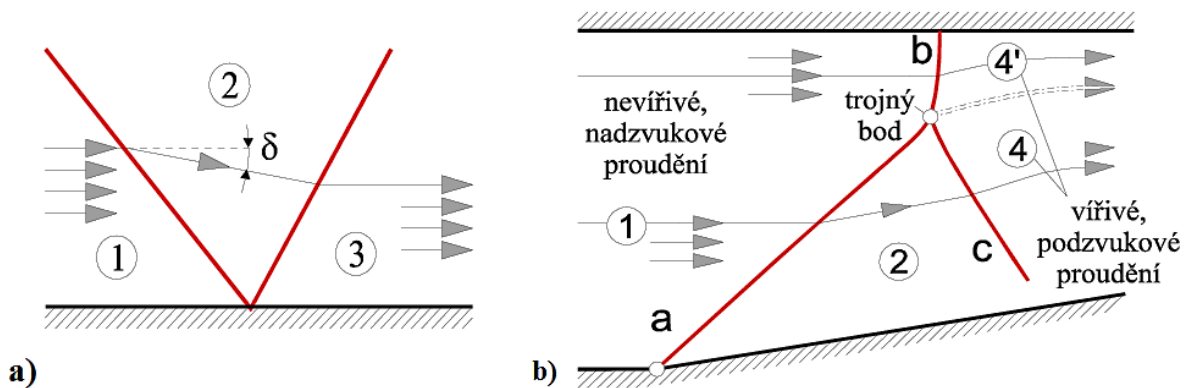


Obr. 2.8 Vznik šikmé rázové vlny na konkávním povrchu: a) náhlý odklon proudu, b) pozvolný odklon proudu [6].

2.5.2 Odraz rázové vlny od pevné stěny

Způsob odrazu rázové vlny od pevné stěny je závislý na Machově čísle před rázovou vlnou M_1 , úhlu odklonu proudu δ nebo přítomnosti mezní vrstvy. V případě, že je úhel odklonu proudu menší než maximální možný úhel odklonu pro dané Machovo číslo, dojde k odrazu rázové vlny tak, jak je tomu na obr. 2.9a. Takový to odraz rázové vlny se nazývá regulární. V tomto případě musí platit podmínka

$$\delta_{1,2} = \delta_{2,3}. \quad (2.41)$$



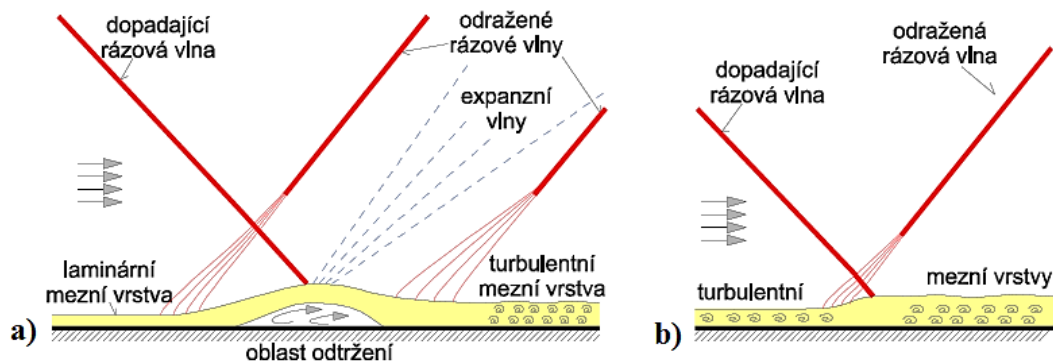
Obr. 2.9 Odraz šikmé rázové vlny od pevné stěny: a) regulární odraz od pevné stěny, b) neregulární Machův odraz [6].

Dojde-li k odklonu proudu o úhel větší, než je maximální možný úhel pro dané Machovo číslo $\delta_{2,3} > \delta_{\max}(M_1)$, dochází k tzv. Machově neregulárnímu odrazu. K tomuto odrazu nemusí docházet pouze z důvodu velkého úhlu odklonu proudu, ale odraz může být způsoben i příliš malým Machovým číslem před rázovou vlnou (M_1). Na obr. 2.9b je tento druh odrazu znázorněn. Protože na horní stěně nedochází k odklonu proudu, je zde kolmá rázová vlna (**b**). Rázová vlna (**a**) se odráží v trojném bodě za vzniku rázové vlny (**c**). Vlny (**a**) a (**c**) jsou opačného charakteru. Vzhledem k zakřivení všech rázových vln je proudění za rázovými vlnami vířivé. Z trojného bodu vychází vzniklá smyková vrstva.

2.5.3 Odraz rázové vlny od mezní vrstvy

V případě, že rázová vlna bude velmi intenzivní, nebo nebude docházet k odsávání mezní vrstvy, dojde k ovlivnění šikmé rázové vlny mezní vrstvou. Mezní vrstva dělá výpočet nadzvukového proudění složitější z důvodu ovlivňování nadzvukové struktury proudu svoji podzvukovou částí. Interakce šikmé rázové vlny je odlišná v závislosti na tom, zda je mezní vrstva laminární nebo turbulentní (obr. 2.10). Vliv laminární mezní vrstvy je podstatně výraznější. Laminární mezní vrstva je náchylná k odtržení za přítomnosti záporného tlakového gradientu a její separace způsobí odklon proudu od stěny a následné přimknutí ke stěně. Při tomto oddělení dochází ke vzniku odražené rázové vlny před místem separace a ke vzniku Prandtlovy - Mayerovy expanze společně s druhou odraženou rázovou vlnou za přimknutou mezní vrstvou. Dojde-li ovšem k odtržení mezní vrstvy v rozšiřujícím se kanálu, tak odtržená mezní vrstva už ke stěně nepřilne. Laminární mezní vrstva po styku s rázovou vlnou obvykle přechází v turbulentní mezní vrstvu.

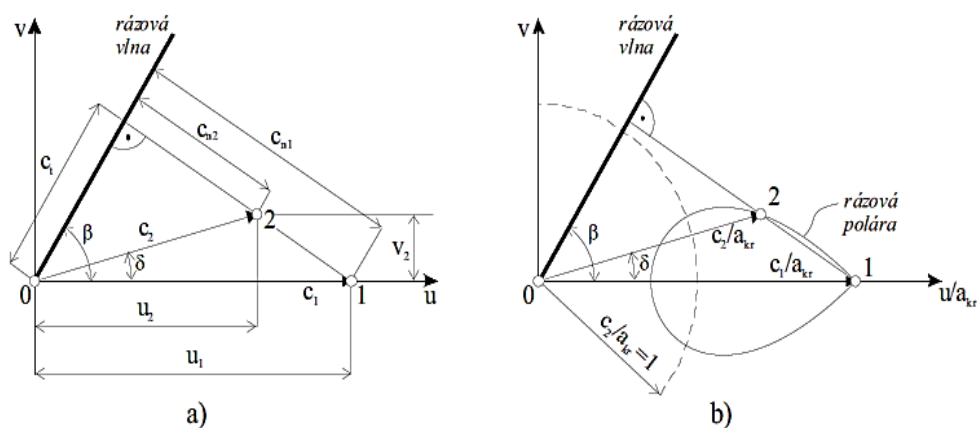
Při interakci rázové vlny s turbulentní mezní vrstvou dochází ke vzrůstu tloušťky mezní vrstvy po dopadu rázové vlny. Rovněž může dojít k odtržení proudu od stěny, ale není to tak časté jako v případě laminární mezní vrstvy. Obvykle dochází ke vzniku jedné odražené rázové vlny, čímž se tento případ podobá regulárnímu odrazu od pevné stěny.



Obr. 2.10 Interakce šikmé rázové vlny s mezní vrstvou: a) laminární mezní vrstva, b) turbulentní mezní vrstva [6].

2.6 Diagramy pro šikmé rázové vlny

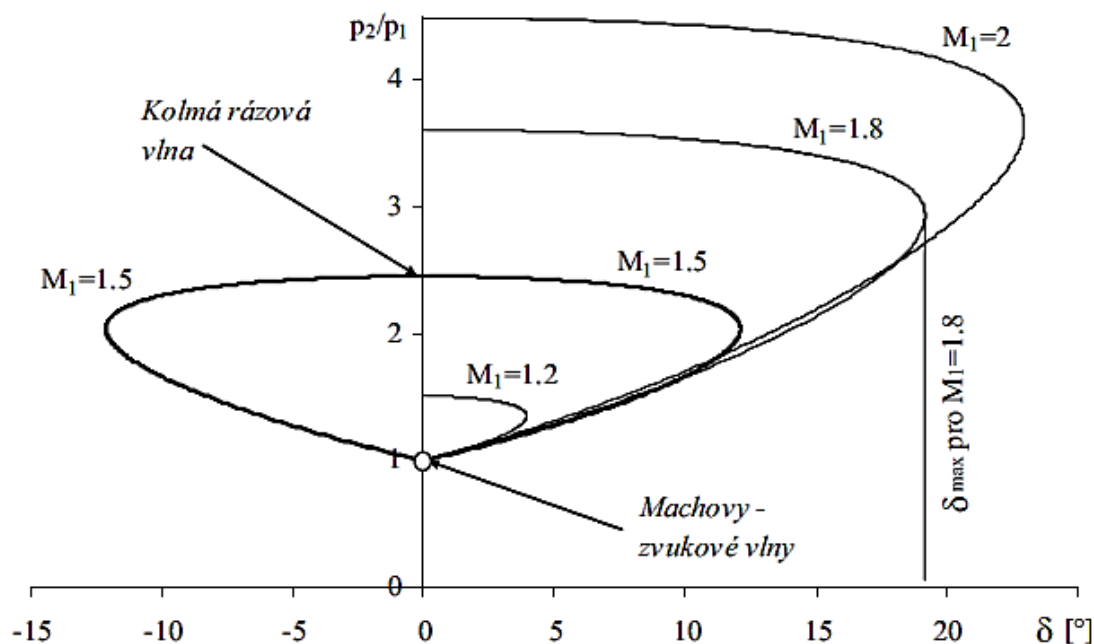
Existují dva nejpoužívanější typy diagramů pro řešení šikmých rázových vln. Oba dva diagramy se nazývají polární diagramy a liší se vynesnými veličinami na svislé a vodorovné ose. První z nich je na obr. 2.11, kde jsou zobrazeny vektory rychlostí nabíhajícího (c_1) a odkloněného proudu (c_2). Nabíhající proud má vždy směr vodorovné osy, tudíž je jeho složka rychlosti ve směru svislé osy vždy rovna nule ($v_1 = 0$). Určením všech možných stavů 2 za rázovou vlnou ze stavu 1 před rázovou vlnou, vzniká křivka zvaná rázová polára (obr. 2.11b).



Obr. 2.11 Polární diagram: a) zobrazení složek vektorů rychlostí, b) konstrukce rázové poláry [6].

Druhým, často používaným polárním diagramem, je diagram zobrazený na obr. 2.12. Zde je na vodorovné ose vynesena úhel odklonu proudu δ a na svislé ose poměr statických tlaků za a před rázovou vlnou p_2/p_1 .

V obou případech odpovídá vždy danému Machovu číslu před rázovou vlnou jedna polára a vždy existuje maximální úhel $\delta_{\max}$, pro který lze nalézt řešení.



Obr. 2.12 Diagram rázových polár pro 4 různá Machova čísla $M_1 = 1,2; 1,5; 1,8$ a 2 [6].

2.7 Fannův jev

Tento jev bývá někdy též označován jako stacionární a izolovaný průtok viskózní stlačitelné tekutiny v kanále konstantního průřezu. Vlivem viskozity dochází ke vzniku smykových napětí, a to se navenek projevuje jako tzv. třecí ztráty. Při tomto ději tedy dochází k disipaci energie.

Základními rovnicemi pro Fannův jev jsou rovnice kontinuity

$$\frac{\dot{m}}{A} = \rho c = \text{konst.}, \quad (2.42)$$

v níž uvažujeme konstantní průřez kanálu a můžeme ji přepsat do diferenciálního tvaru

$$\frac{dp}{\rho} + \frac{dc}{c} = 0. \quad (2.43)$$

Pohybovou rovnici pro izoentropické proudění (2.12) doplníme na pravé straně o člen vyjadřující působení viskozity a dostáváme tvar

$$\frac{dc^2}{2} + \frac{dp}{\rho} = -4f \frac{c^2}{2} \frac{dx}{D}, \quad (2.44)$$

kde dx je elementární přírůstek délky ve směru proudění, D je průměr potrubí a f je tzv. Fanningův součinitel, jenž bývá často vyjadřován jako čtvrtina třetího součinitele λ podle Darcyho. Hodnota třetího součinitele λ závisí na typu proudění vazké tekutiny, které souvisí s Reynoldsovým číslem

$$Re = \frac{cD}{\nu}, \quad (2.45)$$

kde c je rychlost proudění a ν kinematická viskozita tekutiny.

Další rovnici je rovnice energetická ve tvaru pro izolované proudění v integrálním (2.46) nebo diferenciálním (2.47) tvaru

$$h + \frac{c^2}{2} = h_0 = \text{konst.}, \quad (2.46)$$

$$dh + d\frac{c^2}{2} = dh_0 = 0. \quad (2.47)$$

Dále musí platit zákon o entropii, který má za předpokladu izolovaného (adiabatického) proudění tvar (2.48)

$$(ds)_{ad} > 0. \quad (2.48)$$

Následnými úpravami rovnic (2.43), (2.44), (2.47) a aplikací vztahů pro ideální plyn [11] dostáváme tzv. identifikační rovnici

$$(M^2 - 1) \frac{dc}{c} = -\frac{\kappa M^2}{2} 4f \frac{dx}{D}. \quad (2.49)$$

Rovnice (2.49) je analogií rovnice (2.23) pro proudění v kanále proměnného průřezu bez uvažování ztrát. Vztah (2.49) nám udává závislost změny rychlosti na vstupním Machově čísle a zadaných parametrech $4f$ a D v kanále konstantního průřezu. Protože změna polohy dx bude vždy kladná, je ze vztahu (2.49) patrné, že pro vstupní Machovo číslo $M < 1$, bude rychlost tekutiny ve směru proudění narůstat, dokud nedosáhne kritického stavu $M = 1$. V případě, že bude délka kanálu totožná s maximální délkou (L_{max}) pro zadané parametry

$4f$ a D , bude kritického stavu dosaženo právě na výstupu kanálu. Pokud bude délka kanálu delší než maximální délka pro dané vstupní Machovo číslo a parametry D a $4f$, dojde k dosažení kritického stavu ještě před výstupem z kanálu a kanál se ucpe. Tomuto jevu se říká aerodynamické ucpání. Bude-li délka kanálu kratší, než je délka potřebná k dosažení kritického proudění, kritické proudění nenastane.

Jelikož se v této práci zabýváme převážně nadzvukovým prouděním, bude pro nás druhý případ mnohem zajímavější. Uvažujme na vstupu kanálu Machovo číslo $M > 1$. Při uvažování ztrát vlivem Fannova jevu se bude naopak rychlost ve směru proudění snižovat, a bude-li délka kanálu shodná s maximální délkou pro zadané parametry $4f$ a D , dojde opět k dosažení kritického stavu $M = 1$. V případě kratšího kanálu bude proud na výstupu nadzvukový. Bude-li délka kanálu naproti tomu delší než je maximální délka pro příslušné parametry, může docházet v některém z průřezů kanálu ke vzniku rázu. Obecně je problematika nadzvukového proudění s uvažováním ztrát daleko složitější v porovnání s podzvukovým prouděním.

2.8 Aerodynamické tunely

Aerodynamické tunely se používají k určení dynamického zatížení a dynamických vlastností těles. Předmětem zkoumání mohou být různé předměty, např. profily, okolo kterých proudí vzduch (vnější aerodynamika) nebo se může studovat proudění v různě tvarovaných kanálech (vnitřní aerodynamika). Aerodynamické tunely lze rozlišovat dle několika hledisek. V následujících odstavcích bude ve stručnosti pojednáno o jednotlivých hlediscích. Tato práce se zabývá nadzvukovým prouděním, ale pro úplnost zde budou uvedeny i jiné typy aerodynamických tunelů.

2.8.1 Dělení aerodynamických tunelů z hlediska doby provozu

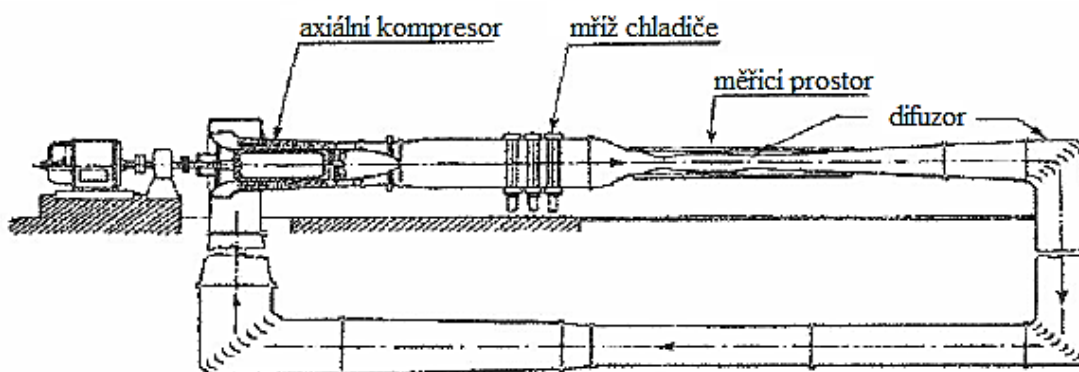
V podstatě se jedná o dělení z hlediska provozního režimu, který může být přerušovaný nebo kontinuální.

- a) *Přerušovaný režim*: Doba provozu je omezena kapacitou akumulární nádoby jako zdroje tlakové energie a díky akumulaci není potřeba příliš výkonný zdroj tlaku k zajištění spolehlivého provozu.
- b) *Nepřerušovaný (kontinuální) režim*: V tomto případě je nutné mít velice výkonný zdroj tlaku k zajištění provozu tunelu, avšak jeho provozní doba je téměř neomezená.

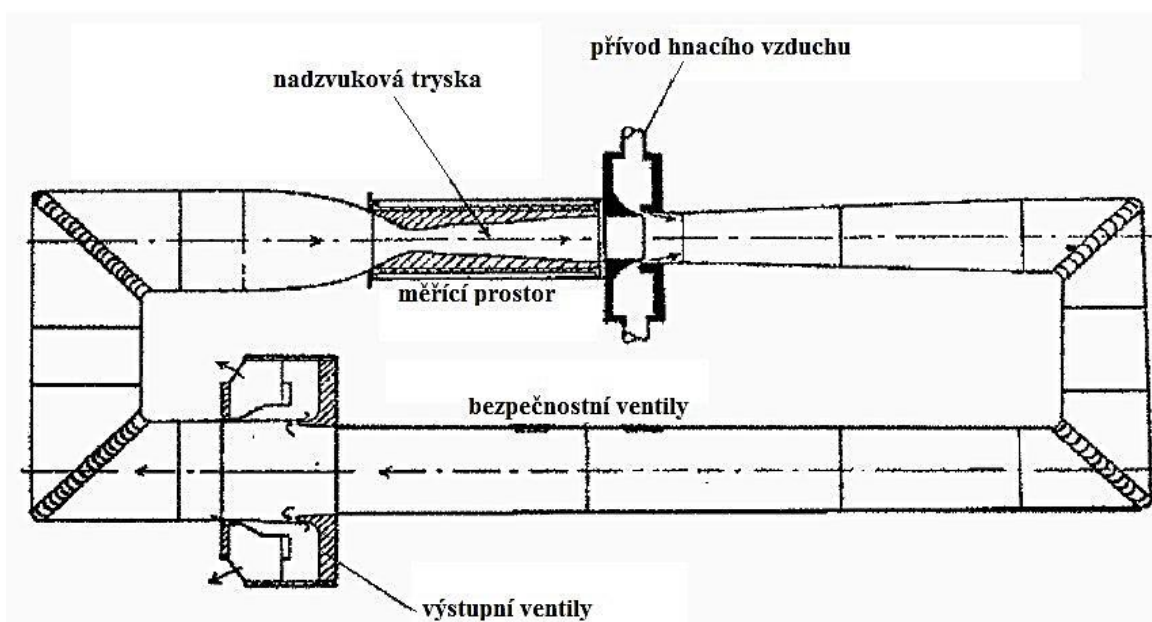
2.8.2 Dělení aerodynamických tunelů z hlediska použitého zdroje pohonu

K zajištění tlakového spádu lze použít různé konstrukční varianty. Tlakového rozdílu lze dosáhnout buď přivedením přetlaku na vstup tunelu, zatímco na výstupu je tlak atmosférický, nebo zajištěním podtlaku na výstupu tunelu a na vstupu dochází k nasávání vzduchu z volné atmosféry. Další možností je kombinace obou dvou způsobů. V závislosti na použitém zdroji tlakového spádu se dělí aerodynamické tunely dle druhu použitého pohonu.

- a) *Kompresorový pohon*: Tento druh pohonu se používá především ve spojení s uzavřeným tunelem (viz podkapitola 2.8.3), kdy dochází nejen k přetlaku na vstupu měřicího prostoru, ale kompresor zároveň vytváří podtlak na jeho výstupu. V případě, že je požadováno provozovat aerodynamický tunel pro širokou škálu nadzvukových rychlostí, je třeba použít kompresor s velkým počtem natáčivých lopatek nebo s možností by-pasu přebytečného plynu (obr. 2.13).
- b) *Podtlaková nádoba*: V případě, že je obtížné dosáhnout požadovaného podtlaku na výstupu po delší dobu, používá se tento způsob v kombinaci se zdrojem přetlaku na vstupu.
- c) *Ejektorový pohon*: Zde se používá k vyvození podtlaku plynového ejektoru, který přívodem hnacího vzduchu vytváří při správné konstrukci požadovaný podtlak v ústí hnané trysky. Hnaná tryska je nainstalována na výstupu měřicího prostoru tunelu (obr. 2.14).



Obr. 2.13 Uzavřený nadzvukový tunel s kompresorovým pohonem [3].



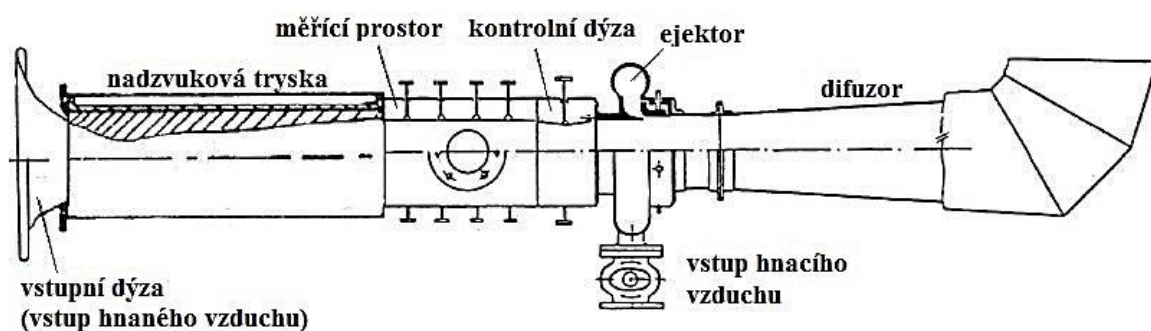
Obr. 2.14 Uzavřený nadzvukový tunel s ejektorovým pohonem [3].

2.8.3 Dělení aerodynamických tunelů dle způsobu využití pracovního média

Z tohoto hlediska se aerodynamické tunely dělí na uzavřené a otevřené. Uzavřené systémy jsou uvedeny na obr. 2.13 a obr. 2.14. Pro doplnění je na obr. 2.15 zobrazen otevřený typ tunelu s ejektorovým pohonem. Oba typy systémů se liší tím, že uzavřený systém přivádí tekutinu po protečení měřicím prostorem zpět na vstup, zatímco otevřený systém urychluje tekutinu z klidu a po protečení tunelem ji vypouští do volné atmosféry.

V případě uzavřeného systému jsou kladeny požadavky na dostatečně velký zástavbový prostor a vyšší investiční náklady. Jelikož k provozu tohoto druhu tunelu stačí vyrovnávat pouze tlakové ztráty, je spotřeba pracovního média v porovnání s otevřeným tunelem výrazně menší.

V praxi se občas mohou vyskytnout případy, kdy je nutné docílit co nejlepší shody Reynoldsova čísla zmenšeného modelu s reálným modelem, a tak je nutné použití jiného pracovního média, než je vzduch, např. dusíku, helia nebo jiného plynu. V takovémto případě se stává použití uzavřeného tunelu nezbytnou nutností.



Obr. 2.15 Otevřený nadzvukový tunel s ejektorovým pohonem [3].

2.8.4 Dělení aerodynamických tunelů dle dosahovaných rychlostí v měřicím prostoru

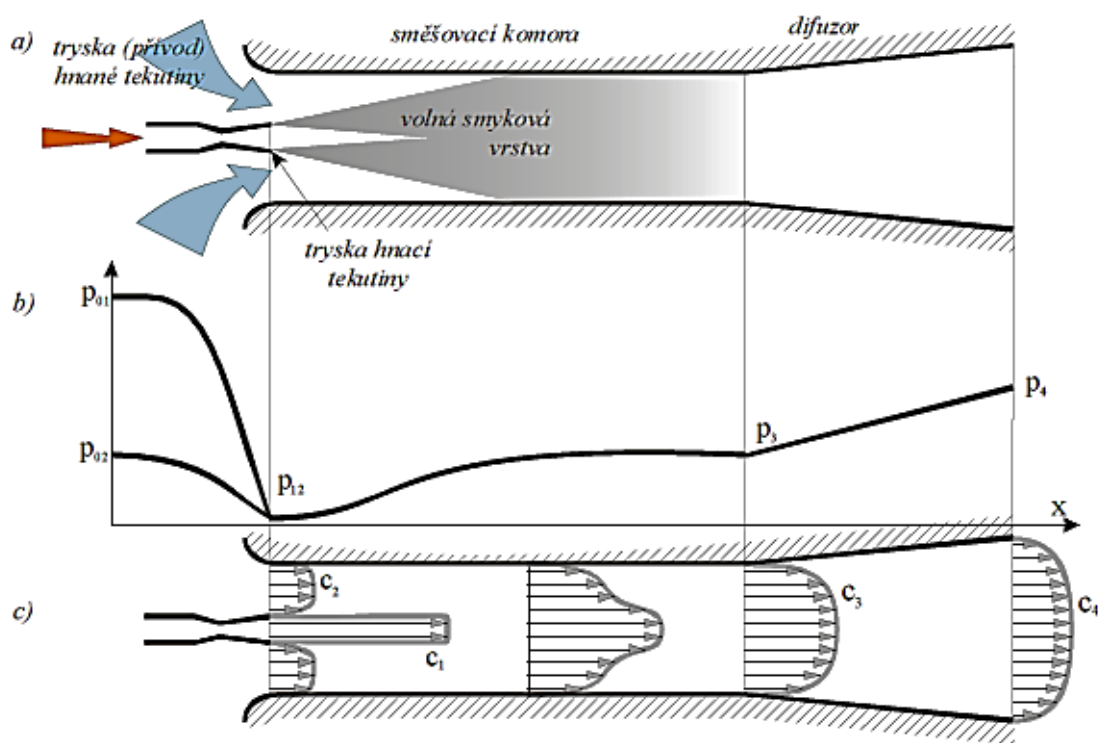
Při tomto dělení se jako dělicího parametru používá hodnota dosahovaného Machova čísla v měřicím prostoru. Typy aerodynamických tunelů na základě dosahovaného Machova čísla jsou:

- a) *subsonické (podzvukové)*: Pro $0 < M < 0.5$.
- b) *transsonické*: Pro $M \approx 1$.
- c) *supersonické (nadzvukové)*: Pro $1 < M < 5$.
- d) *hypersonické*: Pro $M > 5$.

2.9 Ejektory

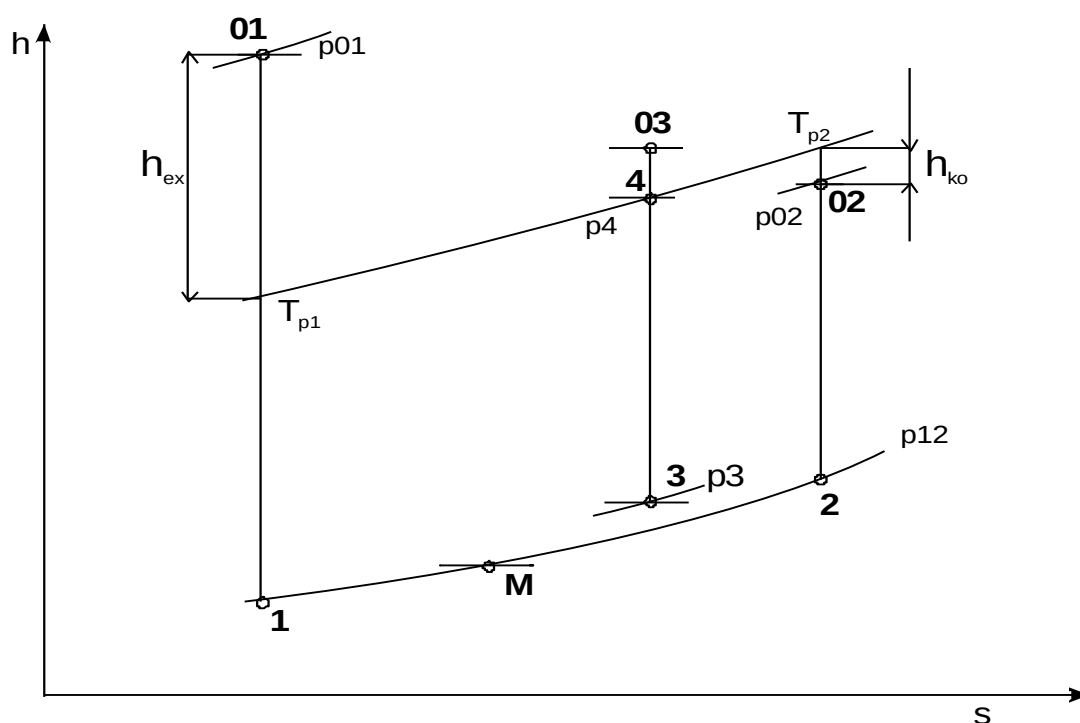
Ejektory jsou zařízení k vytvoření potřebného zdroje podtlaku v různých aplikacích. Ejektoru se také často říká proudové čerpadlo. Jeho konstrukce je zpravidla jednoduchá a bez pohyblivých částí, s čímž souvisí i méně nákladnější výroba, např. v porovnání s lopatkovými stroji. Principem činnosti je nasávání nízkotlakého média pomocí vysokotlakého média. Při tomto procesu dochází k přímému předání části kinetické energie od hnacího proudu k proudu hnanému během směšování obou proudů. Ejektory lze rozlišovat z mnoha hledisek nejčastěji však podle typu konstrukce, účelu použití nebo podle typu použité směšovací komory. Poslední hledisko ejektory rozlišuje na ejektory s rovnoplochou nebo rovnotlakou směšovací komorou.

Na obr. 2.16 je zobrazeno konstrukční uspořádání ejektoru s jednou hnací tryskou v ose ejektoru a rovnoplochou směšovací komorou.



Obr. 2.16 Konstrukční uspořádání ejektoru s jednou hnací tryskou v ose ejektoru a rovnoplochou směšovací komorou: a) základní schéma, b) průběh tlaku podél osy ejektoru, c) zobrazení rychlostních profilů hnacího, hnaného a smíšeného proudu [7].

Na obr. 2.16 dochází k expanzi hnací tekutiny ve vstupní trysce do vysokých rychlostí. Oba proudy expandují ze svých klidových tlaků p_{01} a p_{02} na společný statický tlak p_{12} (obr. 2.16b). Nasátí hnané tekutiny do směšovací komory je způsobeno místním poklesem tlaku a rovněž smykovou silou na okraji hnacího proudu. Tímto se část kinetické energie hnacího proudu předá proudu hnanému a postupně dochází k vyrovnávání rychlostního profilu podél směšovací komory (obr. 2.16c). Další část energie hnacího proudu se mění na energii tlakovou, čímž stoupá statický tlak podél směšovací komory a poslední část energie se nenávratně mění v teplo. Po smíšení proudů má na konci směšovací komory výsledný proud tlak p_3 , který ještě v difuzoru vzroste na konečný tlak p_4 . Bez připojeného difuzoru by byla celková účinnost ejektoru velmi nízká. Zobrazení směšovacího procesu v h - s diagramu je pro ideální ejektor beze ztrát na obr. 2.17.



Obr. 2.17 Průběh směšování v ideálním ejektoru beze ztrát [10].

První bilanční rovnice pro procesy probíhající v ejektoru je rovnice kontinuity

$$\rho_1 c_1 A_1 + \rho_2 c_2 A_2 = \rho_3 c_3 A_3, \quad (2.50)$$

kdy v případě rovnoploché směšovací komory platí

$$A_1 + A_2 = A_3, \quad (2.51)$$

kde A_1 , A_2 jsou vstupní průřezy hnací, resp. hnané trysky a A_3 je průřez na konci směšovací komory.

Dalšími bilančními rovnicemi jsou rovnice pohybová

$$\dot{m}_1 c_1 + p_1 A_1 + \dot{m}_2 c_2 + p_2 A_2 = (\dot{m}_1 + \dot{m}_2) c_3 + p_3 (A_1 + A_2) \quad (2.52)$$

a rovnice energetická

$$\dot{m}_1 (c_{p1} T_1 + \frac{c_1^2}{2}) + \dot{m}_2 (c_{p2} T_2 + \frac{c_2^2}{2}) = (\dot{m}_1 + \dot{m}_2) (c_{p3} T_3 + \frac{c_3^2}{2}), \quad (2.53)$$

kteřá předpokládá adiabatické proudění uvnitř směšovací komory. V případě rovnosti měrných tepelných kapacit $c_{p1} = c_{p2} = c_{p3}$ a izoentropických exponentů $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa_3$, lze výše uvedené vztahy zjednodušit a získat stav výsledného proudu na konci směšování.

Klidový tlak na konci směšovací komory p_{03} se vypočítá jako

$$p_{03} = p_{01} \frac{\sqrt{(1+\Gamma)(1+\Gamma\Theta_{21})} q(\lambda_1)}{1 + \frac{p_{01}}{p_{02}} \Gamma \sqrt{\Theta_{21}} \frac{q(\lambda_1)}{q(\lambda_2)} q(\lambda_3)}, \quad (2.54)$$

kde $\Gamma = \dot{m}_2 / \dot{m}_1$ je ejekční součinitel, dále $\Theta_{21} = T_{02} / T_{01}$ je poměr klidových teplot hnaného a hnacího proudu, a $q(\lambda)$ je dynamická funkce hustoty hmotnostního toku.

Klidová teplota výsledného proudu je

$$T_{03} = T_{01} \frac{1 + \Gamma \Theta_{21}}{\Gamma + 1}. \quad (2.55)$$

Bezrozměrnou rychlost na konci směšování určíme ze vztahu

$$z(\lambda_3) = \frac{z(\lambda_1) + \Gamma \sqrt{\Theta_{21}} z(\lambda_2)}{\sqrt{(1+\Gamma)(1+\Gamma\Theta_{21})}}, \quad (2.56)$$

kde dynamická funkce $z(\lambda)$ je definována součtem

$$z(\lambda) = \lambda + 1/\lambda. \quad (2.57)$$

Ejekční součinitel Γ vypočteme ze vztahu

$$\Gamma = \frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_1} = \frac{1}{\mu} \frac{p_{02}}{p_{01}} \frac{q(\lambda_2)}{q(\lambda_1)} \sqrt{\frac{1}{\Theta_{21}}}, \quad (2.58)$$

kde $\mu = A_1 / A_2$ je základní konstrukční parametr. Dynamická funkce hustoty hmotnostního toku $q(\lambda)$ je definována poměrem

$$q(\lambda) = \frac{\rho c}{(\rho c)_{kr}} = \left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda^2\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \left(\frac{\kappa+1}{2}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \lambda. \quad (2.59)$$

Účinnost ejektoru se určí ze vztahu

$$\eta = \frac{\dot{m}_2 h_{ko}}{\dot{m}_1 h_{ex}} = \frac{\dot{m}_2 \left(\frac{p_4}{p_{02}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{\dot{m}_1 \left(1 - \left(\frac{p_4}{p_{01}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right)} \frac{T_{02}}{T_{01}}, \quad (2.60)$$

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

Vztahy (2.54) až (2.59) platí pro podzvukové i nadzvukové proudění a pro libovolný počet proudů. Je nutné však podotknout, že vztah (2.56) má dvě řešení, a to pro podzvukové $(\lambda_3)^I$ a nadzvukové proudění $(\lambda_3)^{II}$ na konci směšovací komory. Tuto skutečnost lze objasnit rovnicí

$$(\lambda_3)^I (\lambda_3)^{II} = 1. \quad (2.61)$$

Vztah (2.61) je podobný Prandtlovu vztahu pro kolmou rázovou vlnu, který porovnává bezrozměrné rychlosti před a za rázovou vlnou. Na konci směšovací komory lze tedy získat jak podzvukovou, tak i nadzvukovou rychlost proudění. Podzvukové proudění může nastat při libovolných poměrech tlaků a tvarech vstupních trysek, ale nadzvukové proudění lze získat pouze při zajištění příznivého tlaku na konci směšovací komory a za použití trysek kombinovaného tvaru pro přívod hnací tekutiny.

3. Návrh a konstrukce aerodynamického tunelu

Při návrhu aerodynamického tunelu se vycházelo ze zadání, dřívějších zkušeností a z podmínek, které byly k dispozici. Nadzvukový tunel by měl sloužit pro studování a výzkum dějů vznikajících při nadzvukových rychlostech proudění. Používaným médiem k pohonu bude vzduch. V laboratořích katedry jsou k dispozici zásobníky stlačeného vzduchu o tlaku cca 600 kPa, ale při zahrnutí ztrát na cestě mezi zásobníky a centrálním rozvodem hnacího vzduchu, jenž slouží k ovládání přívodu vzduchu do jednotlivých trysek, dostaneme přetlak cca 500 kPa. Tato hodnota byla škrcením na ventilu v laboratoři snížena na přetlak cca 300 kPa, a to především z důvodu omezeného měřicího rozsahu použitých snímačů tlaku. S hodnotou 300 kPa se také počítalo při numerických výpočtech. Zásobníky stlačeného vzduchu mají konečnou kapacitu (celkem 18 m³) a pro zajištění požadovaného průtočného množství ejektorem nemá kompresor dostatečný výkon. Proto bude aerodynamický tunel pracovat v přerušovaném režimu. Výsledkem je navržený, otevřený systém s ejektorovým pohonem (viz podkapitola 2.8.3). Těmito skutečnostmi se do značné míry zjednodušil návrh konstrukce a snížily prostorové nároky oproti uzavřenému systému. Na vstupu měřicího prostoru je atmosférický tlak, a na jeho výstupu je vytvářen podtlak navrženým nadzvukovým ejektorem. Za předpokladu uvažování ideální expanze do vakua by byl nejvyšší možný rozdíl tlaku působící na konstrukci měřicího prostoru 100 kPa. Co se týče ejektoru, tak zde jsou tlaky o něco vyšší a při uvažování absolutního tlaku 400 kPa na vstupu hnacích trysek a atmosférického tlaku na konci směšovací komory s difuzorem, dostaneme maximální možný rozdíl tlaku působící na konstrukci ejektoru 300 kPa.

3.1 Návrh měřicího prostoru

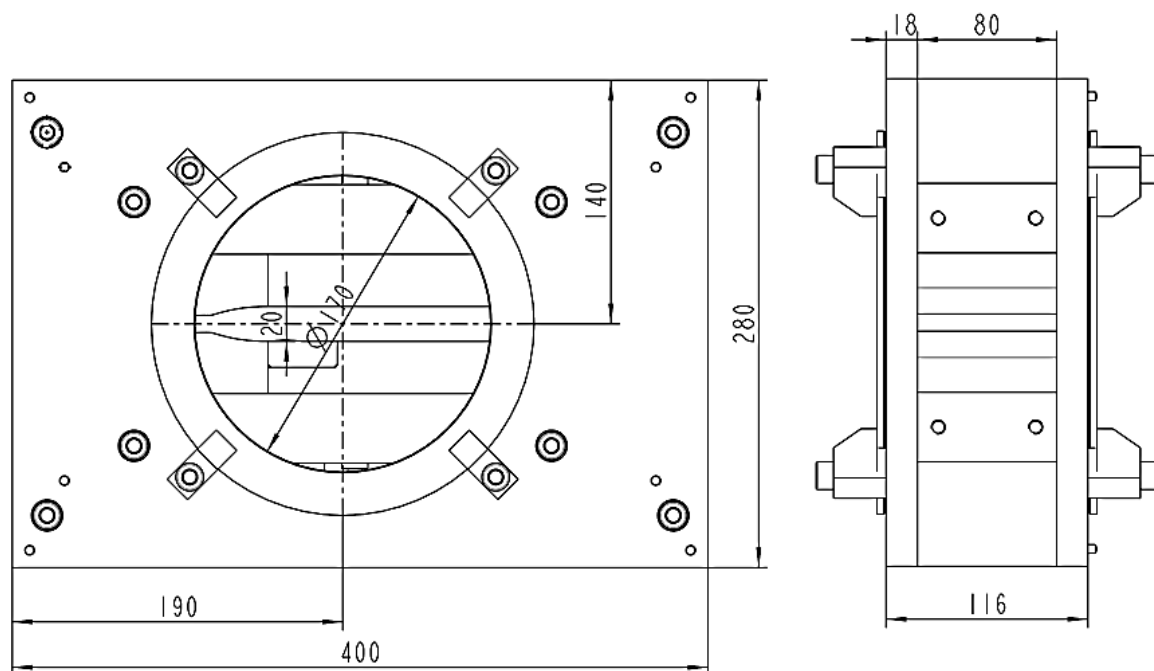
Měřicí prostor byl navržen na základě zástavbových nároků v laboratořích Technické univerzity a práce byly z části inspirovány předchozí prací Stupky [2] a stávajícím měřicím prostorem s modelem nadzvukového ejektoru [13]. V práci [2] byly navrženy všechny nadzvukové trysky tvořící kanál měřicího prostoru. Tyto trysky jsou

navrženy na základě metody charakteristik. Stávající měřicí prostor je složen z experimentálního ejektoru a jeho problematikou se zabýval Dvořák ve své disertační práci [13]. Nově navržený měřicí prostor v této práci lze provozovat ve spojení s nadzvukovým ejektorem (viz podkapitola 3.2), který slouží k jeho pohonu. Koncepce nového měřicího prostoru umožňuje výměnou částí kanálu jeho relativně rychlou variabilitu. Předpokladem je studování dějů v měřicím prostoru šlírovým zobrazovacím zařízením Zeiss 80, umístěným v laboratořích Technické univerzity. Jak je z teorie známo, šlírová metoda má integrální charakter, a tudíž je vhodná pouze pro zachycení 2D dějů. Z tohoto důvodu byl měřicí prostor, resp. jeho variabilní kanál s tryskami, navržen jako pseudodvourozměrný. S ohledem na možnost sledování dějů je měřicí prostor opatřen průzorem, jenž byl demontován ze stávajícího měřicího prostoru. Tento průzor je tvořen kruhovým rámečkem se sklem o průměru cca 170 mm, což je také maximální zobrazitelný rozměr kanálu měřicího prostoru.

Navržený měřicí prostor lze provozovat se třemi nadzvukovými tryskami pro návrhová Machova čísla $M_n = 1,4$, $M_n = 1,8$ a $M_n = 2,2$. Dále je možné do jisté míry měnit tvar kanálu za nadzvukovou tryskou. Změnu tvaru kanálu umožňuje vyměnitelný díl ihned za výstupním průřezem trysky, který je zhotoven rovněž ve třech variantách, a měl by umožňovat studium šikmých rázových vln na konvexní a konkávní hraně a studium Fannova jevu. Variabilitu kanálu zajišťuje odklon povrchu vyměnitelného dílu vůči vodorovné ose kanálu, přičemž konkrétní úhly odklonu jsou 0° (bez odklonu), 5° a 10° . Připojením vyměnitelného dílu s odklonem za výstupní průřez nadzvukové trysky získáme dvě konkávní a jednu konvexní hranu. Kombinací uvedených tří trysek a tří vyměnitelných dílů lze získat celkem devět variant kanálu měřicího prostoru. Varianty uspořádání trysek a vyměnitelného dílu s nerovností budeme dále značit následujícím způsobem, kdy jako příklad uvedeme variantu s nadzvukovou tryskou $M_n = 2,2$ a vyměnitelným dílem s odklonem 10° . Tomuto uspořádání odpovídá zkrácené značení „M22RV10“.

Celková délka měřicího prostoru je 400 mm, výška 280 mm a šířka 116 mm. Šířka samotného vnitřního kanálu je 80 mm. Pohled z boku a zepředu měřicího prostoru se základními rozměry je na obr. 3.1. Po celé délce kanálu jsou zhotoveny otvory pro umístění snímačů k měření statického tlaku. Ve vyměnitelném modelu trysky jsou vždy na jedné části celkem dva otvory pro snímače, jeden v hrdle a druhý na výstupu

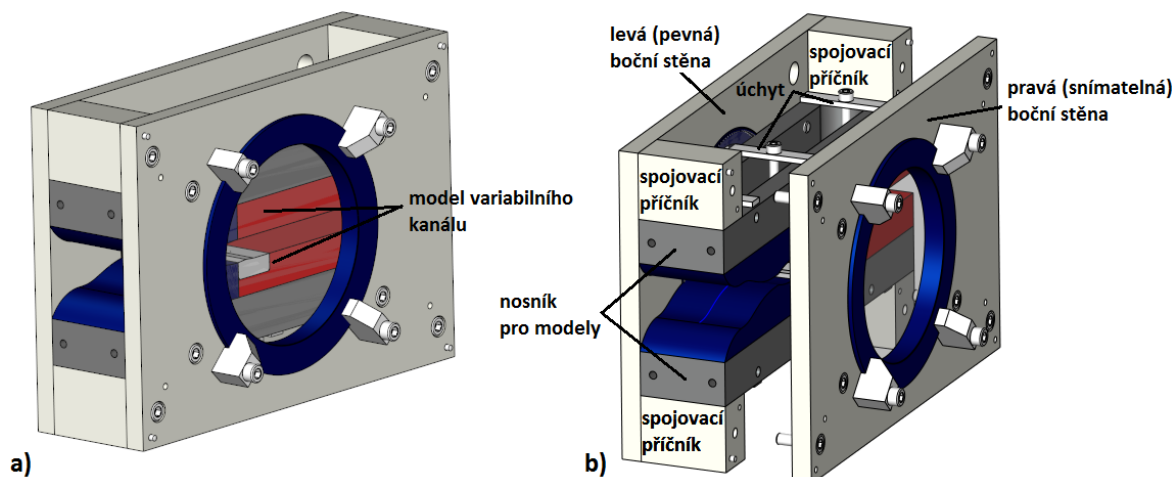
trysky. Ve vyměnitelném dílu s odklonem jsou celkem tři otvory vzdálené od sebe po 10 mm ve směru kanálu a první z nich je ve vzdálenosti 5 mm od výstupního průřezu modelu trysky. V modelu kanálu, je celkem dvacet odběrů tlaku, přičemž první z nich je ve vzdálenosti 15 mm od výstupního průřezu trysky. Následujících osm odběrů je rozmístěno s roztečí 5 mm a dále ve směru proudu se rozmístění dalších odběrů zředí přes 10 mm až na konečných 20 mm v oblasti výstupní části kanálu. Podrobnější informace lze získat z výkresové dokumentace, která je součástí příloh.



Obr. 3.1 Navržený měřicí prostor se základními rozměry: pohled z boku (vlevo) a pohled zepředu (vpravo).

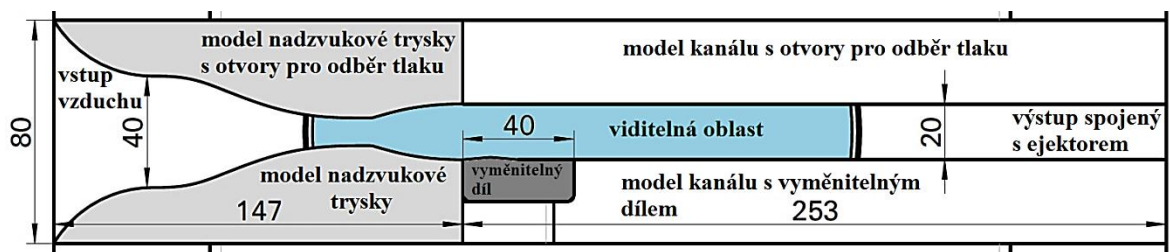
Konečný počítačový model celého měřicího prostoru je zobrazen na obr. 3.2. Větší část měřicího prostoru (levá část ve směru proudění vzduchu) je tvořena levou boční stěnou s otvorem pro umístění rámečku se sklem a jsou zde také vytvořeny otvory pro vývod kabeláže od tlakových snímačů. Na tuto část konstrukce jsou čtyřmi šrouby M10x30 připojeny čtyři spojovací příčníky, přičemž pro vymezení jejich vzájemné polohy je použito osm válcových kolíků Ø5x12 mm. K těmto příčníkům jsou přišroubovány dva nosníky pro modely kanálu čtyřmi šrouby M10x50. V konečné fázi jsou ještě pro zvýšení

tuhosti nosníky přišroubovány osmi šrouby M10x30 k oběma bočním stěnám. Připojení modelů trysek a kanálu za tryskou k nosníkům je řešeno pomocí šesti šroubů M8x60 a duralových úchytů. Model nerovnosti je připevněn podobným způsobem pomocí šroubu M8x70. Na takto sestavený měřicí prostor je nakonec pomocí čtyř válcových kolíků Ø5x20 mm nasazena pravá boční stěna (snímatelná) a uchycena čtyřmi šrouby M10x30 ke druhé, větší části měřicího prostoru.



Obr. 3.2 Počítačový 3D model navrženého měřicího prostoru: a) kompletně sestavený, b) s demontovanou boční stěnou.

Pro lepší názornost je na obr. 3.3 zobrazen schematicky celý vnitřní kanál měřicího prostoru s hlavními rozměry a variantou uspořádání: nadzvuková tryska pro $M_n = 2,2$ a vyměnitelný díl s odklonem 5° .

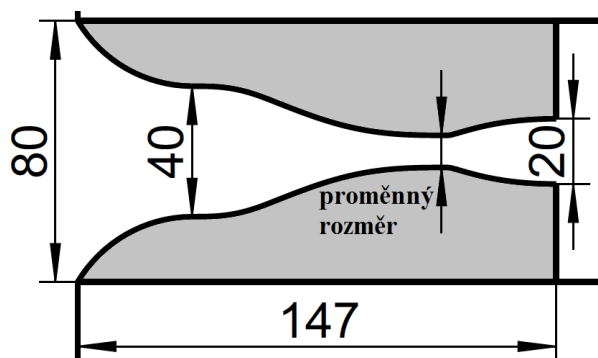


Obr. 3.3 Geometrie 2D kanálu navrženého měřicího prostoru.

Takto sestavený měřicí prostor je svou výstupní částí napojen na vstupní (hnanou) část nadzvukového ejektoru, čímž se dosáhne potřebného podtlaku v kanále měřicího prostoru a nadzvukový tunel se uvede do provozu. Kompletní výkresová dokumentace je součástí příloh.

3.1.1 Modely nadzvukové trysky

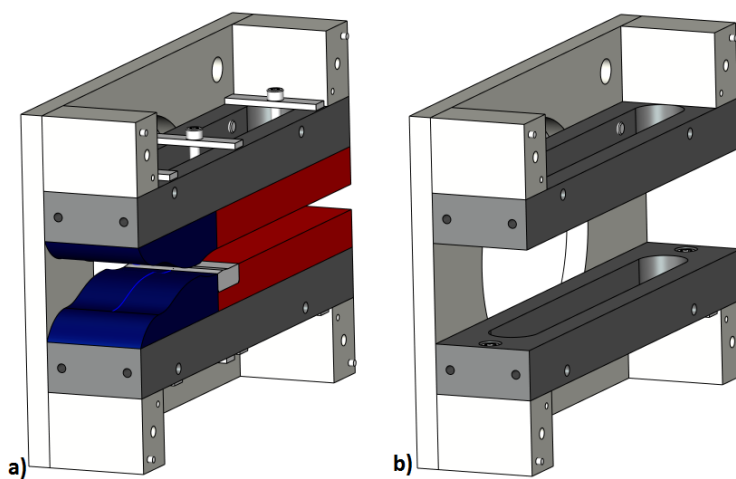
Geometrie nadzvukových trysek z předchozí práce [2] byla použita při návrhu a pro výrobu nových trysek ve zmenšeném měřítku 4:5. Každá tryska se skládá ze dvou kusů, jak je názorně vidět na obrázcích 3.3 nebo 3.4 (zobrazena je tryska pro $M_n = 2,2$). Podzvuková část trysek je tvořena dvousinovou dýzou, která zajišťuje rovnoměrný rychlostní profil v hrdle trysky. Nadzvuková část každé trysky je navržena pomocí metody charakteristik [2]. Z důvodu zaměnitelnosti trysek bylo nutné dodržet některé rozměry, které jsou pro všechny trysky společné (obr. 3.4). Protože bylo nutné navrhnout výstupní průřez všech trysek stejný, odpadla možnost navrhovat trysky pro každé z Machových čísel s konstantním kritickým průřezem. Požadované výstupní nadzvukové rychlosti je pro každou z trysek dosaženo změnou rozměru hrdla. Při neměnném výstupním průřezu je s rostoucím návrhovým Machovým číslem trysky zmenšován kritický průřez hrdla trysky.



Obr. 3.4 Model trysky $M_n = 2,2$ s vyznačenými rozměry, které jsou u všech trysek shodné a s vyznačeným proměnným rozměrem.

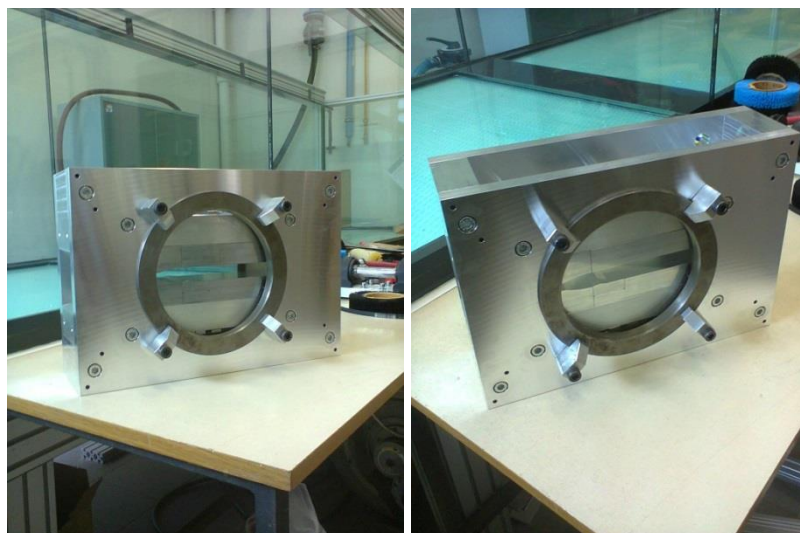
3.1.2 Použité materiály a technologie výroby

V porovnání se stávajícím měřicím prostorem experimentálního ejektoru byla nová konstrukce měřicího prostoru na bočních stěnách zesílena z důvodu zvýšení celkové tuhosti rámu. Na spojovací příčníky, nosníky pro modely a samotné modely byly použity plné duralové profily o průřezu 40x80 mm. Boční stěny jsou vyrobeny z duralových desek 400x280x20 mm. Úchyty pro připevnění modelů k nosníkům jsou vyrobeny rovněž z duralu. Všechny části byly vyráběny ve specializované firmě především frézováním. Při výrobě bylo nutné zajistit relativně vysokou přesnost a nízkou drsnost vnitřního tvaru kanálu a v případě modelů trysek tvořených poměrně složitou spline funkcí byla výsledná přesnost 0,001 mm a dosahovaná povrchová drsnost ploch tvořících kanál $R_a = 0,8 \mu\text{m}$.

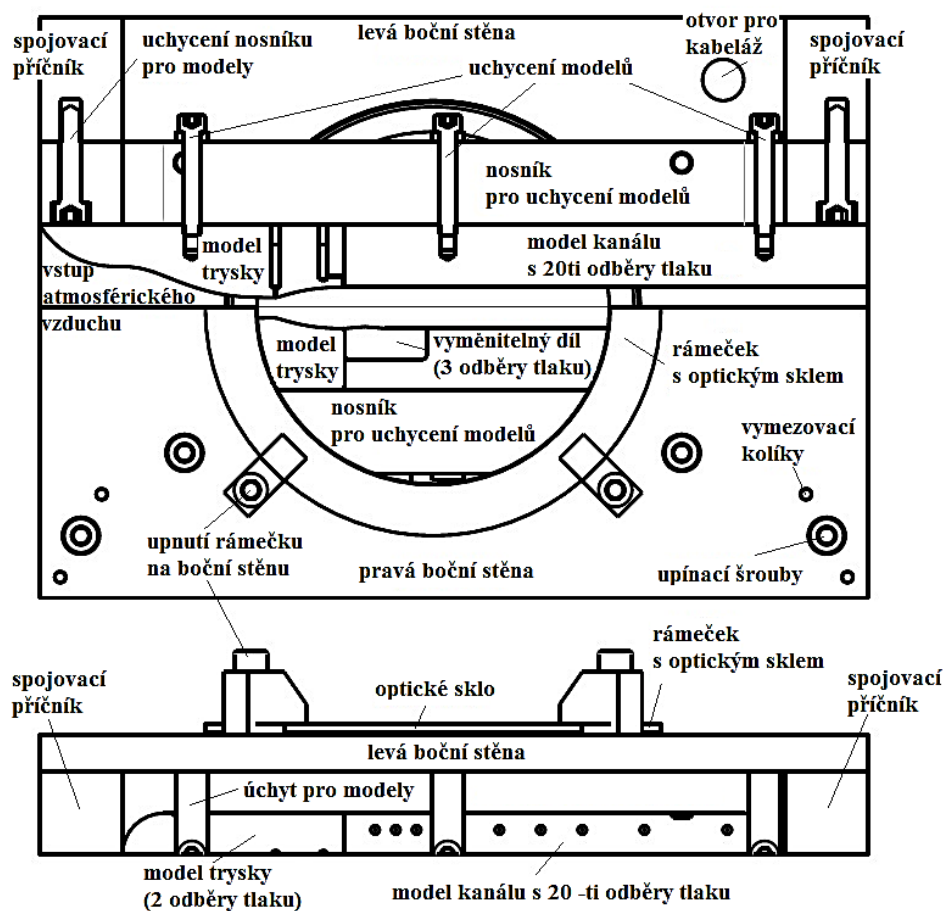


Obr. 3.5 Nosná konstrukce měřicího prostoru bez pravé (snímatelné) boční stěny: a) s připevněnými modely kanálu, b) bez modelů.

Na obr. 3.5 je zobrazena levá boční deska s nosnou konstrukcí modelů kanálu a na obr. 3.6 je vidět vyrobený experimentální měřicí prostor. Měřicí prostor v polovičním řezu s popisem většiny prvků je zobrazen na obr. 3.7.



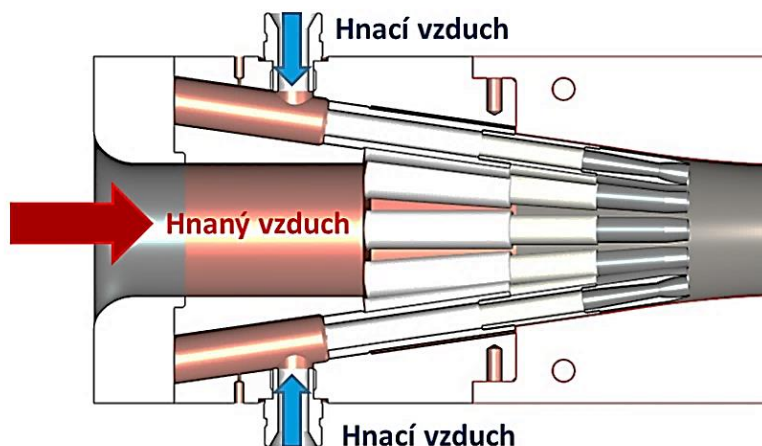
Obr. 3.6 Vyrobený a sestavený experimentální měřicí prostor.



Obr. 3.7 Schéma navrženého experimentálního měřicího prostoru v polovičním řezu s popisem většiny prvků.

3.2 Návrh nadzvukového ejektoru

Pohon měřicího prostoru zajišťuje nová koncepce nadzvukového ejektoru, která byla navržena na základě předchozích prací [1, 3]. Z obr. 3.8 je patrné konstrukční uspořádání a princip činnosti ejektoru. Na geometrii bylo nutné provést několik dílčích úprav v porovnání s prací [1]. Úpravy byly provedeny z důvodu technologie výroby, a také s ohledem na ekonomičnost výroby. Ejektor je navržen s dvanácti kruhovými vyměnitelnými nadzvukovými tryskami, které jsou umístěny po obvodě směšovací části a zajišťují přívod tlakového (hnacího) vzduchu. Přívod tlakového vzduchu k jednotlivým hnacím tryskám zajišťuje navržený centrální rozvod hnacího vzduchu s přívodními hadicemi (viz podkapitola 6.2). K nasávání atmosférického vzduchu z okolí dochází v ose ejektoru, tj. v prostoru mezi tryskami. Tyto kruhové trysky by měly zajišťovat vyšší účinnost v porovnání s jednou štěrbinovou tryskou po obvodě ejektoru [3]. Trysky jsou skloněny pod úhlem $8,2^\circ$ do osy ejektoru, čímž se omezí zpětné proudění vznikající ve středu směšovací komory [1].

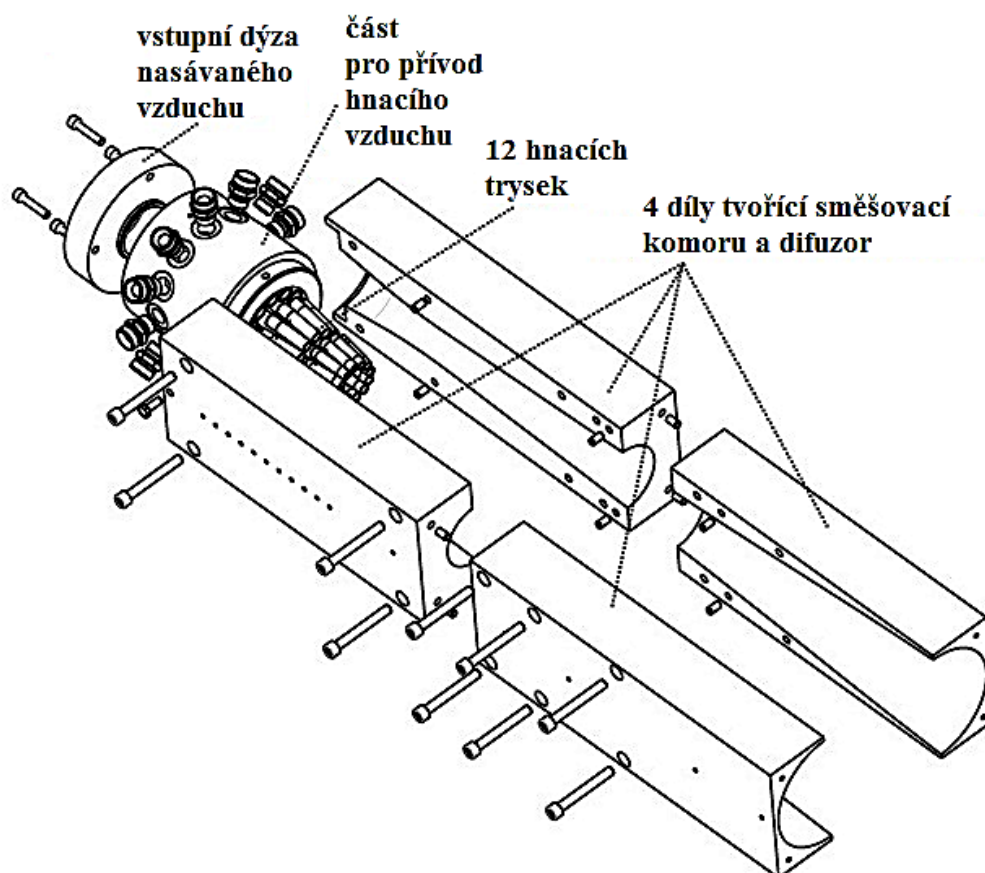


Obr. 3.8 Konstrukční uspořádání navrženého nadzvukového ejektoru.

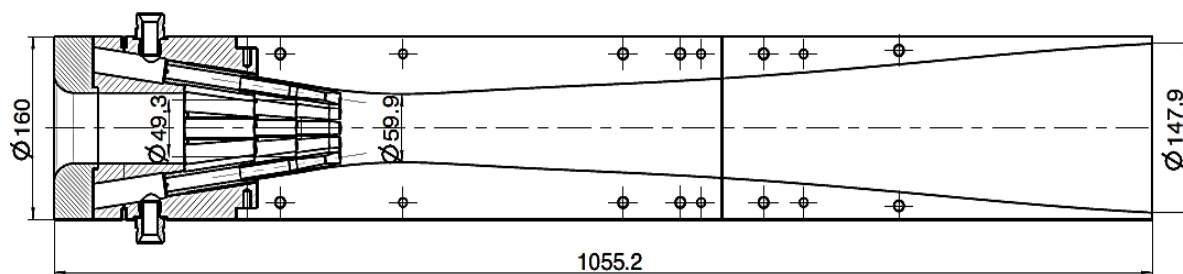
Celková délka ejektoru je 1055,2 mm, šířka a výška jsou shodně 160 mm. Tělo ejektoru je složeno ze šesti částí. Tyto části zajišťují přívod nasávaného a tlakového vzduchu a tvoří směšovací komoru s difuzorem. Modely jednotlivých částí jsou zachyceny

ve stavu před montáží na obr. 3.9. Celý ejektor s hlavními rozměry v řezu je zobrazen na obr. 3.10.

Abychom mohli experimentálně zkoumat průběh dějů během směšování, jsou v několika částech ejektoru vytvořeny otvory pro umístění tlakových snímačů. Výkresy všech částí ejektoru jsou součástí přílohy.



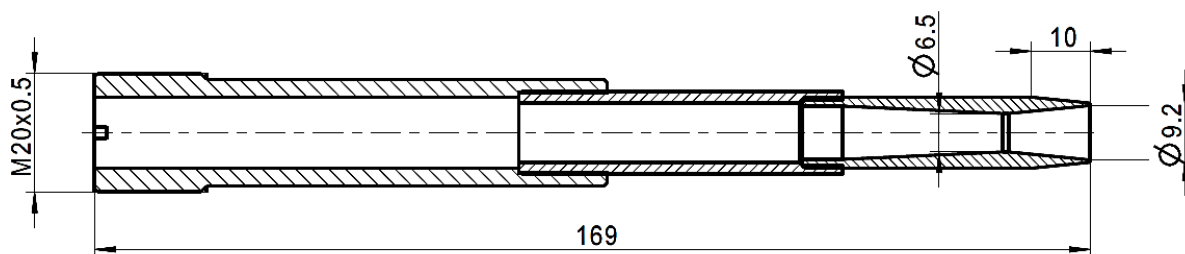
Obr. 3.9 Hlavní části nadzvukového ejektoru ve stavu před montáží.



Obr. 3.10 Navržený nadzvukový ejektor v řezu s hlavními rozměry.

3.2.1 Nadzvukové hnací trysky

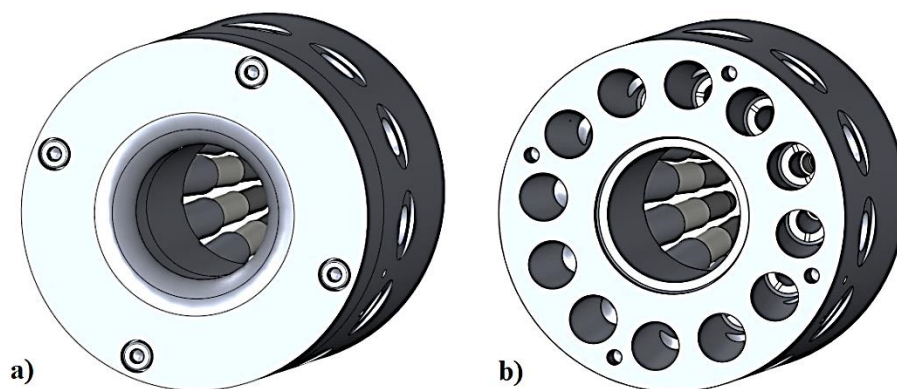
Hnací trysky jsou navrženy jako nadzvukové pro návrhové Machovo číslo $M_n = 2,2$ s poměrem výstupního průřezu k průřezu hrdla $(A_E/A_{kr}) = 2$ a je uvažováno s jejich vyměnitelností a ovladatelností každé trysky samostatně, což by mělo umožňovat nastavení libovolných režimů práce ejektoru. Celková plocha všech dvanácti trysek v kritickém místě je $398,2 \text{ mm}^2$. Každá tryska je tvořena z konstrukčních a technologických důvodů třemi, navzájem závitů spojenými, částmi (obr. 3.11). Tryska je svou největší částí připojena závitovým spojem M20x0,5 k části pro rozvod hnacího vzduchu. Pro snadnější montáž je také na začátku největší části trysky vytvořena drážka pro šroubovák. Celková délka jedné trysky je 169 mm, kritický průměr hrdla je 6,5 mm a výstupní průměr 9,2 mm. Na konci trysky je vytvořena odtoková hrana o délce 10 mm.



Obr. 3.11 Navržená nadzvuková hnací tryska v řezu se základními rozměry.

3.2.2 Vstupní dýza ISA 1932

Tato část slouží především k vyrovnání rychlostního profilu na vstupu nasávaného vzduchu ejektoru a k přibližnému určení průtočného množství nasávaného vzduchu na základě principu měření tlakové difference před a za dýzou. Dalším účelem této dýzy je utěsnění vrtaných děr na součásti pro přívod hnacího vzduchu. K této části je dýza připojena čtyřmi šrouby M8x40 (obr. 3.12a). Tvar vnitřního otvoru dýzy je navržen na základě normy [9].



Obr. 3.12 Počítačový 3D model součásti pro přívod hnacího vzduchu: a) se vstupní dýzou, b) bez vstupní dýzy.

3.2.3 Část pro přívod hnacího vzduchu

Všech dvanáct hnacích trysek je našroubováno do společné části sloužící k přívodu hnacího vzduchu do směšovací komory ejektoru (obr. 3.12b). Přívod vzduchu k hnacím tryskám z centrálního rozvodu vzduchu zajišťuje dvanáct tlakových hadic o vnitřním průměru 19 mm. Tato část také slouží k nasávání hnaného vzduchu v její ose otvorem o průměru 61,6 mm přes vstupní dýzu. V části jsou vytvořeny dva otvory pro měření statického tlaku hnacího vzduchu a v obou případech jsou umístěny v místě před vstupem hnacího vzduchu do nadzvukové trysky. Otvory jsou navzájem pootočené o 180° (obr. 3.10). Ještě je zde vytvořen jeden otvor pro odběr statického tlaku hnaného vzduchu v sací části ejektoru.

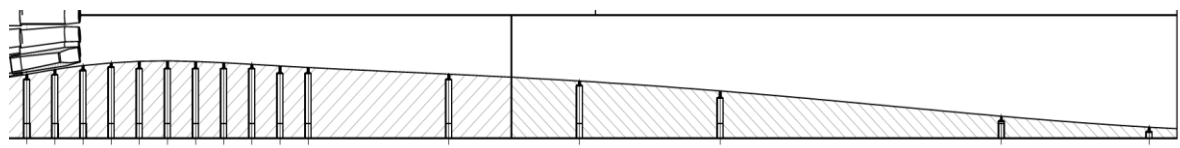
3.2.4 Směšovací komora a difuzor

Původním záměrem bylo vyrobít tuto část z jednoho válcového polotovaru soustružením. Nakonec je však z důvodu ekonomičnosti a usnadnění výroby směšovací komora s difuzorem tvořena čtyřmi, navzájem přesazenými, částmi. Všechny části jsou spojeny deseti šrouby M10x80 a pro vymezení jejich vzájemné polohy je použito deset kalených kolíků Ø8x12. K součásti pro přívod hnacího vzduchu jsou tyto části připojeny dvěma šrouby M8x20.

Tvar směšovací komory s difuzorem je tvořen přirozenou kubickou spline křivkou s průměrem nejužšího místa 59,9 mm a výstupním průměrem 147,9 mm. Konečný tvar této spline křivky byl optimalizován v práci [1]. Přejít mezi směšovací komorou a difuzorem není přesně určen a lze předpokládat, že jeho poloha bude závislá na počtu zapnutých hnacích trysek a bude předmětem dalšího experimentálního zkoumání. Nicméně pro první měření může být za tento přechod považován průměr, jenž odpovídá průřezu, který je součtem výstupních průřezů zapnutých hnacích trysek a průřezu otvoru hnané dýzy.

Jak již bylo zmíněno dříve, bylo nutné upravit geometrii v okolí trysek a přívodu hnacího vzduchu. Tvar směšovací komory s difuzorem byl přesně zachován. V porovnání s prací [1] byla tato část pouze zkrácena.

Směšovací komora s difuzorem je opatřena šestnácti otvory pro odběr tlaku, nejdříve prvních jedenáct otvorů s roztečí 20 mm a směrem ke konci ejektoru se jejich rozmístění zředňuje. Konečné rozmístění otvorů bylo stanoveno na základě numerického výpočtu ejektoru, resp. vypočteného průběhu tlaku ve směšovací komoře. Vytvořené otvory pro odběr tlaku ve směšovací komoře a difuzoru jsou zachyceny na obr. 3.13.

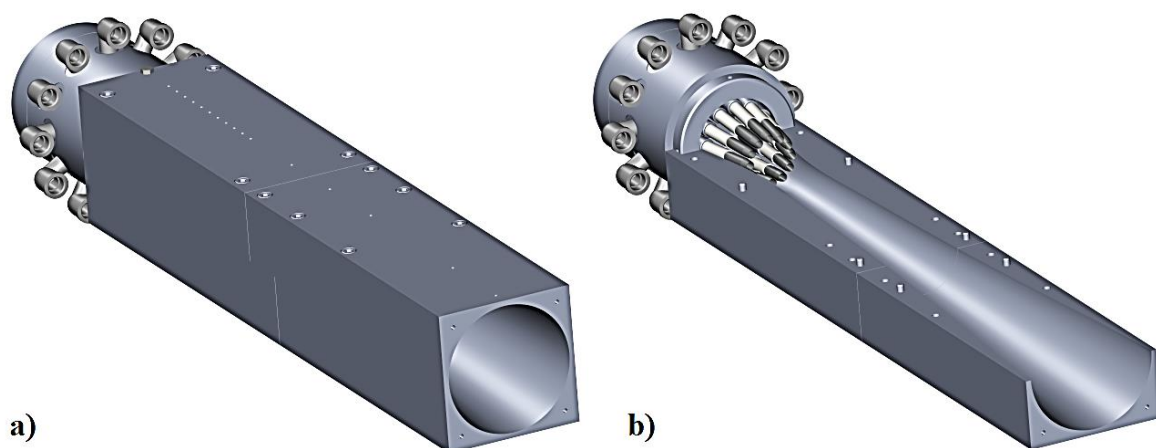


Obr. 3.13 Otvory pro odběr statického tlaku ve směšovací komoře a difuzoru.

3.2.5 Použité materiály a technologie výroby

Vzhledem ke tvarové složitosti a členitosti některých částí byla výroba zadána specializované firmě. Všechny části jsou vyrobeny z duralu, jehož výhodou může být odolnost proti korozi při případné kondenzaci vzdušné vlhkosti na vnitřních stěnách ejektoru. Části tvořící jednotlivé nadzvukové trysky a vstupní dýza byly vyráběny soustružením. Část pro přívod hnacího vzduchu byla vyráběna na víceosém obráběcím centru. Čtyři části tvořící směšovací komoru a difuzor byly vyráběny frézováním. Výsledná povrchová drsnost všech částí u ploch, které jsou ve styku s proudícím vzduchem, je $R_a = 1,6 \mu\text{m}$.

Na obr. 3.14 je zobrazen počítačový 3D model navrženého nadzvukového ejektoru. Pohled na hnací trysky vyrobeného ejektoru je na obr. 3.15.



Obr. 3.14 Počítačový 3D model nadzvukového ejektoru: a) kompletně sestavený, b) bez dvou částí tvořících směšovací komoru a difuzor.



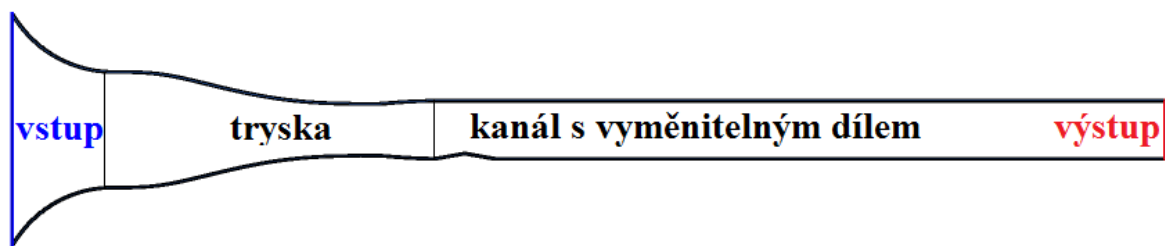
Obr. 3.15 Pohled na hnací trysky vyrobeného nadzvukového ejektoru před konečnou montáží.

4. Numerická simulace aerodynamického tunelu

Proudění v celém kanále měřicího prostoru i v nadzvukovém ejektoru bylo ověřeno v komerčním programu Ansys Fluent 15.0.

4.1 Numerická simulace měřicího prostoru

Měřicí prostor by měl sloužit ke zkoumání dějů pomocí šlírové metody, jenž je svým charakterem vhodná pouze pro 2D případy proudění. Z tohoto důvodu byla i geometrie všech devíti tvarů kanálu modelována jako 2D. Dále byla nastavena dvojnásobná přesnost výpočtu („double precision“). Výpočtové modely všech devíti variant uspořádání obsahují 390 až 394 tisíc 2D výpočtových buněk v závislosti na variantě uspořádání. Výpočetní síť je v nadzvukové části trysek a v oblasti s případným odklonem proudu jemnější v porovnání s oblastmi na začátku a na konci kanálu. Proudění bylo simulováno jako stacionární. Protože je dosahováno vyšších Machových čísel ($M > 0,3$), musel být použit řešič vhodný pro stlačitelné proudění („density-based“). Okrajové podmínky byly nastaveny v závislosti na použitém modelu trysky a nezávisely na tvaru kanálu za tryskou. Na vstupu byla nastavena ve všech případech okrajová podmínka „pressure-inlet“ s hodnotou atmosférického tlaku 101 325 Pa a teplotou 300 K. Na výstupu se počítalo také s teplotou 300 K a s podmínkou „pressure-outlet“. Hodnota tlaku na výstupu byla nastavena na polovinu návrhového tlaku pro danou trysku (absolutně). Bylo by jistě zajímavé nastavit na výstupu podmínku pozvolna klesajícího tlaku, a zachytit tak všechny režimy proudění pro danou trysku, což bylo do jisté míry obsahem práce [2].

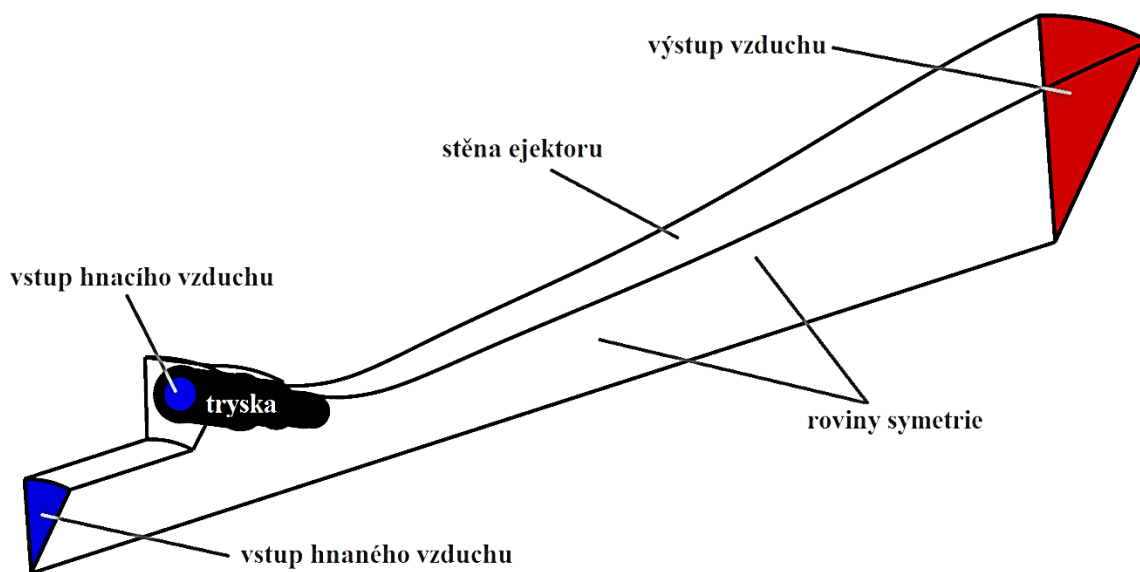


Obr. 4.1 Výpočtová oblast pro simulaci proudění v měřicím prostoru.

Pro výpočet byl použit turbulentní model $k-\omega$ SST kombinující dobré vlastnosti klasického modelu $k-\omega$, například v oblastech u stěn, a vlastnosti modelu $k-\epsilon$, ve volném proudu. Výpočet byl proveden také pro nevazké proudění v kanále („inviscid“).

4.2 Numerická simulace nadzvukového ejektoru

Vzhledem ke složitosti a charakteru jevů, které se při proudění v ejektorech vyskytují a s ohledem na konstrukční uspořádání, nebylo možné v tomto případě řešit proudění jako rovinné nebo osově symetrické. Určitá zjednodušení se vzhledem k rozměrům ejektoru přeci jen udělala. Model byl řešen sice jako 3D, ale pouze jako jedna dvanáctina s okrajovými podmínkami rovin symetrie („symmetry“) svírajícími úhel 30° , aby bylo zachyceno proudění pro jednu celou hnací trysku. Numerický model s vyznačením okrajových podmínek je na obr. 4.2. Uvedeným zjednodušením se výrazně uspořil čas výpočtu z důvodu snížení počtu výpočetních buněk.



Obr. 4.2 Numerický model nadzvukového ejektoru.

Celkem má celá výpočtová oblast téměř 380 tisíc 3D výpočtových buněk. Bohužel však tímto zjednodušením odpadla možnost simulovat proudění v ejektoru pro různý počet

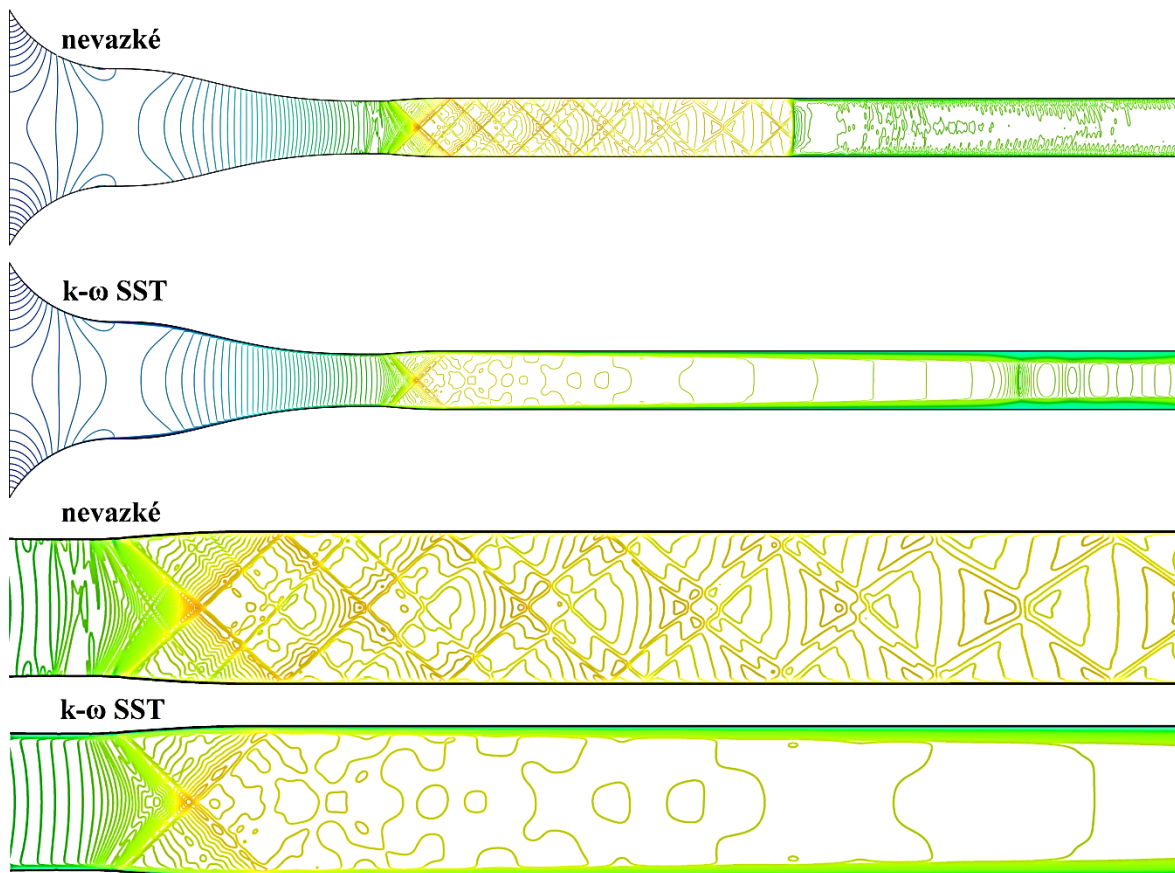
současně zapnutých hnacích trysek. Proudění bylo tedy numericky řešeno pouze pro všech dvanáct hnacích trysek zapnutých současně. Dále bylo proudění řešeno jako časově závislé pro možnost sledování dynamiky proudění. Pro porovnání s předchozí prací [1] byl použit řešič vhodný pro mírně stlačitelné proudění („pressure-based“), který je výhodnější z důvodu lepší konvergence výpočtu při optimalizaci směšovací komory a naklonění hnacích trysek. Na vstupu hnací trysky byla nastavena okrajová podmínka „pressure-inlet“ s hodnotou tlaku 400 000 Pa (absolutně) a teplotou 300 K. Na hnaném vstupu se počítalo také s teplotou 300 K a s podmínkou „pressure-inlet“ a hodnotou 70 000 Pa (absolutně). Hodnota tlaku na výstupu difuzoru s okrajovou podmínkou „pressure-outlet“ byla nastavena na hodnotu atmosférického tlaku 101 325 Pa (za normálních podmínek) a teplota byla opět 300 K. I v tomto případě byl použit turbulentní model $k-\omega$ SST, jehož výhody byly shrnuty v předchozí podkapitole 4.1. Jelikož byl již ze zmíněných důvodů použit řešič pro mírně stlačitelné proudění ($M < 0,3$), a v případě navrženého nadzvukového ejektoru je dosahováno Machových čísel kolem $M = 2,2$, byl celý výpočet proudění proveden i s nastavením řešiče doporučeným pro stlačitelné proudění („density-based“). Všechna ostatní nastavení byla v obou případech shodná.

5. Výsledky numerické simulace

5.1 Výsledky numerické simulace měřicího prostoru

Pro zobrazení proudění v měřicím prostoru bylo použito vykreslení kontur Machova čísla. U variant s tryskou pro návrhové Machovo číslo $M_n = 1,4$ odpovídá jedna čára změně Machova čísla o 0,0184, u variant s tryskou pro $M_n = 1,8$ změně o 0,0218 a u variant s tryskou pro $M_n = 2,2$ změně o 0,0270. Použité rozsahy Machových čísel byly zvoleny podle nejvyšší dosahované hodnoty Machova čísla pro danou trysku. Na následujících obrázcích jsou u každé varianty uspořádání zobrazeny vždy čtyři obrázky vnitřního kanálu, přičemž na prvních dvou je zachycen celý kanál měřicího prostoru, nejdříve pro případ nevazkého (idealizovaného) proudění, a ihned za ním následuje případ vazkého proudění s použitím modelu turbulence $k-\omega$ SST (vliv tření). Protože podzvuková část nadzvukové trysky není z hlediska našeho zkoumání zajímavá, tak jsou na zbývajících dvou obrázcích tyto dva případy pro lepší názornost zvětšeny tak, aby byla zachycena pouze oblast viditelná přes skleněný průzor v případě experimentálního měření na šlírovém přístroji v laboratoři. V této kapitole budou popsány především jevy, které jsou zachyceny na zvětšených obrázcích měřicího prostoru.

Varianta s tryskou pro $M_n = 1,4$ a s odklonem proudu o 0° za tryskou (M14RV0)

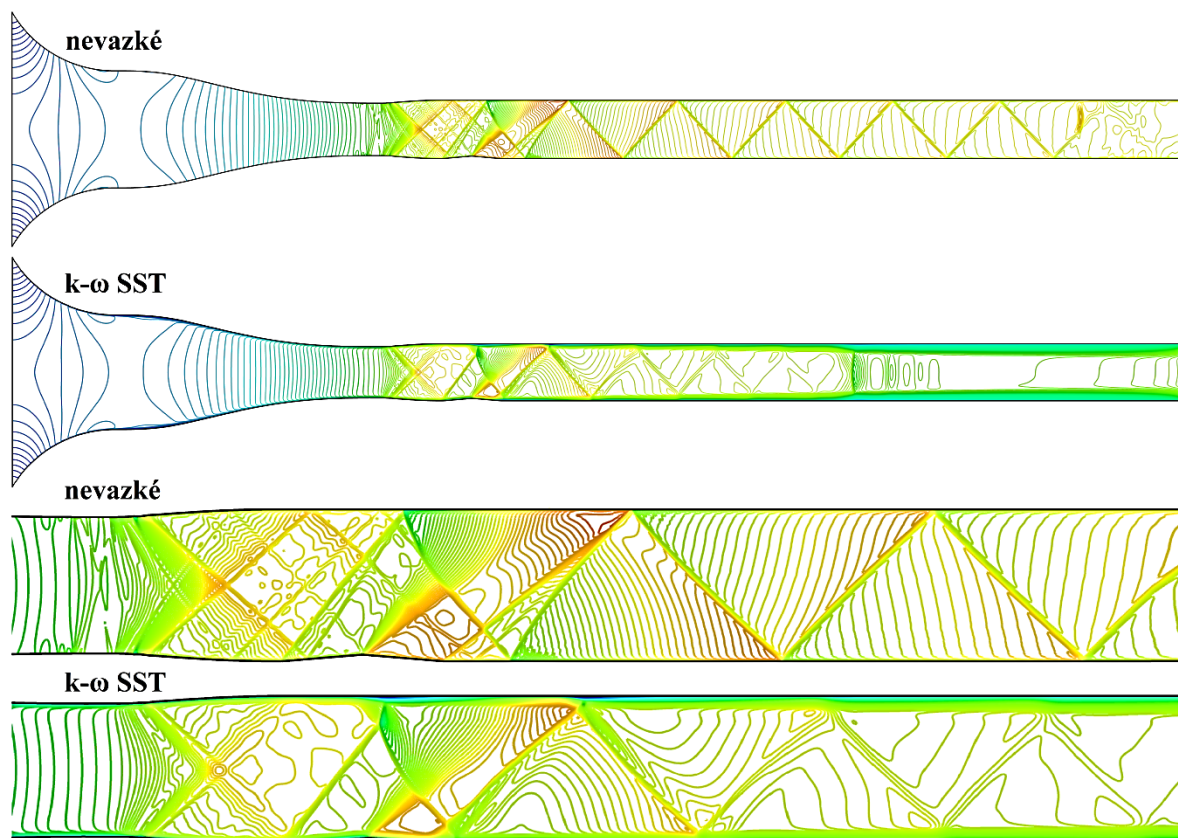


Obr. 5.1 Kontury Machova čísla varianty kanálu M14RV0 pro nevazké proudění a s použitím turbulentního modelu $k-\omega$ SST ($M = 0$ až $1,84$).

Na obr. 5.1 je v případě nevazkého proudění na prvním, resp. třetím obrázku vidět vznik slabých šikmých rázových vln v nadzvukové části trysky, které se šíří v důsledku regulárních odrazů od pevných stěn kanálem dokud se nespojí. Vznik těchto vln je zřejmě způsoben nedokonalostí návrhu dané trysky.

Na druhém, resp. čtvrtém obrázku dochází rovněž ke vzniku šikmých rázových vln v nadzvukové části trysky, ale jelikož se jedná o případ vazkého proudění, dochází k interakci těchto vln s mezní vrstvou a jejich rychlému útlumu. Za výstupem nadzvukové trysky je viditelný růst mezní vrstvy a dochází zde ke zpomalování nadzvukového proudu, což je důsledek Fannova jevu.

Varianta s tryskou pro $M_n = 1,4$ a s odklonem proudu o 5° za tryskou (M14RV5)



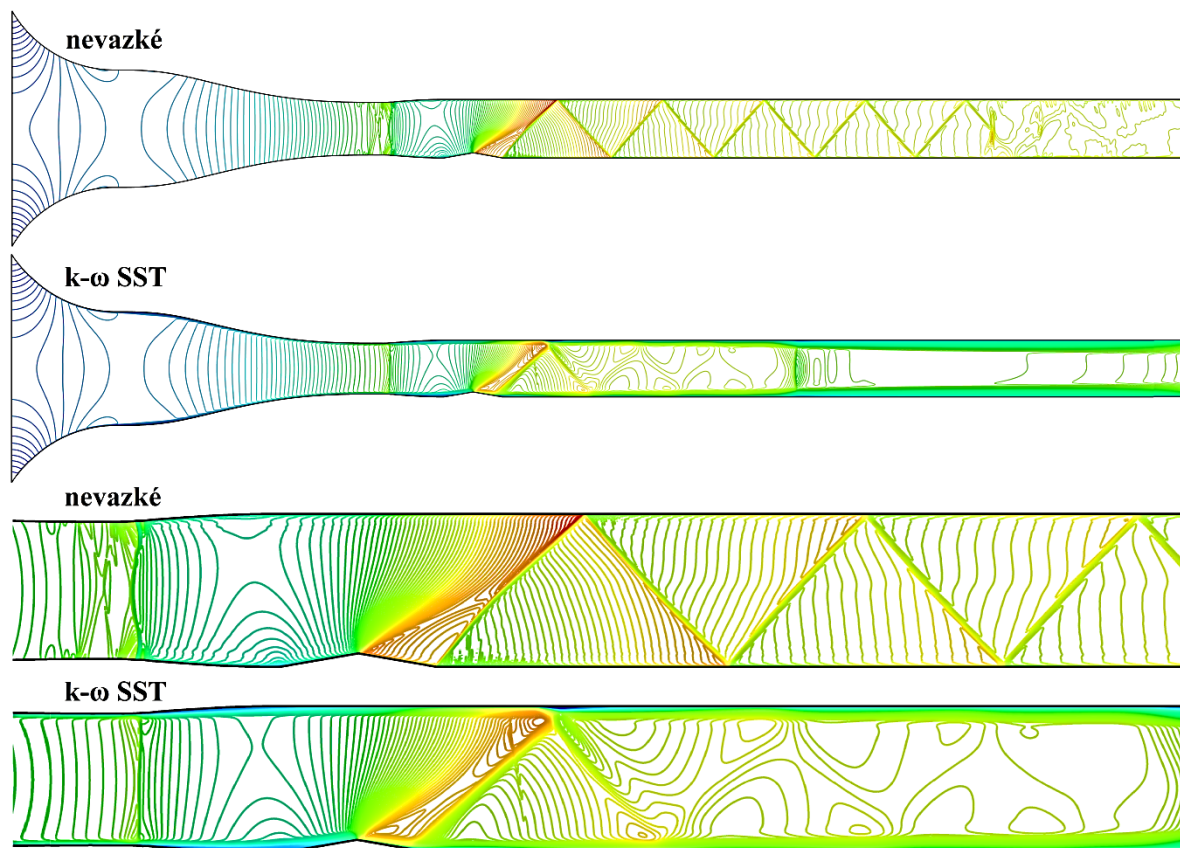
Obr. 5.2 Kontury Machova čísla varianty kanálu M14RV5 pro nevazké proudění a s použitím turbulentního modelu $k-\omega$ SST ($M = 0$ až $1,84$).

I na obr. 5.2 dochází ke vzniku slabých šikmých rázových vln v nadzvukové části trysky, ovšem za výstupním průřezem trysky vlna dopadající před konkávní odklon stěny se ihned spojuje s nově vzniklou slabou šikmou rázovou vlnou na této hraně a tyto spojené vlny se odrážejí od horní stěny kanálu ve formě silné rázové vlny. V případě interakce s druhou konkávní hranou dochází ke vzniku další šikmé rázové vlny. Při interakci proudu s konvexní hranou je vidět jeho urychlení vlivem Prandtlovy - Mayerovy expanze. Současně je zde i zachycena interakce těchto expanzních vln se silnou šikmou rázovou vlnou vzniklou po odrazu od horní stěny kanálu.

U nevazkého proudění se tyto vzniklé šikmé rázové vlny opět odrážejí od stěn kanálu, než dojde k jejich spojení.

V případě vazkého proudění dochází ke stejným jevům jako u nevazkého proudění pouze s rozdílem interakce šikmých rázových vln s mezní vrstvou a k jejímu odtržení, z čehož lze usuzovat, že mezní vrstva má pravděpodobně před dopadem laminární charakter a po dopadu přechází v turbulentní mezní vrstvu. Jako v případě vazkého proudění u varianty bez nerovnosti (M14RV0), dochází i u této varianty ke zpomalování nadzvukového proudu v kanále a růstu mezní vrstvy. Přibližně v poslední třetině délky kanálu je zachycena slabá kolmá rázová vlna.

Varianta s tryskou pro $M_n = 1,4$ a s odklonem proudu o 10° za tryskou (M14RV10)



Obr. 5.3 Kontury Machova čísla varianty kanálu M14RV10 pro nevazké proudění a s použitím turbulentního modelu $k-\omega$ SST ($M = 0$ až $1,84$).

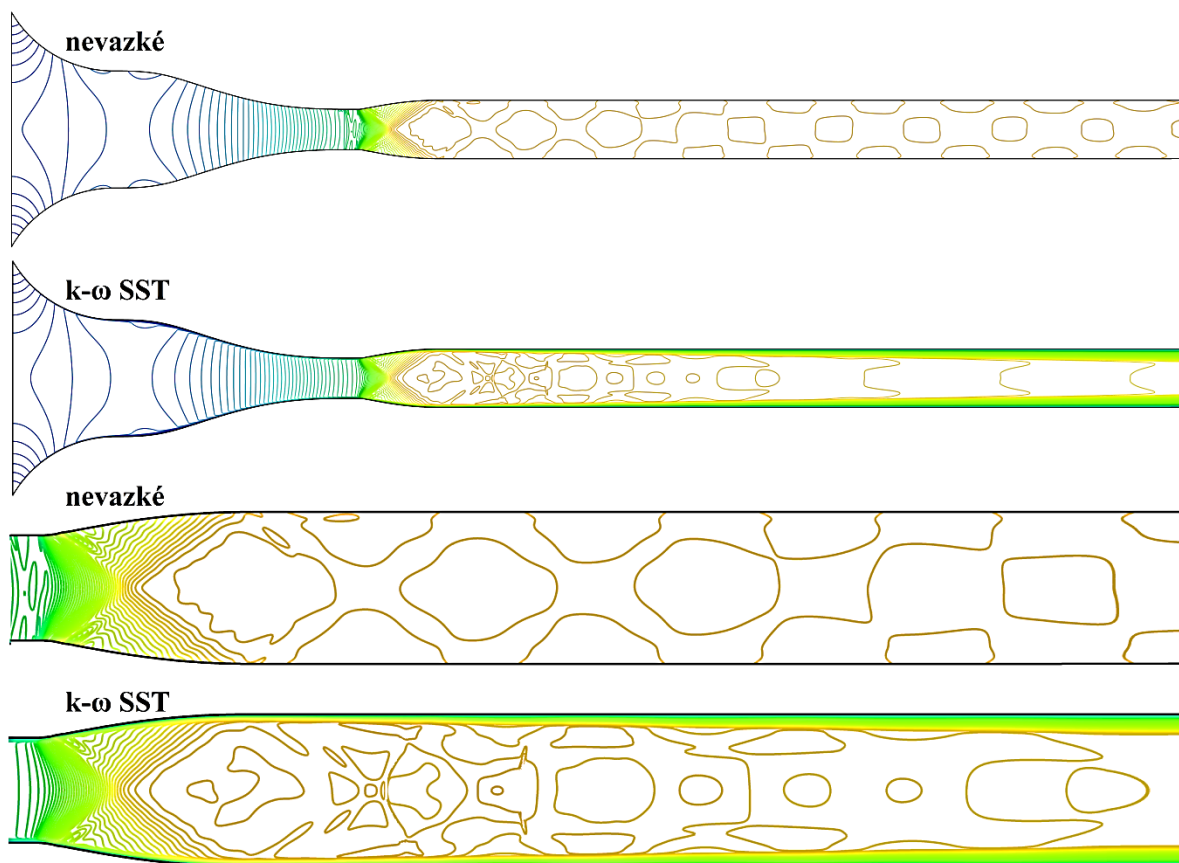
Na obr. 5.3 nedochází ke vzniku šikmých rázových vln v nadzvukové části trysky. V hrdle trysky je vidět vznik kolmé rázové vlny a proudění v rozšiřující se části trysky je

pro nevazký i vazký případ podzvukové. Proud se začíná znovu urychlovat až za první konkávní hranou a v místě konvexní hrany nastávají kritické podmínky proudění. Tato skutečnost je způsobena tím, že v místě nerovnosti s odklonem 10° je kanál zúžen více, než v místě hrdla trysky. V tomto případě lze konvexní hranu této nerovnosti považovat za „nové“ hrdlo celého měřicího prostoru. Za konvexní hranou vzniká Prandtlůva - Mayerova expanze. Na druhé konkávní hraně je již vznik šikmé rázové vlny zachycen. Dále jsou z obrázků v kanále za tryskou vidět podobné jevy jako u varianty M14RV5, ale v důsledku většího odklonu proudu na hranách nerovnosti, je na konvexní hraně Prandtlůva - Mayerova expanze intenzivnější.

V porovnání s předchozí variantou dochází u nevazkého proudění ke spojení šikmých rázových vln blíže k výstupnímu průřezu trysky.

U vazkého proudění dochází také ke zpomalování proudu a růstu mezní vrstvy jako u předešlé varianty. V kanále je zachycena slabá kolmá rázová vlna, ovšem tentokrát je její poloha blíže výstupnímu průřezu trysky. V tomto případě je rovněž zachyceno odtržení mezní vrstvy vlivem dopadu šikmé rázové vlny, vzniklé na druhé konkávní hraně.

Varianta s tryskou pro $M_n = 1,8$ a s odklonem proudu o 0° za tryskou (M18RV0)



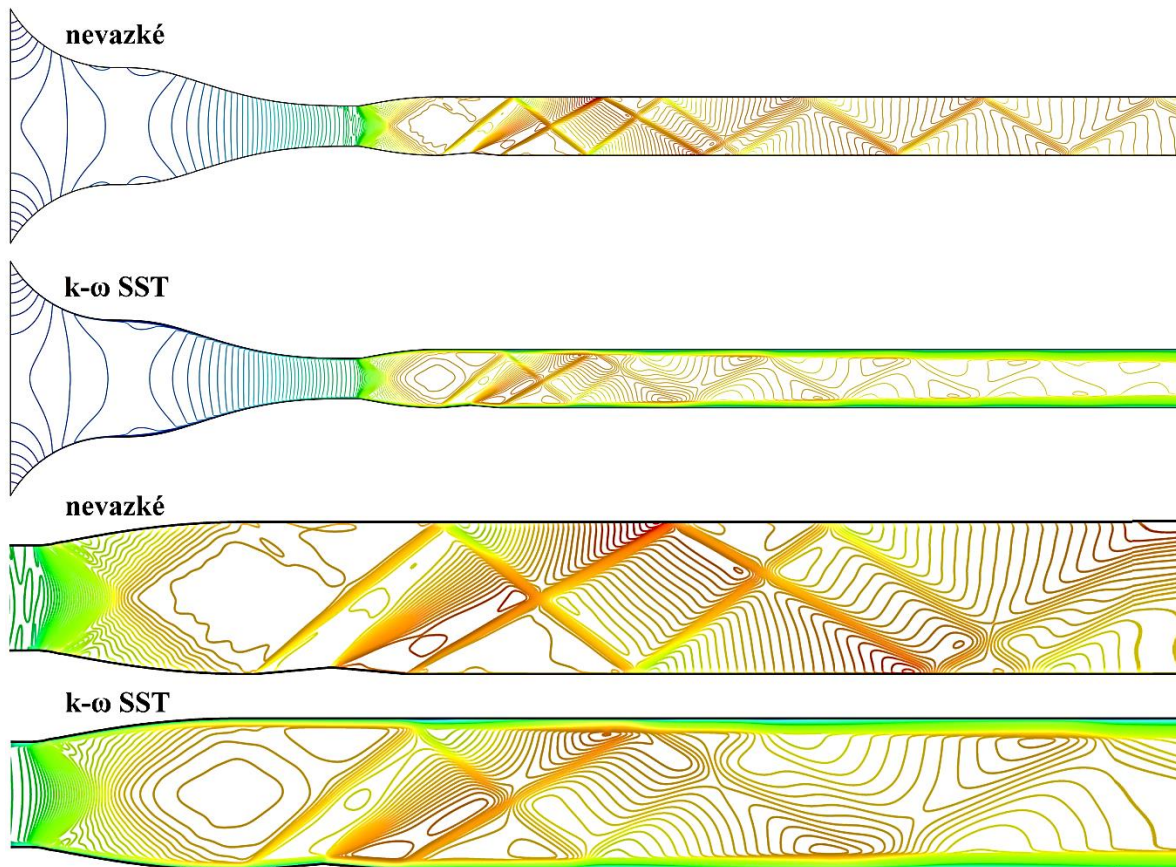
Obr. 5.4 Kontury Machova čísla varianty kanálu M18RV0 pro nevazké proudění a s použitím turbulentního modelu $k-\omega$ SST ($M = 0$ až 2,18).

U varianty s tryskou pro vyšší návrhové Machovo číslo zachycené na obr. 5.4 už nedochází ke vzniku šikmých rázových vln v hrdle, pravděpodobně z důvodu dokonalejšího návrhu trysky.

V nevazkém případě nedochází ke vzniku rázových ani expanzních vln.

Co se týče vazkého proudění, tak je zde opět vlivem Fannova jevu vidět růst mezní vrstvy.

Varianta s tryskou pro $M_n = 1,8$ a s odklonem proudu o 5° za tryskou (M18RV5)



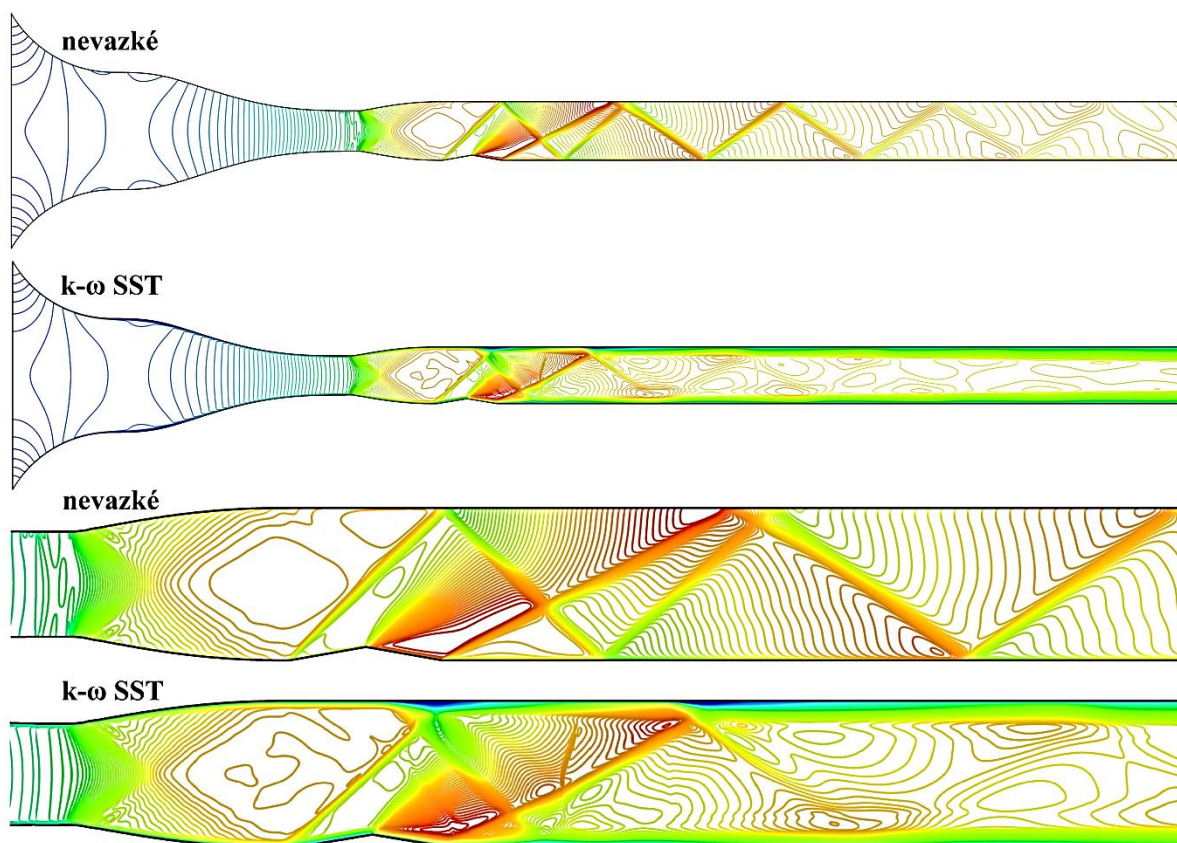
Obr. 5.5 Kontury Machova čísla varianty kanálu M18RV5 pro nevazké proudění a s použitím turbulentního modelu $k-\omega$ SST ($M = 0$ až 2,18).

Ani u varianty zobrazené na obr. 5.5 nedochází ke vzniku šikmých rázových vln v nadzvukové části trysky. V případě nevazkého i vazkého proudění je zobrazen vznik šikmé rázové vlny na konkávní hraně ihned za výstupním průřezem nadzvukové trysky. Na konvexní hraně je i v tomto případě viditelná Prandtlova - Mayerova expanze a na druhé konkávní hraně vznik další šikmé rázové vlny. Obě vzniklé šikmé rázové vlny se šíří kanálem a po několika odrazech dochází k jejich spojení, jelikož se k sobě přiblížily na malou vzdálenost jako dvě vlny stejného druhu.

V nevazkém případě se tato spojení vzniklá šikmá rázová vlna šíří dále kanálem až na jeho konec.

U vazkého proudění dochází k postupným interakcím vzniklých šikmých rázových vln s mezní vrstvou a následně k jejich zeslabování. Jelikož nedochází po dopadu vln k odtržení mezní vrstvy od stěny kanálu a odraz se podobá regulárnímu odrazu od pevné stěny, lze předpokládat, že vzniklá mezní vrstva v kanále je turbulentní.

Varianta s tryskou pro $M_n = 1,8$ a s odklonem proudu o 10° za tryskou (M18RV10)



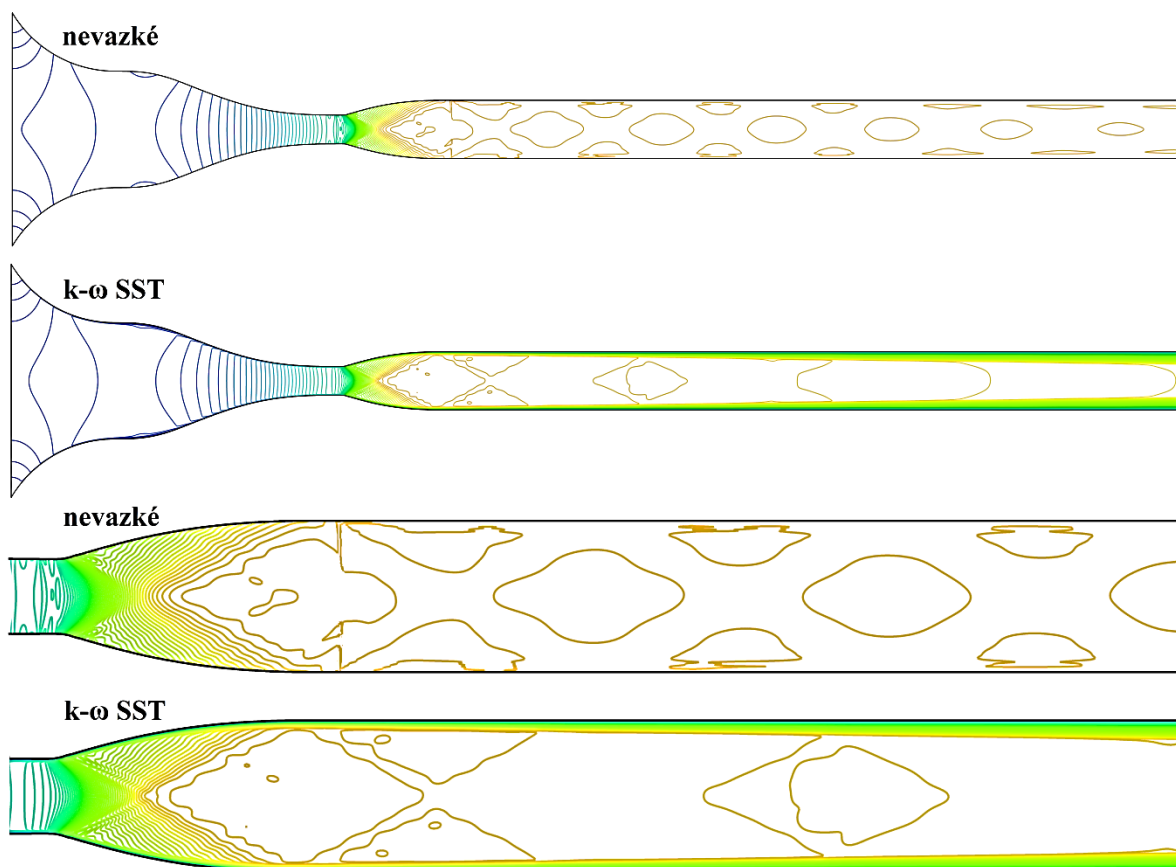
Obr. 5.6 Kontury Machova čísla varianty kanálu M18RV10 pro nevazké proudění a s použitím turbulentního modelu $k-\omega$ SST ($M = 0$ až 2,18).

Případ s vyměnitelným dílem pro větší odklon proudu je podobný předchozímu případu, jen jevy při něm vzniklé jsou intenzivnějšího charakteru. Vlivem většího odklonu proudu dochází i ke spojení dvou šikmých rázových vln, vzniklých na konkávních hranách, blíže výstupnímu průřezu nadzvukové trysky.

V nevazkém případě se spojená šikmá rázová vlna šíří opět celým kanálem až k výstupu měřicího prostoru, kde již téměř zaniká.

U případu s mezní vrstvou dochází k jejímu odtržení a následnému přimknutí v důsledku dopadu obou vzniklých šikmých rázových vln. I zde je zachycen růst mezní vrstvy, a s tím spojené zúžení proudu.

Varianta s tryskou pro $M_n = 2,2$ a s odklonem proudu o 0° za tryskou (M22RV0)

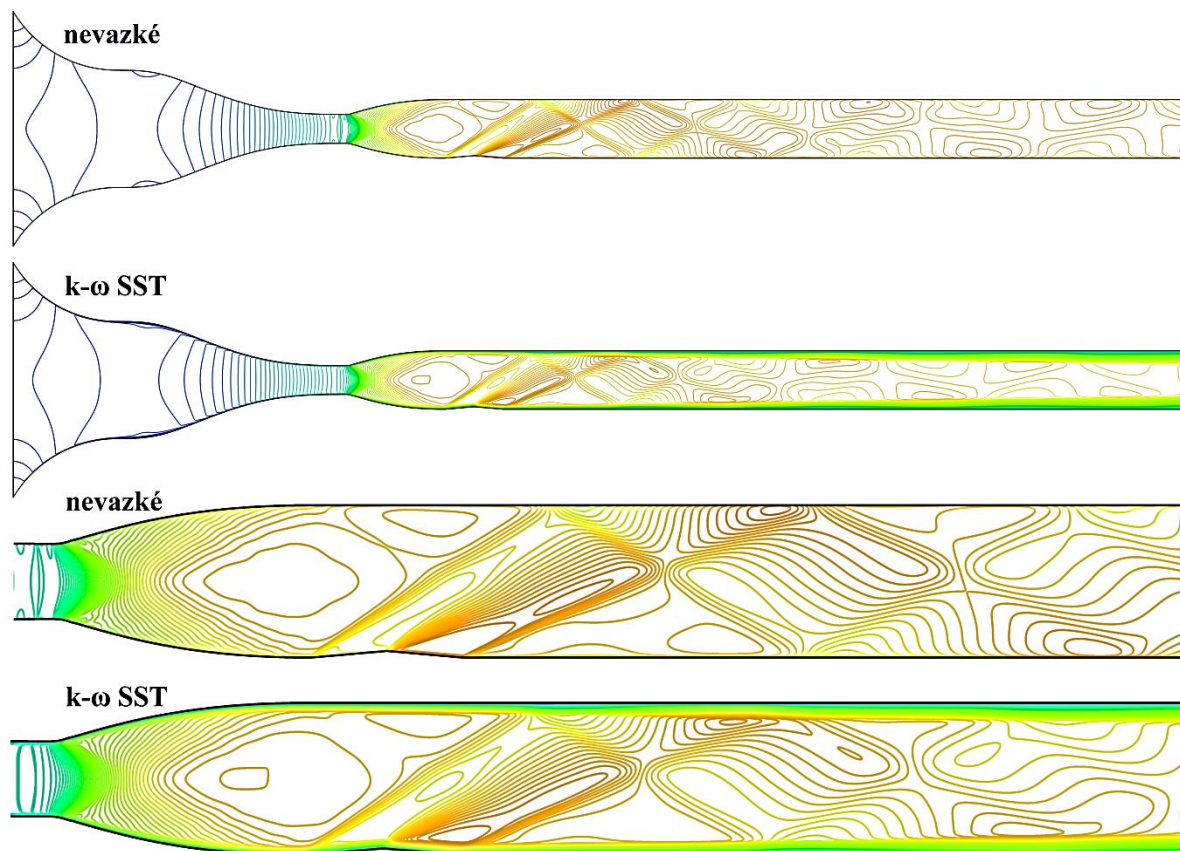


Obr. 5.7 Kontury Machova čísla varianty kanálu M22RV0 pro nevazké proudění a s použitím turbulentního modelu $k-\omega$ SST ($M = 0$ až 2,70).

V případě varianty s tryskou pro největší návrhové Machovo číslo a s vyměnitelným dílem bez nerovnosti nedochází ke vzniku šikmých rázových vln

u nevazkého ani vazkého proudění. Charakter proudění je v obou případech obdobný s variantou M18RV0, jen u této varianty je dosahováno vyšších rychlostí.

Varianta s tryskou pro $M_n = 2,2$ a s odklonem proudu o 5° za tryskou (M22RV5)



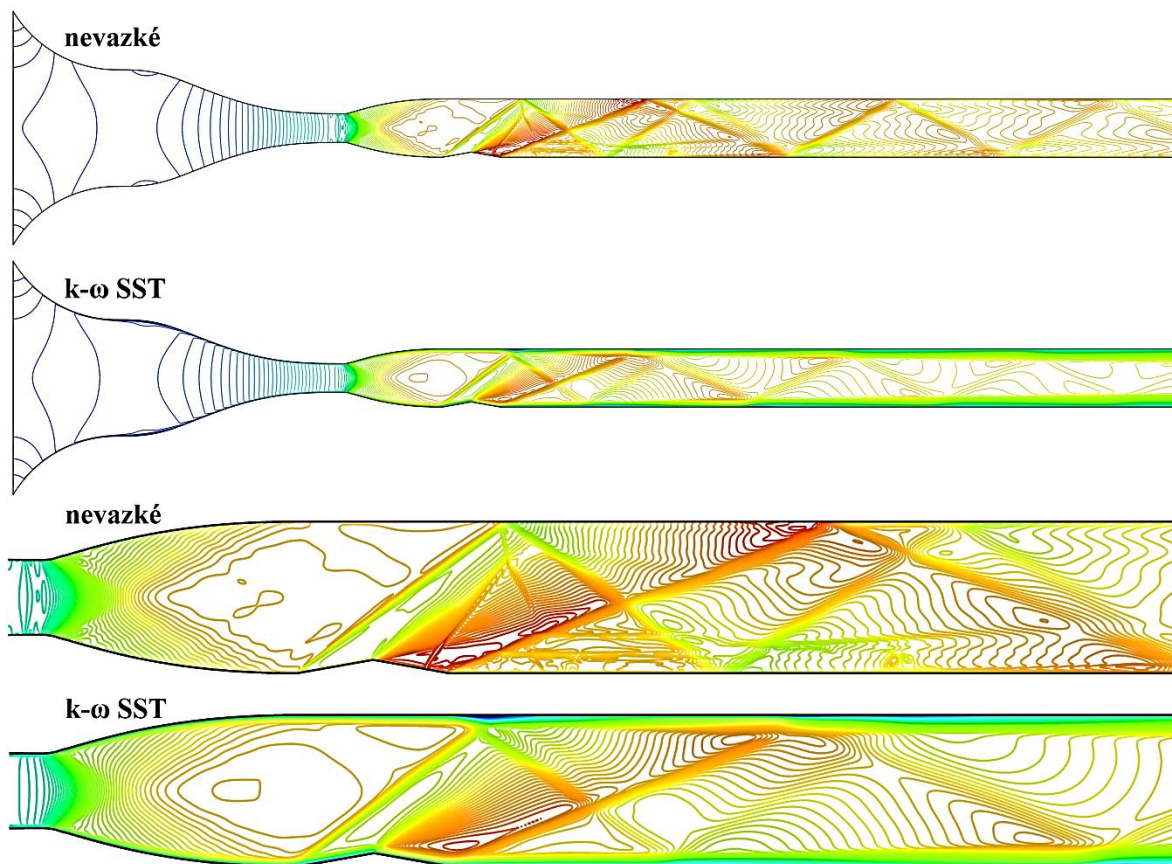
Obr. 5.8 Kontury Machova čísla varianty kanálu M22RV5 pro nevazké proudění a s použitím turbulentního modelu $k-\omega$ SST ($M = 0$ až 2,70).

Jako v předchozích případech variant s tryskami pro nižší návrhová Machova čísla a vyměnitelnými díly s nerovnostmi, dochází i v tomto případě ke vzniku dvou šikmých rázových vln na konkávních hranách kanálu a dále v kanále k jejich zániku. Na konvexní hraně je zachycena opět Prandtlůva - Mayerova expanze.

Případ bez přítomnosti mezní vrstvy je podobný předchozím nevazkým případům u variant pro nižší návrhová Machova čísla.

V případě vazkého proudění nedochází po dopadu šikmých rázových vln k odtržení mezní vrstvy od stěny, podobně jako v případě M18RV5. Lze tedy opět předpokládat, že vzniklá mezní vrstva bude turbulentní, a po dopadu šikmé rázové vlny pouze zvětší svou tloušťku. Fannův jev je pozorovatelný i u této varianty uspořádání.

Varianta s tryskou pro $M_n = 2,2$ a s odklonem proudu o 10° za tryskou (M22RV10)



Obr. 5.9 Kontury Machova čísla varianty kanálu M22RV10 pro nevazké proudění a s použitím turbulentního modelu $k-\omega$ SST ($M = 0$ až 2,70).

U varianty na obr. 5.9 dochází po vzniku šikmých rázových vln na konkávních hranách dále v kanále pravděpodobně k jejich spojení. Zdánlivé spojení obou šikmých rázových vln může být také způsobeno hrubší výpočetní sítí na konci kanálu v porovnání s jemnou sítí ve sledované oblasti.

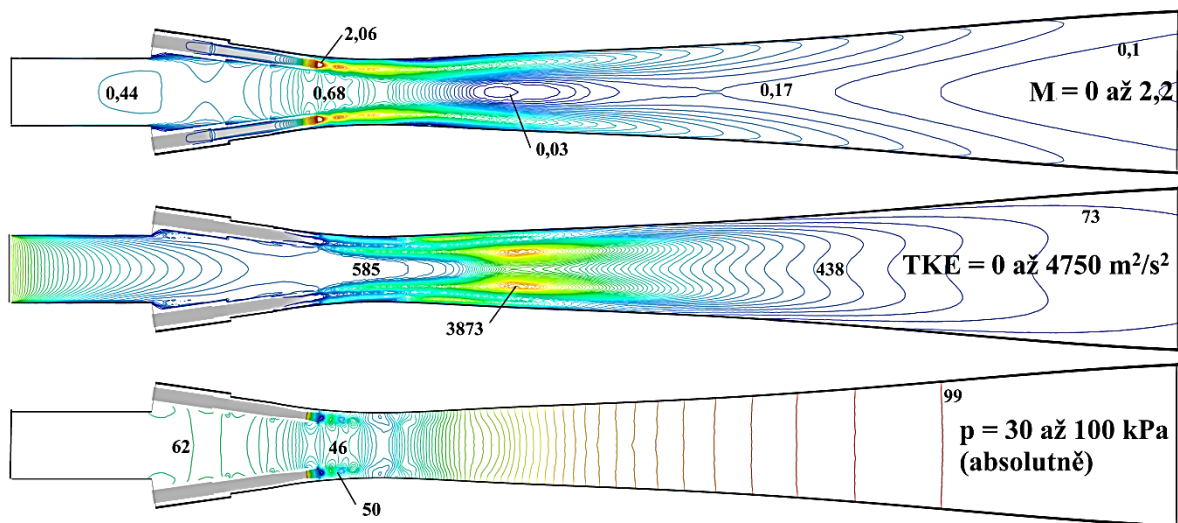
V nevazkém případě dochází při vzniku Prandtlovy - Mayerovy expanze na konvexní hraně k interakci vzniklých expanzních vln.

K odtržení mezní vrstvy na horní stěně dochází při dopadu šikmé rázové vlny, vzniklé na první konkávní hraně, čímž lze opět předpokládat, že před dopadem je mezní vrstva laminární, a po dopadu této vlny přechází v turbulentní mezní vrstvu. Tato úvaha je do jisté míry potvrzena dopadem šikmé rázové vlny vzniklé na druhé konkávní hraně, kdy nedochází k odtržení mezní vrstvy, ale pouze k jejímu růstu, a lze tak tuto mezní vrstvu považovat za turbulentní. Vyrůstající tloušťka mezní vrstvy v kanále ve směru proudění k výstupu měřicího prostoru je způsobena dopady odražených šikmých rázových vln a také účinkem Fannova jevu.

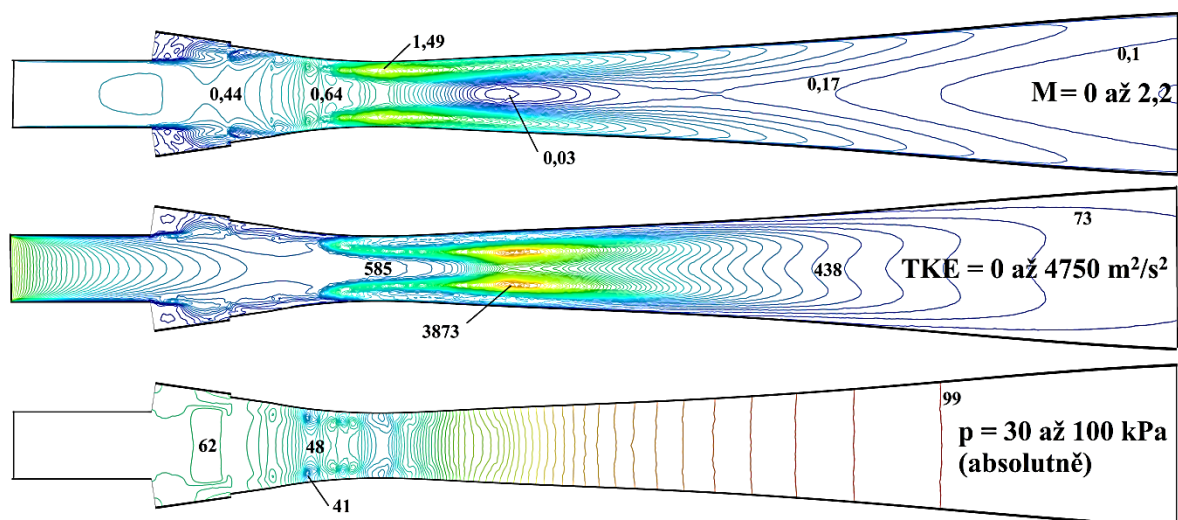
5.2 Výsledky numerické simulace nadzvukového ejektoru

Jak již bylo dříve zmíněno, numerický výpočet nadzvukového ejektoru byl proveden na zjednodušeném modelu umožňujícím simulovat pouze režim se všemi zapnutými hnacími tryskami současně (režim 12 trysek). V následujících dvou podkapitolách jsou zobrazeny kontury Machova čísla, turbulentní kinetické energie a statického tlaku vždy na dvou rovinách. Obě roviny jsou umístěny podélně vzhledem k tělu ejektoru, přičemž první z nich prochází osou ejektoru a zároveň osami dvou protilehlých trysek. Druhá rovina prochází osou ejektoru a prostorem mezi hnacími tryskami. U zobrazených kontur odpovídá jedna čára u Machova čísla změně o 0,034 Mach, u turbulentní kinetické energie změně o $73,1 \text{ m}^2/\text{s}^2$, a u statického tlaku změně o 1,08 kPa.

5.2.1 „Pressure-based“ řešič



Obr. 5.10 Kontury Machova čísla, turbulentní kinetické energie a statického tlaku v rovině procházející osami protilehlých trysek.



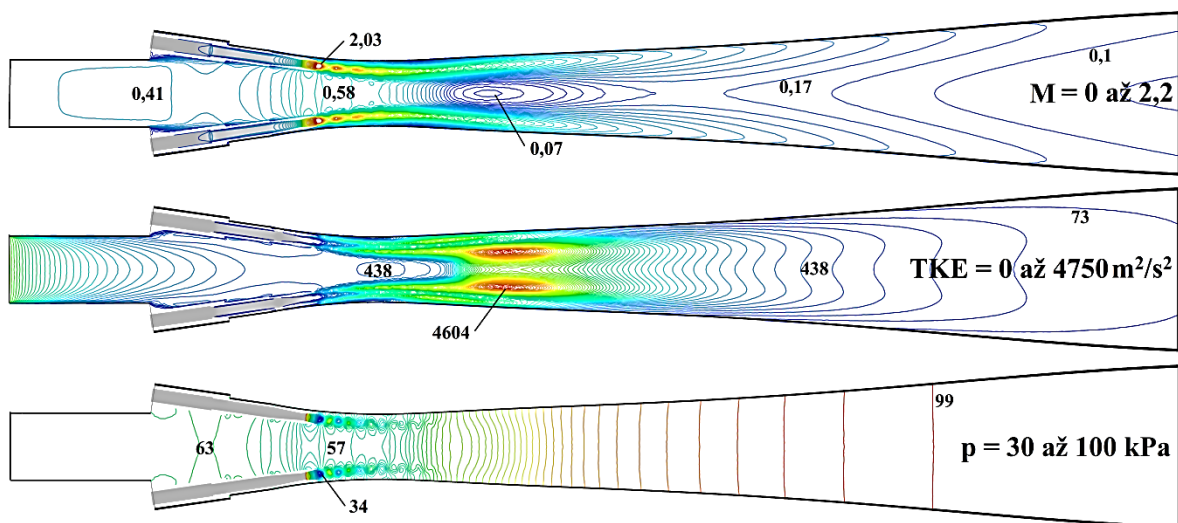
Obr. 5.11 Kontury Machova čísla, turbulentní kinetické energie a statického tlaku v rovině mezi tryskami.

Na obr. 5.10 a obr. 5.11 jsou zobrazeny kontury Machova čísla, turbulentní kinetické energie a statického tlaku v nadzvukovém ejektoru získané numerickým řešičem

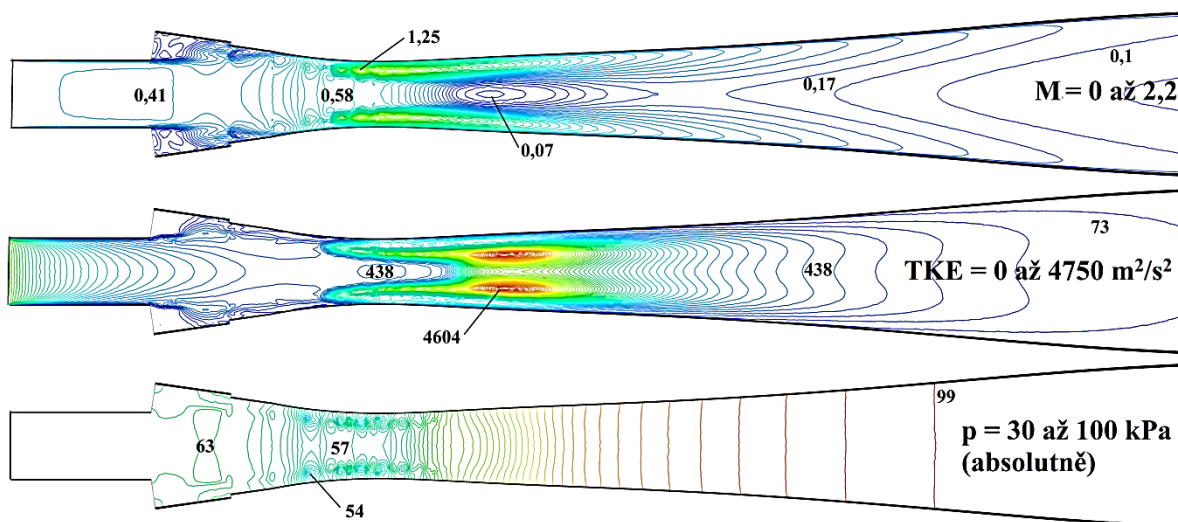
vhodným pro mírně stlačitelné proudění („pressure-based“). Porovnáme-li tyto výsledky s výsledky v práci [1], tak můžeme konstatovat, že rozdíly jsou zanedbatelné. Minimální odchylky ve výsledcích lze přisoudit nezbytné úpravě geometrie samotných hnacích trysek a jejich okolní oblasti v porovnání s modelem uvedeným v práci [1].

5.2.2 „Density-based“ řešič

Na obr. 5.12 a obr. 5.13 jsou zobrazeny kontury Machova čísla, turbulentní kinetické energie a statického tlaku v nadzvukovém ejektoru získané numerickým řešičem vhodným pro stlačitelné proudění („density-based“). V porovnání s výsledky získanými řešičem vhodným pro mírně stlačitelné proudění (viz podkapitola 5.2.1) je u řešiče pro stlačitelné proudění dosahováno menších Machových čísel. Největších rozdílů je dosahováno v oblasti nasávání hnaného vzduchu a v oblastech mezi hnacími tryskami, kde dochází ke směšování hnacích proudů s proudem hnaným. Co se týká oblastí na konci směšovací komory a difuzoru, tak zde nejsou mezi oběma použitými řešiči žádné rozdíly. Za zmínku stojí ještě hodnota turbulentní kinetické energie v oblasti za nejužším místem ejektoru. Zde vidíme, že pro použitý řešič „density-based“ je hodnota turbulentní kinetické energie v porovnání s řešičem „pressure-based“ vyšší, což zřejmě souvisí s větší intenzitou směšování hnacích proudů s hnaným.



Obr. 5.12 Kontury Machova čísla, turbulentní kinetické energie a statického tlaku v rovině procházející osami protilehlých trysek.



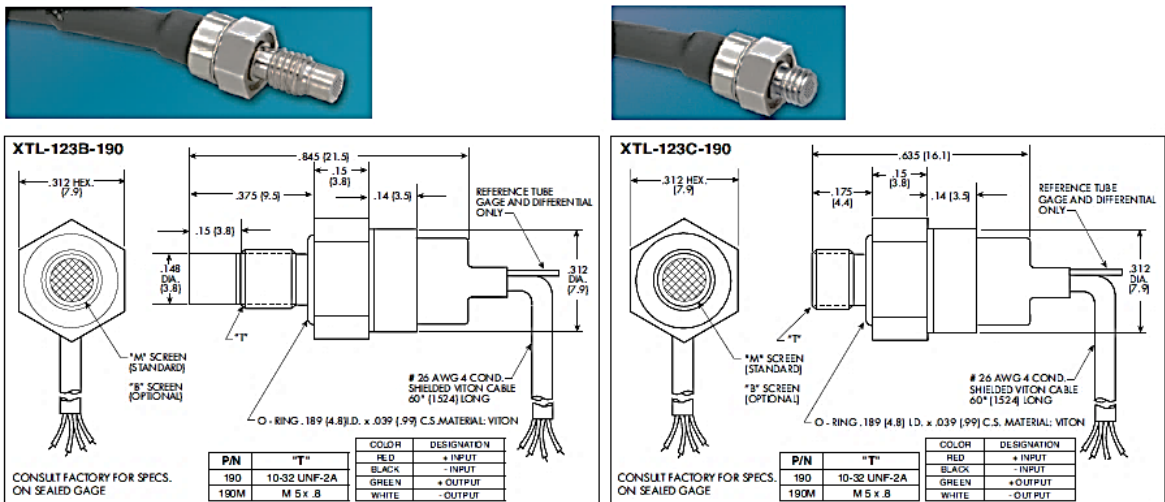
Obr. 5.13 Kontury Machova čísla, turbulentní kinetické energie a statického tlaku v rovině mezi tryskami.

6. Experimentální měření nadzvukového ejektoru

6.1 Měření statického tlaku

Pro měření statického tlaku v nadzvukovém ejektoru bylo použito celkem čtrnáct snímačů tlaku typu XTL-123B-190 a XTL-123C-190 firmy Kulite (obr. 6.1). Snímače jsou schopny zaznamenávat rozsah tlaků od 0 kPa až do 450 kPa (absolutně) v závislosti na typu snímače s frekvencí snímání až 175 kHz. Principem těchto snímačů je využití tzv. piezorezistivního jevu, při kterém dochází za působení mechanického namáhání ke změnám měrného odporu destičky z monokrystalického křemíku. Závislost odporu na mechanickém namáhání lze ještě zvýšit vytvořením vodivých cestiček uspořádaných do Wheatsonova můstku na křemíkové destičce (zvýšení až 30x oproti fóliovým kovovým snímačům). Vodivé cestičky se vytvářejí difuzí stopových prvků, tzv. akceptorů. Tento typ snímačů se vyznačuje vysokou citlivostí piezorezistivního materiálu. Z tohoto důvodu je průměr činné části křemíkové membrány obvykle velký jen několik desetin milimetru. Snímače jsou dlouhodobě stabilní s vysokou využitelností signálu, mají malou hysterezi a opakovatelnost měření je také velmi dobrá. Z důvodu citlivosti křemíkové destičky a přírodních vodičů se nehodí pro měření v agresivních plynech. Pokud je použit snímač za náročnějších podmínek, je obvykle zataven do ochranného pouzdra. [8]

Snímače mají analogový výstup s napětím okolo 100mV. Abychom byli schopni lépe zaznamenávat měřené napětí, byl použit analogový diferenciální zesilovač firmy Dewetron, který napětí snímačů zesílí na 5V nebo 10V. Zesilovač má celkem 16 vstupů pro zapojení tlakových snímačů. Digitalizace analogového signálu je zajištěna pomocí PCI karty umístěné v počítači. Před vlastním měřením byla provedena kalibrace všech snímačů na přístroji Ametek (Obr. 6.2).



Obr. 6.1 Snímače statického tlaku firmy Kulite. [12]



Obr. 6.2 Přístroj Ametek pro kalibraci tlakových snímačů.

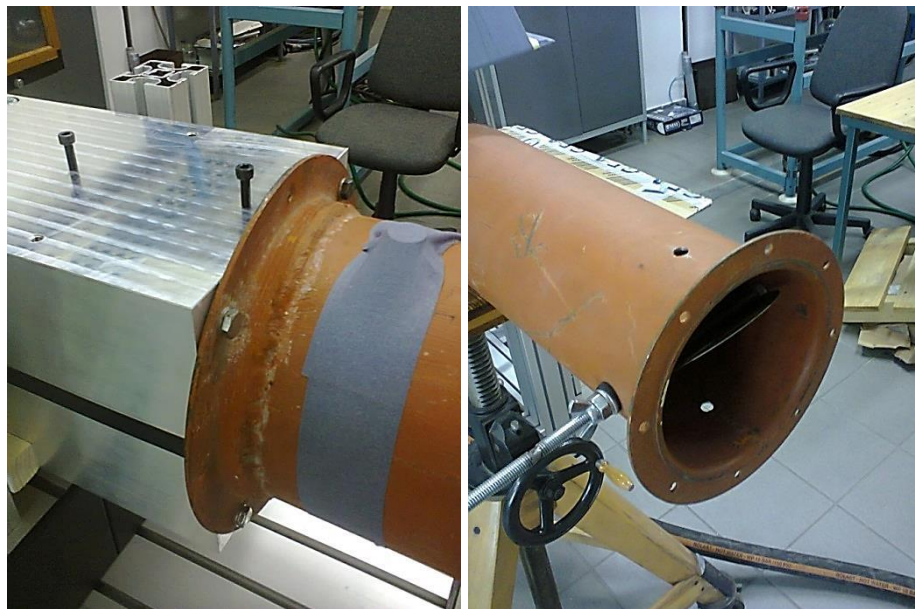
6.2 Popis experimentu

Ověření funkčnosti ejektoru bylo realizováno snímáním statického tlaku podél směšovací komory a difuzoru. Vzhledem k možnosti ovládat každou trysky samostatně, lze nastavit různé konfigurace současně zapnutých trysek. Přívod vzduchu k jednotlivým tryskám je zajištěn z centrálního rozvodu hnacího vzduchu (obr. 6.3) a výkresy jeho hlavních částí jsou také obsahem příloh.



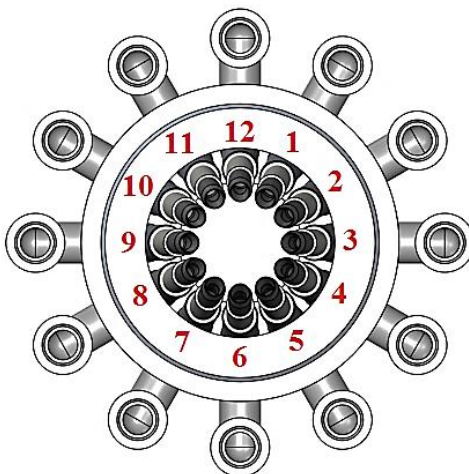
Obr. 6.3 Navržený centrální rozvod hnacího vzduchu s přívodními hadicemi a ovládacími ventily.

Při experimentálním měření všech konfigurací byla měněna hodnota tlaku na výstupu difuzoru, čímž současně docházelo ke změně nasávaného množství hnaného vzduchu. Nastavení tohoto tlaku (protitlaku) bylo vyřešeno připojením ocelové trubky o vnitřním $\varnothing$ 150 mm a délce 1 m na difuzor ejektoru. Na konci této trubky je přestavitelná clona, která svým natočením umožňuje měnit velikost průtočného průřezu na výstupu trubky, a tím zároveň měnit statický tlak (obr. 6.4). Označení všech trysek při experimentu je znázorněno na obr. 6.5. Pro vlastní měření bylo zvoleno 6 konfigurací současně zapnutých trysek tak, aby každá konfigurace byla symetrická podle vodorovné i svislé osy současně. Označení jednotlivých konfigurací je zřejmé z obr. 6.6. Otvory pro odběr statického tlaku ve směšovací komoře jsou na úrovni trysky č. 12, proto byla tato tryska zapnuta při měření každé konfigurace. Dále bylo zvoleno několik různých poloh (zavření) výstupní clony. Změnou polohy clony byla měněna hodnota protitlaku (p_4) na výstupu difuzoru a současně nasávané množství hnaného vzduchu.

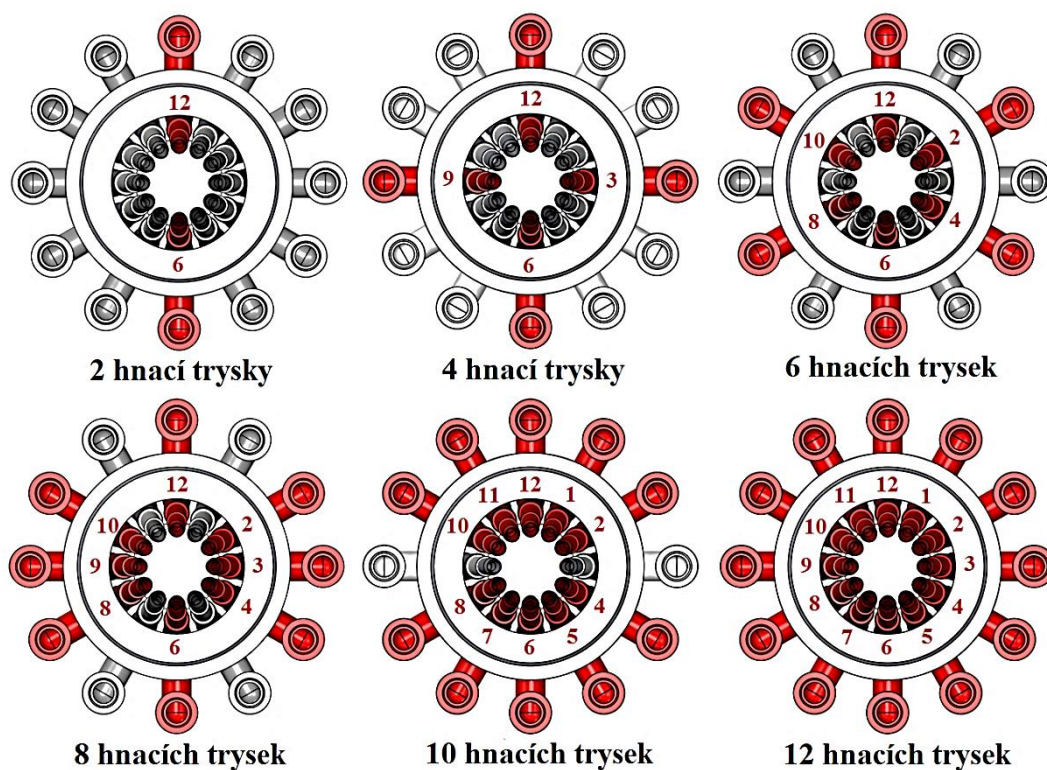


Obr. 6.4 Připojení ocelové trubky k výstupu difuzoru (vlevo) a přestavitelná clona na výstupu trubky (vpravo).

K dispozici bylo čtrnáct snímačů statického tlaku, ale ejektor byl vyroben celkem s devatenácti otvory pro odběr tlaku. Z tohoto důvodu bylo zapotřebí provést nejprve několik prvotních měření, abychom získali základní představu o průběhu tlaku, především ve směšovací komoře ejektoru. Na základě těchto poznatků jsme zvolili vhodné umístění snímačů.

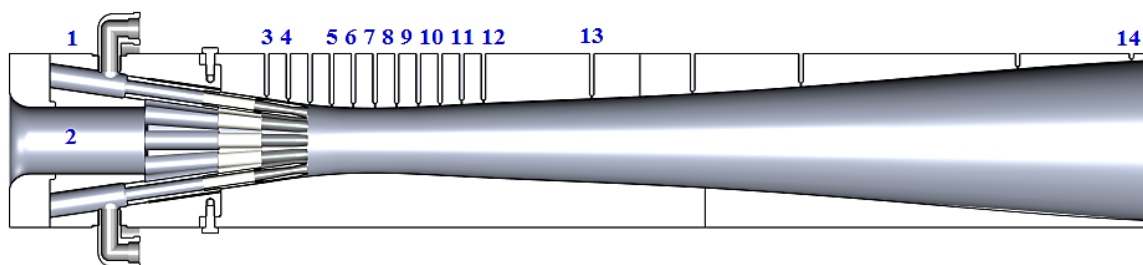


Obr. 6.5 Číselné označení jednotlivých trysek při experimentálním měření (pohled v ose ejektoru směrem od difuzoru k tryskám).



Obr. 6.6 Konfigurace současně zapnutých trysek při experimentálním měření.

Umístění všech snímačů při experimentu je zachyceno na obr. 6.7. Jeden ze snímačů (**1** - obr. 6.7) byl umístěn pro odběr tlaku hnacího vzduchu před vstupem do trysky č. 12. Další snímač (**2**) byl umístěn za dýzu nasávaného vzduchu. Zbýlých dvanáct snímačů bylo rozmístěno ve směšovací komoře a difuzoru. Jejich umístění bylo již zdůvodněno. Jeden snímač byl nainstalován na konec difuzoru pro měření protitlaku (**14**). Schéma měřicí tratě při experimentálním měření je znázorněno na obr. 6.8. Fotodokumentace nadzvukového ejektoru při měření je pak na obr. 6.9.



Obr. 6.7 Umístění tlakových snímačů na nadzvukovém ejektoru při experimentu.

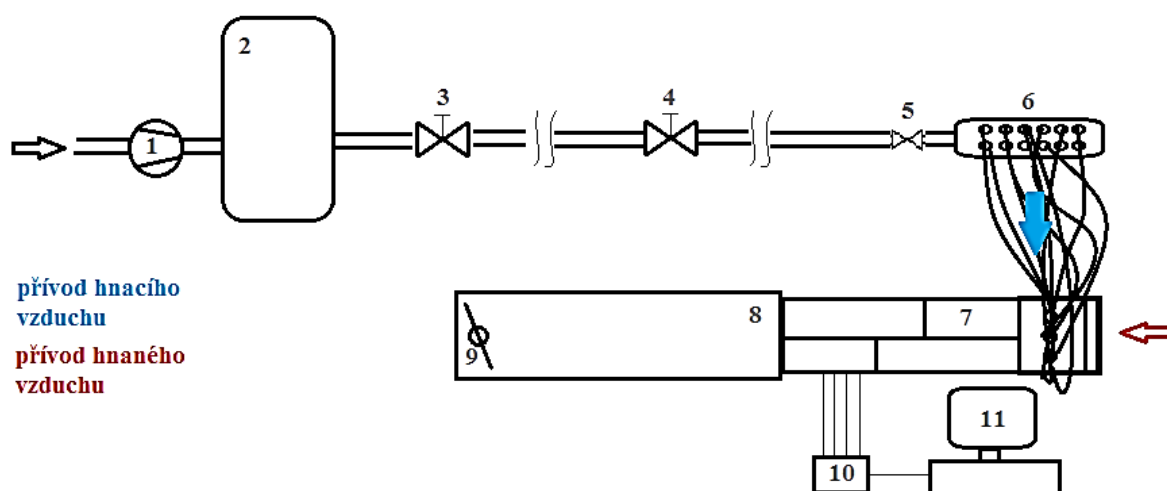
Snímání tlaku hnacího a hnaného proudu - vzdálenost snímače od čelní plochy vstupní dýzy hnaného vzduchu:

1 - 67 mm, **2** - 67 mm, **3** - 237 mm.

Snímání tlaku ve směšovací komoře a difuzoru - vzdálenost snímače od snímače č. **3**:

3 - 0 mm, **4** - 20 mm, **5** - 60 mm, **6** - 80 mm, **7** - 100 mm, **8** - 120 mm, **9** - 140 mm,

10 - 160 mm, **11** - 180 mm, **12** - 200 mm, **13** - 300 mm, **14** - 798 mm.



Obr. 6.8 Schéma měřicí tratě při experimentálním měření: 1 - kompresor, 2 - zásobník stlačeného vzduchu, 3 - ventil pro rozvod vzduchu ze zásobníku, 4 - ventil pro rozvod vzduchu v laboratoři, 5 - ventil pro přívod vzduchu do centrálního rozvodu hnacího vzduchu, 6 - centrální rozvod hnacího vzduchu s přívodními hadicemi k jednotlivým hnacím tryškám, 7 - navržený nadzvukový ejektor, 8 - ocelová trubka s clonou, 9 - clona pro regulaci protitlaku, 10 - zesilovač signálu Dewetron, 11 - PC pro záznam měřených dat.

Postup měření:

Před začátkem vlastního měření byla vždy nejprve zvolena příslušná konfigurace současně zapnutých trysek. Nastavení zvolené konfigurace bylo provedeno nastavením ventilů odpovídajících trysek na centrálním rozvodu hnacího vzduchu (6), viz obr. 6.8, do polohy „zapnuto“. Dále byla nastavena počáteční poloha clony na výstupu připojené trubky. Poté co kompresor vytvořil dostatečný tlak v tlakové nádobě (cca 600 kPa), byly

otevřeny ventily pro rozvod vzduchu ze zásobníku do laboratoře (3) a rozvod vzduchu v laboratoři (4). Na měřicím software Dewesoft bylo nastaveno automatické spuštění zaznamenávání měření při překročení hodnoty tlaku o 5 kPa u snímače č. 1. Současně bylo u tohoto snímače nastaveno i ukončení záznamu měření v případě, že hodnota přetlaku byla menší než 5 kPa. Tímto se do jisté míry zjednodušil průběh měření a stačilo vždy jen otevřít ventil (5) pro přívod vzduchu k jednotlivým tryškám, a po několika sekundách opět uzavřít. Takto byla proměřena nastavená konfigurace trysek s nastavenou polohou clony na výstupu. V dalším kroku se pouze změnila poloha clony a měření se opakovalo. Uvedeným způsobem byla proměřena vždy příslušná konfigurace trysek pro osm různých poloh clony od polohy maximálního otevření až do polohy úplného zavření.

Pro vyhodnocení naměřených hodnot bylo nutné zavést určitá zjednodušení. Za hodnotu klidového tlaku hnacího prostředí byla uvažována hodnota naměřeného statického tlaku snímačem č. 1. Toto zjednodušení má své opodstatnění vzhledem k tomu, že v místě odběru tlaku, tj. před vstupem vzduchu do hnací trysky, je rychlost proudění téměř nulová. Snímač č. 1 zaznamenává měřený tlak diferenčně vůči atmosférickému tlaku, měří tedy buď přetlak, nebo podtlak. Hodnota klidového tlaku hnacího prostředí se na základě uvedeného předpokladu stanovila pomocí vztahu

$$p_{01} = p_{p1} + p_b, \quad (6.1)$$

kde p_{p1} je naměřený přetlak snímačem č. 1 a p_b je atmosférický tlak okolního prostředí. Dále hustota vzduchu hnacího prostředí byla určena ze vztahu

$$\rho_1 = \frac{p_{p1} + p_b}{rT_1}, \quad (6.2)$$

kde r je individuální plynová konstanta vzduchu a T_1 statická teplota proudícího vzduchu, která je přibližně rovna naměřené okolní teplotě vzduchu v laboratoři T_{ok} .

Pro hodnotu klidového tlaku hnaného prostředí platí vztah

$$p_{02} = p_b. \quad (6.3)$$

Statický tlak na výstupu difuzoru je dán vztahem

$$p_4 = p_{p4} + p_b, \quad (6.4)$$

kde $p_{p4} = p_{p14}$ je přetlak naměřený snímačem č. 14.

Vzhledem k tomu, že všechny hnací trysky jsou navrženy jako nadzvukové, tak bylo hmotnostní množství hnacího vzduchu určeno z Fliegnerova vztahu pro kritický průřez hnací trysky následovně

$$\dot{m}_1 = nA_{1kr}\psi_{\max}p_{01}\sqrt{\frac{2}{rT_{01}}}, \quad (6.5)$$

kde n je počet současně zapnutých hnacích trysek, A_{1kr} je kritický průřez jedné trysky, $\psi_{\max}$ je maximální průtokový součinitel pro vzduch (0,4842) a T_{01} klidová teplota hnacího prostředí, která je přibližně rovna teplotě okolí T_{ok} . Průtočné množství hnaného vzduchu bylo určeno přibližně na základě naměřené tlakové difference v místech před a za dýzou hnaného vzduchu pomocí vztahu

$$\dot{m}_2 = \frac{C}{\sqrt{1-\beta^4}} \varepsilon \frac{\pi}{4} d^2 \sqrt{2\Delta p \rho_2}, \quad (6.6)$$

kde C je součinitel průtoku, β je poměr průměrů hrdla a vstupního průměru dýzy, ε je expanzní součinitel v místě před dýzou, Δp naměřená tlaková difference na dýze a ρ_2 je hustota vzduchu v místě před dýzou. Hodnoty součinitele C se určují z příslušné normy [9] z tabulek nebo pomocí příslušného vztahu jako funkce Reynoldsova čísla a poměru průřezů β . Protože tlak vzduchu před dýzou je roven atmosférickému tlaku, tak platí vztah

$$\Delta p = |p_{p2}|, \quad (6.7)$$

kde p_{p2} je naměřený podtlak snímačem č. 2. Hustota hnaného vzduchu před vstupem do dýzy se počítala ze vztahu

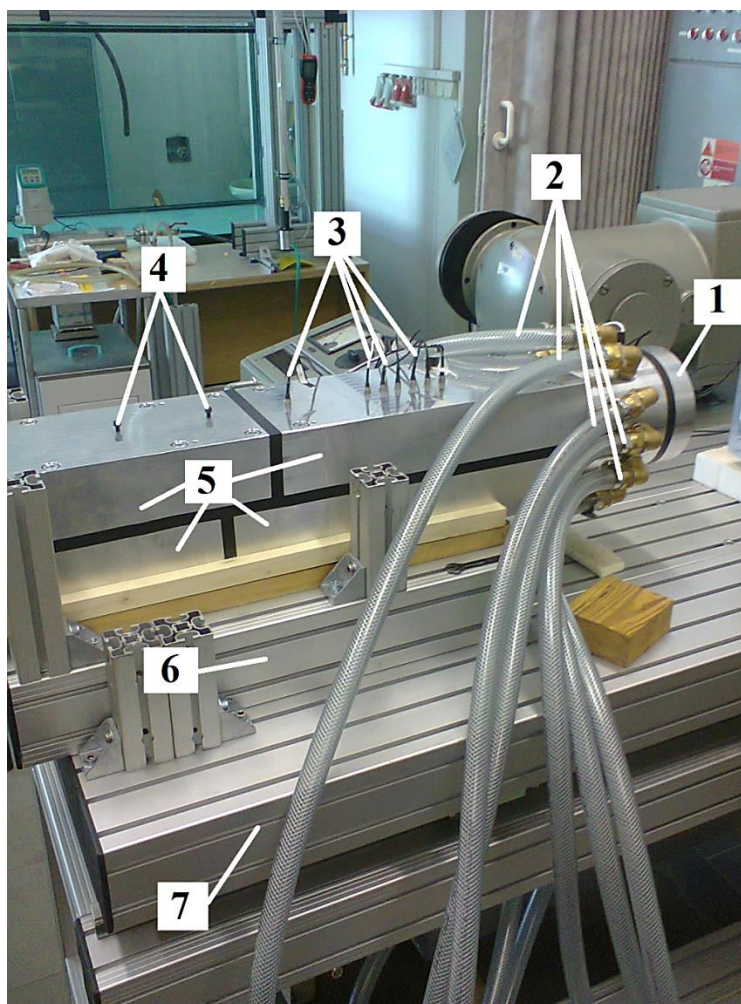
$$\rho_2 = \frac{p_b}{rT_2}, \quad (6.8)$$

kde T_2 je statická teplota vzduchu před vstupem do dýzy a je rovna naměřené teplotě okolí T_{ok} .

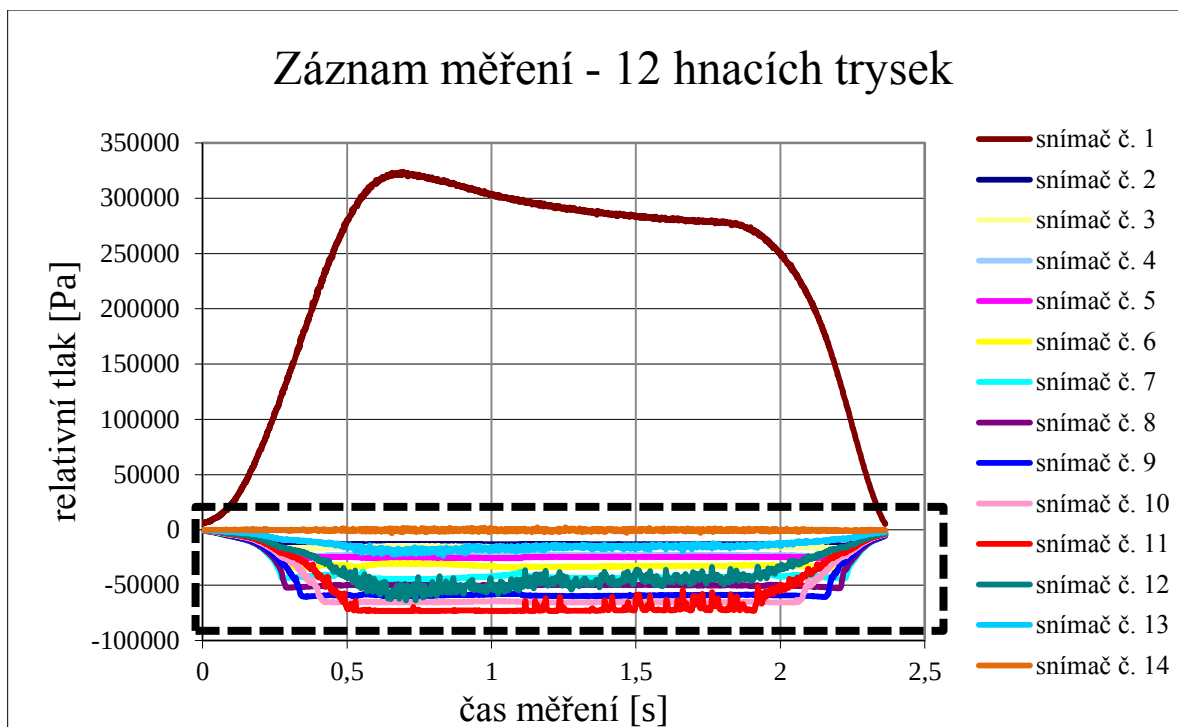
Ze vztahu (2.58) se spočítal ejekční součinitel Γ a ze vztahu (2.60) se určila účinnost η . Z hodnot p_{01} , p_{02} , p_4 , Γ a η jsme nyní schopni sestavit průběhy pracovních charakteristik, $p_4/p_{02} = f(\Gamma)$, a účinností $\eta = f(\Gamma)$ pro všechny zvolené konfigurace trysek a různé hodnoty klidového tlaku hnacího prostředí p_{01} .

Na obr. 6.10 je zachycen průběh všech snímačů, včetně snímače č. 1 pro záznam tlaku hnacího vzduchu, při experimentálním měření s konfigurací 12 hnacích trysek a plně otevřenou clonou na výstupu připojené trubky ($p_4 = p_b$). Záznam měření v tomto případě

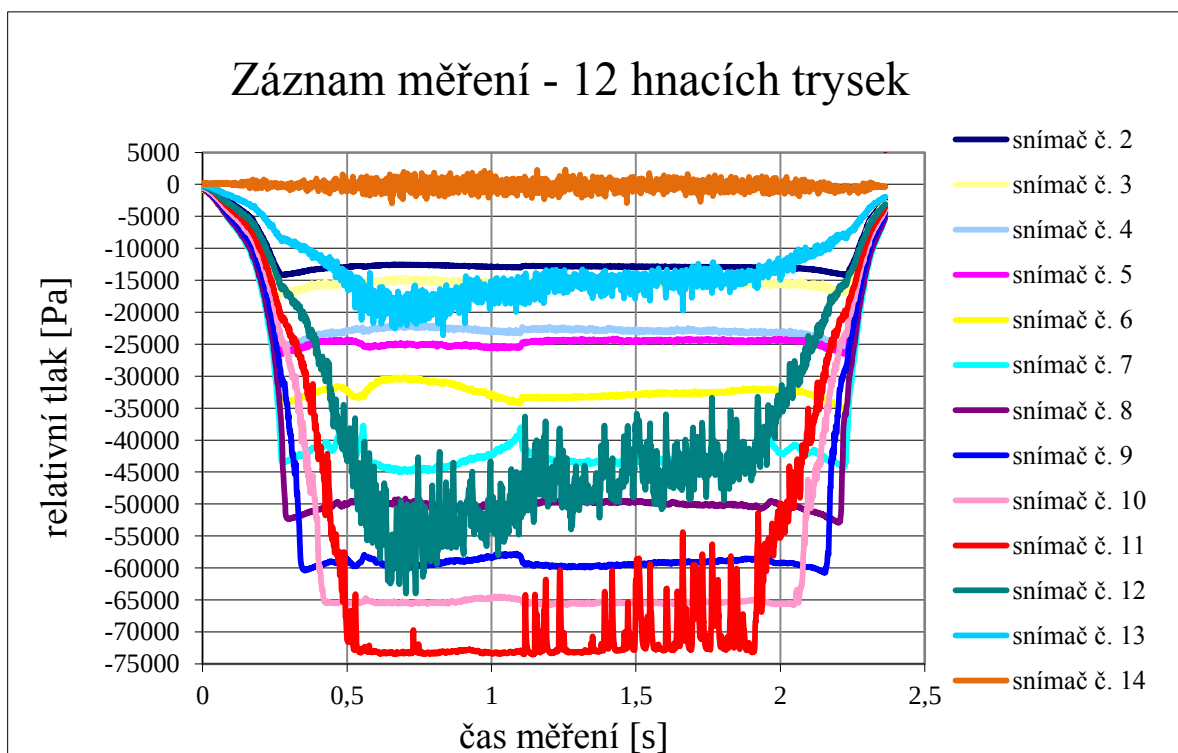
trval cca 2,5 sekundy a frekvence zapisování byla 1 kHz. Na obr. 6.11 je pak tento průběh zvětšen tak, aby byl zobrazen průběh tlaku pouze u snímačů, u kterých je dosahováno tlaku nižšího než atmosférického, tj. podtlaku. Z obou obrázků jsou patrné oscilace některých snímačů. Tyto oscilace mohou být způsobeny charakterem proudění v ejektoru, nebo také mohou být důsledkem příliš vysoké citlivosti některých snímačů.



Obr. 6.9 Nadzvukový ejektor s připojenými hadicemi pro přívod hnacího vzduchu a tlakovými snímači při experimentálním měření: 1 - vstup hnaného vzduchu (dýza ISA 1932), 2 - hadice pro přívod hnacího vzduchu k nadzvukovým tryskám, 3 - snímače statického tlaku na stěně směšovací komory, 4 - šrouby pro utěsnění otvorů bez tlakových snímačů, 5 - díly tvořící směšovací komoru s difuzorem, 6 - duralové profily pro ustavení ejektoru na pracovním stole, 7 - pracovní stůl.



Obr. 6.10 Průběh tlaku u všech čtrnácti tlakových snímačů, umístěných na ejektoru.



Obr. 6.11 Detail průběhu tlaku pouze u snímačů, u kterých je dosahováno podtlaku.

7. Naměřené výsledky

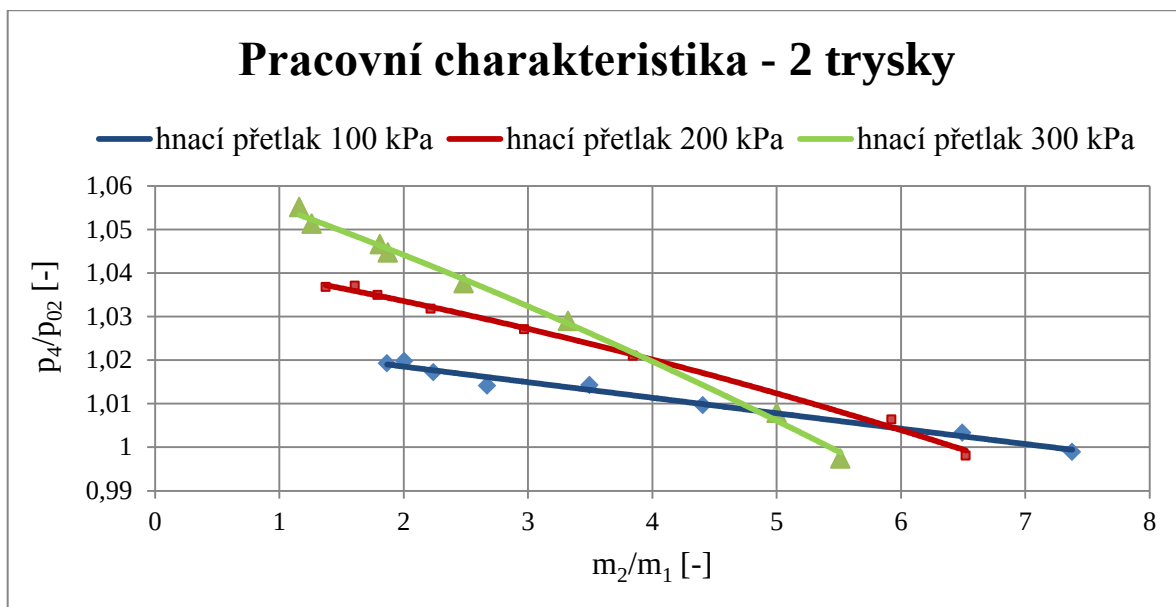
V této kapitole budou uvedeny výsledky získané z experimentálního měření nadzvukového ejektoru pro všechny zvolené konfigurace trysek. Nejprve uvedeme výsledky pro každou konfiguraci samostatně a poté budou porovnány jednotlivé konfigurace mezi sebou.

7.1 Výsledky měření jednotlivých konfigurací trysek

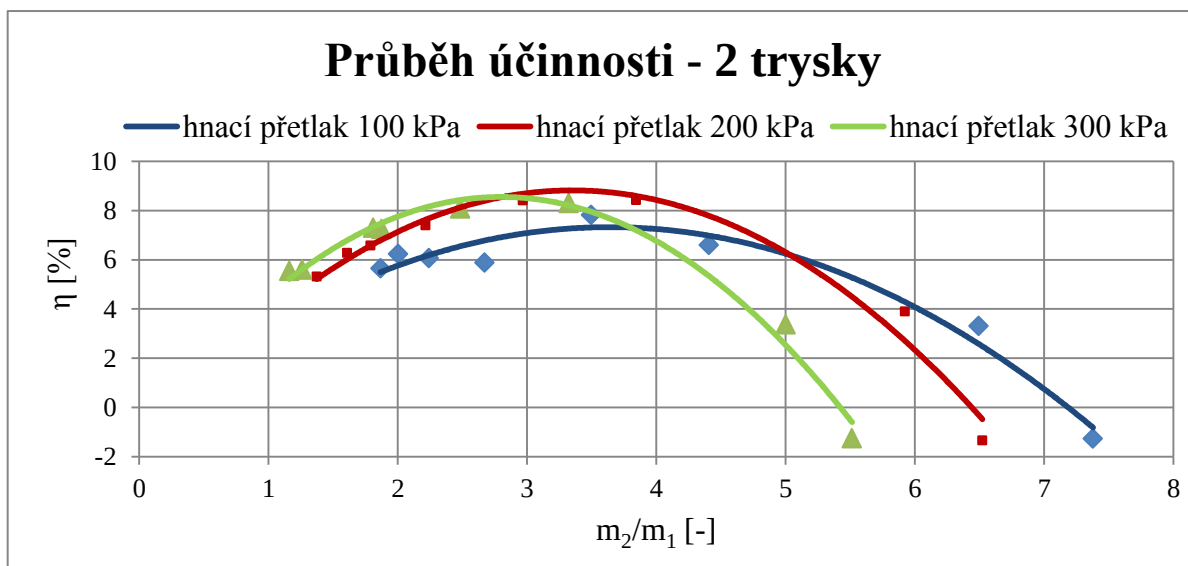
Tabulky naměřených a vypočtených hodnot, ze kterých jsou vytvořeny grafy na následujících obrázcích, jsou součástí příloh. Na obrázcích je u každé konfigurace zobrazena pracovní charakteristika ejektoru, průběh účinnosti a průběh statického tlaku podél směšovací komory a difuzoru. Statický tlak podél směšovací komory a difuzoru je na svislé ose grafu uveden jako relativní tlak (podtlak) vůči atmosférickému tlaku, naměřenému při experimentu $p_b = 96\,140\text{ Pa}$. Na vodorovné ose grafu je uvedeno umístění snímače ve směšovací komoře, které odpovídá vzdálenosti konkrétního snímače od snímače č. 3 (viz podkapitola 6.2). Na obrázcích s průběhem tlaku ve směšovací komoře je také znázorněna poloha nejužšího místa směšovací komory, tzv. „hrdlo“. Uvedené hodnoty statického tlaku jsou střední hodnoty naměřených hodnot při experimentálním měření. Průběh statického tlaku na stěně směšovací komory je naměřen pouze pro případ maximálně otevřené clony ve výstupním potrubí, tj. $p_4 = p_b$.

2 hnací trysky

Na obr. 7.1 a 7.2 jsou uvedené průběhy pracovních charakteristik, resp. průběhy účinnosti v závislosti na ejekčním součiniteli Γ , tj. poměru hnaného a hnacího hmotnostního toku $\Gamma = m_2/m_1$. Na obou obrázcích jsou vyneseny hodnoty pro tři různé hodnoty přetlaku hnacího prostředí (100, 200 a 300) kPa.

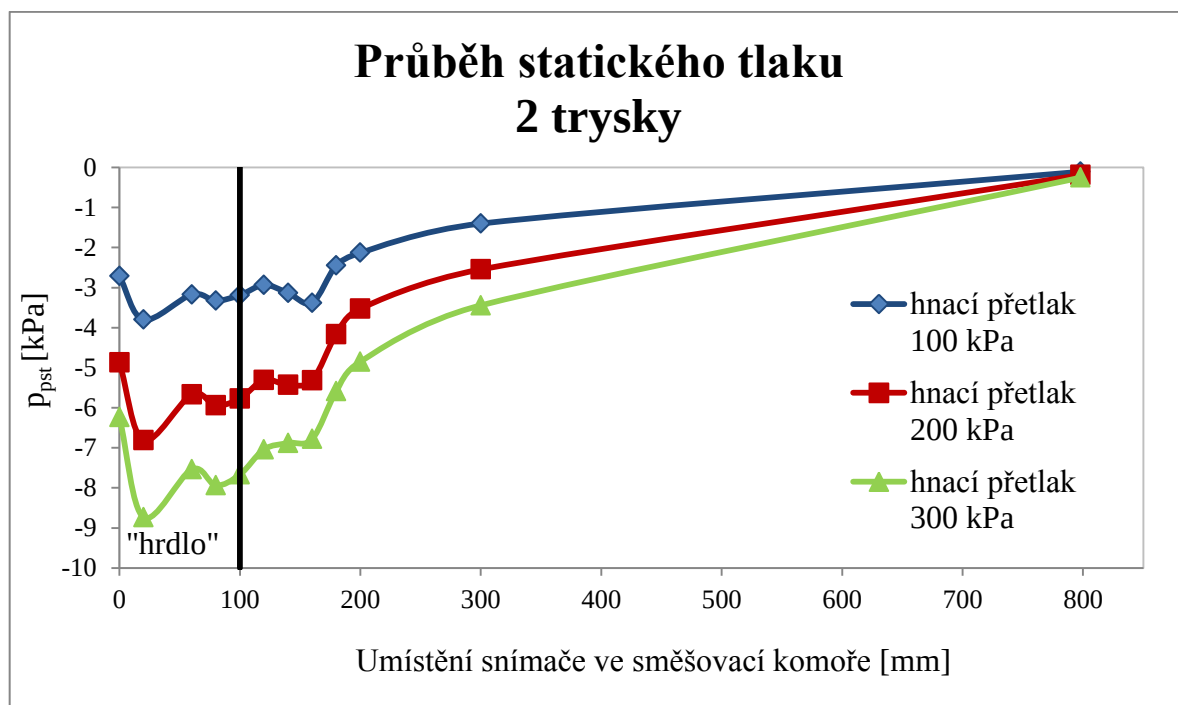


Obr. 7.1 Pracovní charakteristika ejektoru – 2 hnací trysky.



Obr. 7.2 Účinnost ejektoru – 2 hnací trysky.

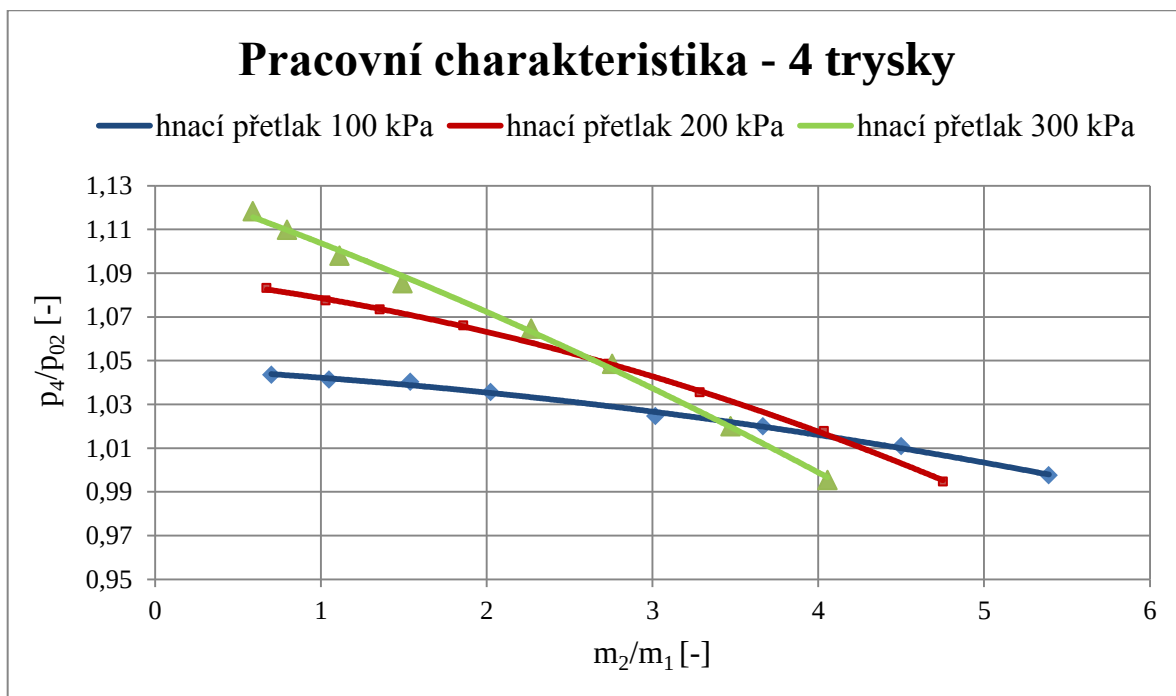
Na obr. 7.2 je s narůstajícím hnacím přetlakem patrný posun maxima účinnosti směrem k nižším hodnotám ejekčního součinitele. Maximální hodnota účinnosti je v tomto případě dosahována pro hnací přetlak 200 kPa.



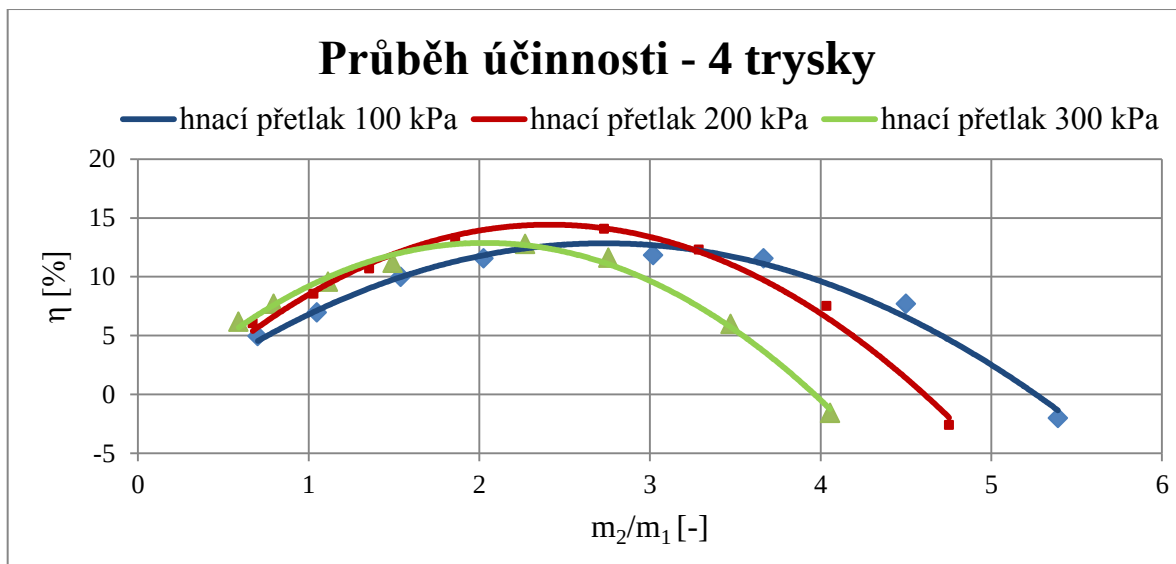
Obr. 7.3 Průběh statického tlaku ve směřovací komoře a difuzoru – 2 hnací trysky.

Průběh statického tlaku na stěně směřovací komory a difuzoru pro tři různé hodnoty přetlaku hnacího prostředí (100, 200 a 300) kPa je zobrazen na obr. 7.3. Z tohoto obrázku jsou pro všechny tři přetlaky hnacího vzduchu patrné mírné oscilace statického tlaku na začátku směřovací komory, které jsou pravděpodobně způsobeny podzvukovým charakterem proudění. V určité vzdálenosti za „hrdlem“ směřovací komory dochází k prudkému nárůstu statického tlaku, což je důsledek směřování obou proudů. Dále již není nárůst statického tlaku tak znatelný, protože začíná patrně převládat vliv tření o stěny směřovací komory a intenzita směřování se zmenšuje. Z obr. 7.3 lze také vyčíst závislost dosaženého podtlaku ve směřovací komoře na přetlaku hnacího prostředí, přičemž hodnoty podtlaku jsou tím vyšší, čím je vyšší hodnota přetlaku hnacího prostředí.

4 hnací trysky



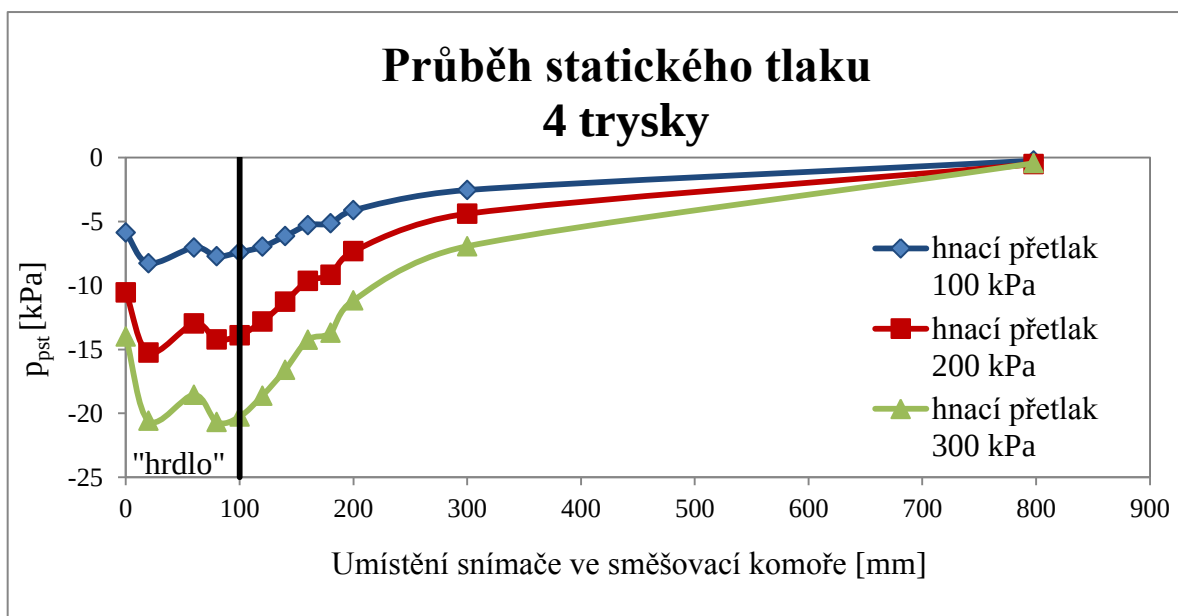
Obr. 7.4 Pracovní charakteristika ejektoru – 4 hnací trysky.



Obr. 7.5 Účinnost ejektoru – 4 hnací trysky.

Pro 4 hnací trysky jsou uvedeny průběhy pracovních charakteristik a účinnosti v závislosti na ejekčním součiniteli Γ na obr. 7.4 a 7.5. Na obou obrázcích jsou vyneseny

hodnoty opět pro tři různé hodnoty přetlaku hnacího prostředí (100, 200 a 300) kPa. Z obr. 7.5 je opět viditelný posun maxima průběhu účinnosti s narůstajícím přetlakem hnacího prostředí směrem k nižším hodnotám ejekčního součinitele. Maximální účinnosti je u této konfigurace dosaženo při hnacím přetlaku 200 kPa.

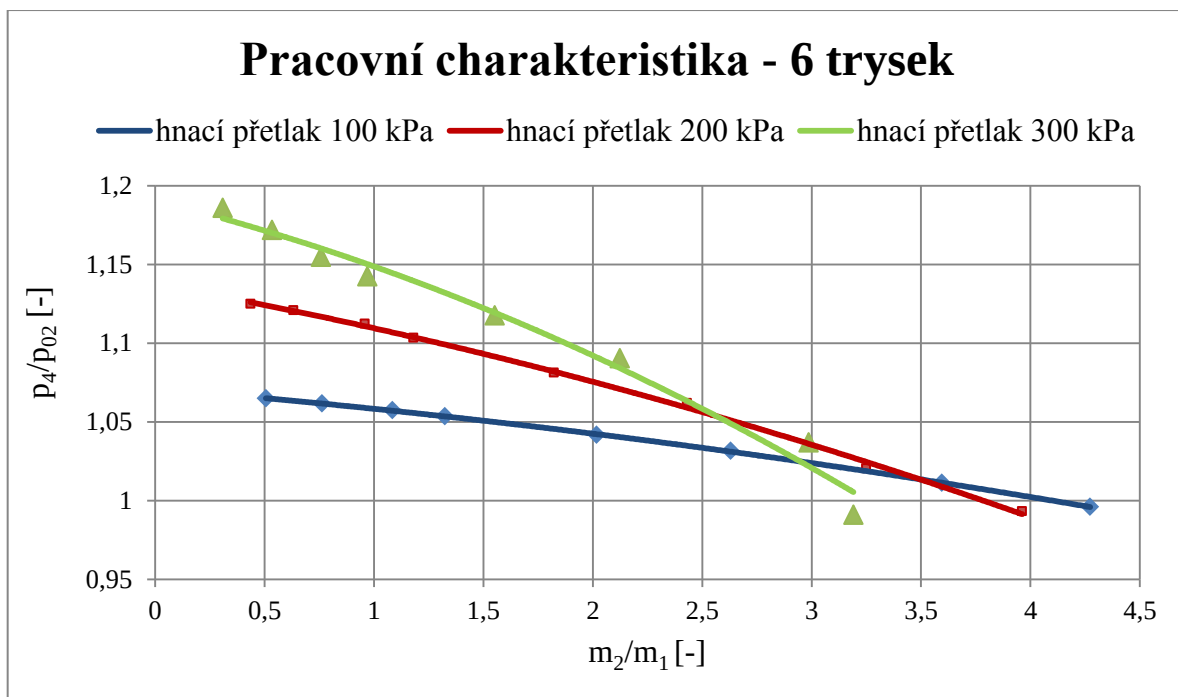


Obr. 7.6 Průběh statického tlaku ve směšovací komoře a difuzoru – 4 hnací trysky.

Na obr. 7.6 je zachycen průběh statického tlaku na stěně směšovací komory a difuzoru pro 4 hnací trysky opět pro tři různé hodnoty přetlaku hnacího prostředí (100, 200 a 300) kPa. Z průběhů pro všechny tři hodnoty přetlaku hnacího vzduchu je vidět, že i při této konfiguraci dochází po prvotní expanzi k prudšímu nárůstu statického tlaku a následně k jeho poklesu. Za „hrdlem“ hodnota statického tlaku narůstá. Co se týče závislosti podtlaku ve směšovací komoře na přetlaku hnacího prostředí, je tato závislost stejná jako pro 2 hnací trysky.

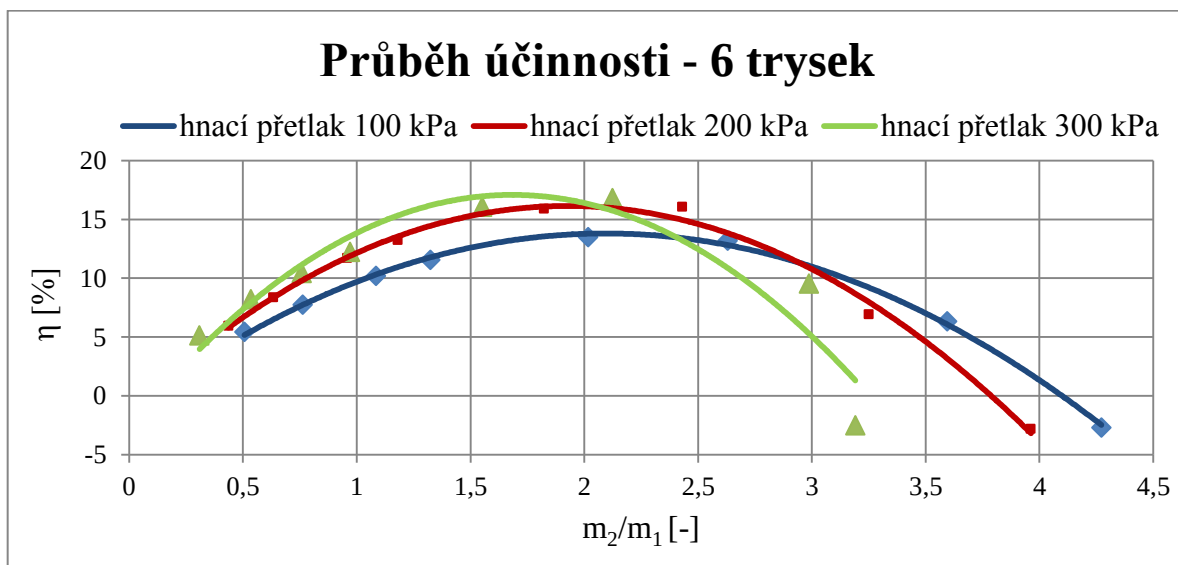
6 hnacích trysek

Pro 6 hnacích trysek jsou zobrazeny průběhy pracovních charakteristik a účinnosti v závislosti na ejekčním součiniteli Γ na obr. 7.7 a 7.8. Na obrázcích jsou vyneseny hodnoty opět pro tři různé hodnoty přetlaku hnacího prostředí (100, 200 a 300) kPa.

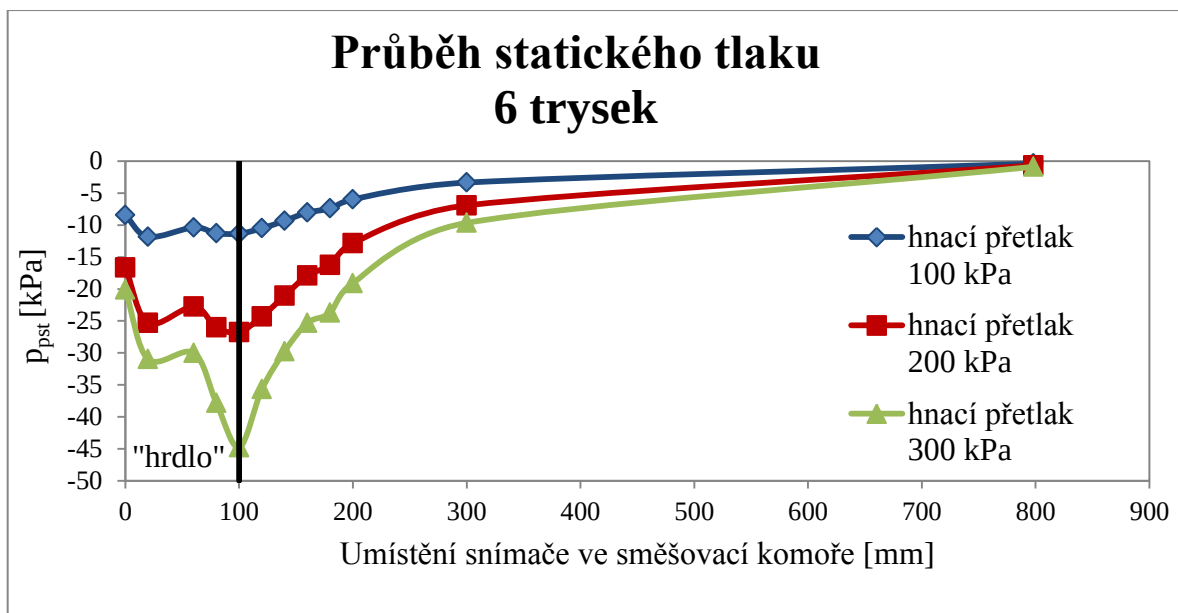


Obr. 7.7 Pracovní charakteristika ejektoru – 6 hnacích trysek.

Na obr. 7.8 je i v tomto případě viditelný posun maxima průběhu účinnosti směrem k nižším hodnotám ejekčního součinitele s rostoucí hodnotou hnacího přetlaku. Maximální hodnoty účinnosti je u této konfigurace trysek dosaženo pro hnací přetlak 300 kPa.



Obr. 7.8 Účinnosti ejektoru – 6 hnacích trysek.

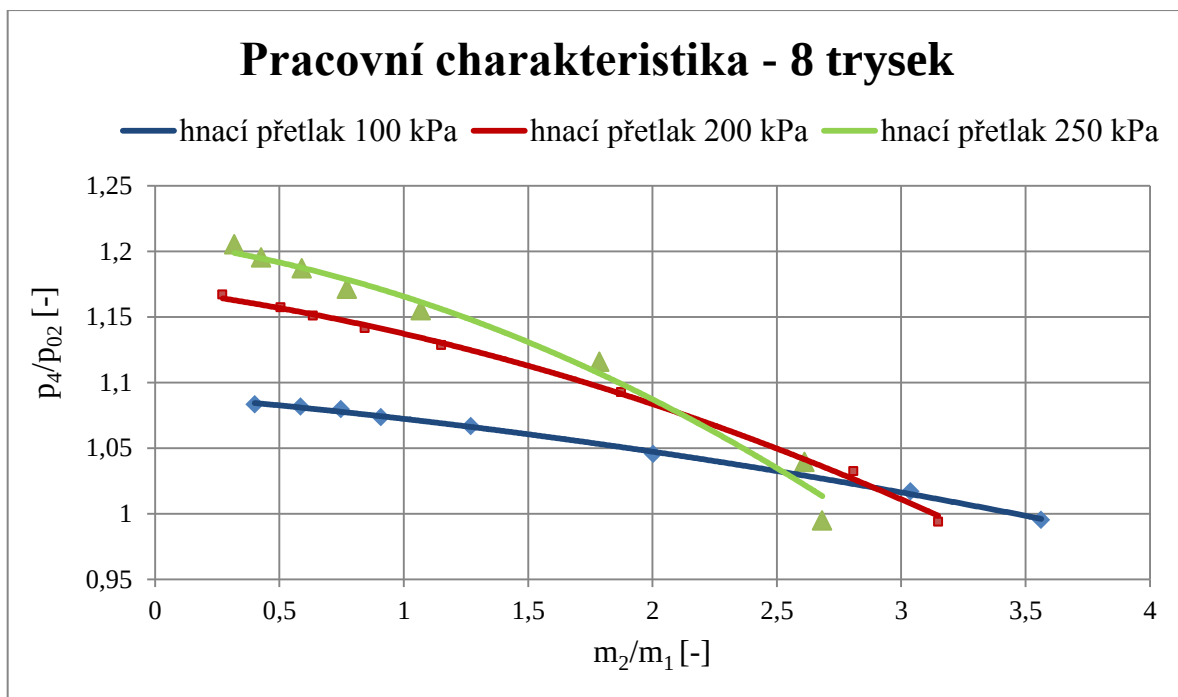


Obr. 7.9 Průběh statického tlaku ve směšovací komoře a difuzoru – 6 hnacích trysek.

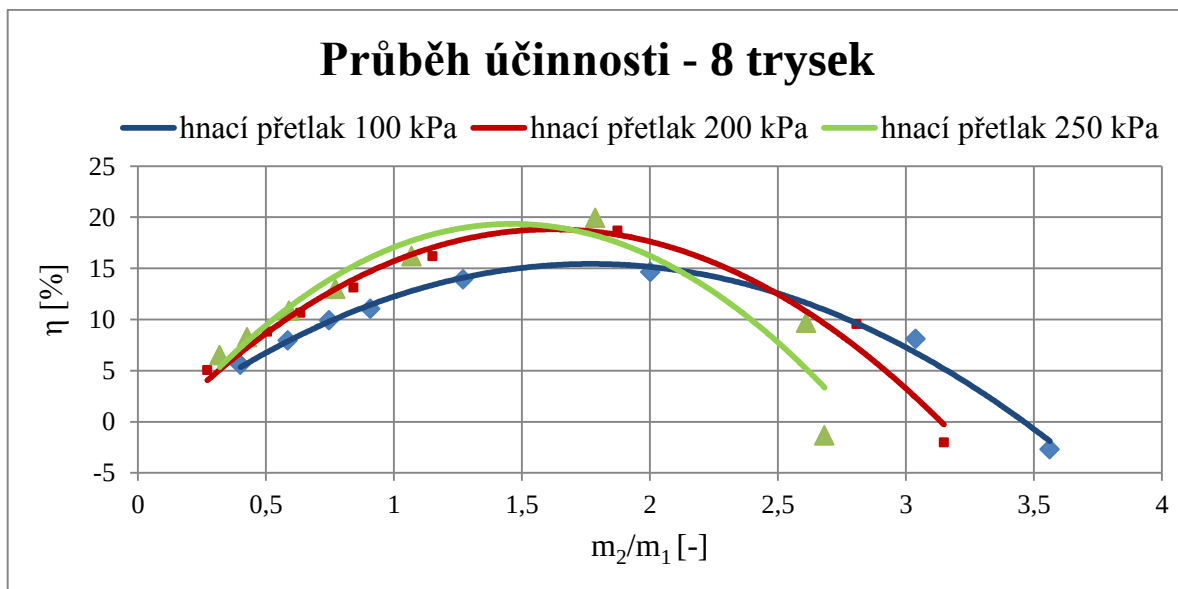
Na obr. 7.9 je průběh statického tlaku na stěně směšovací komory a difuzoru pro 6 hnacích trysek, a i v tomto případě pro tři různé hodnoty přetlaku hnacího prostředí (100, 200 a 300) kPa. U všech tří průběhů dochází po počáteční expanzi už jen k mírnějšímu nárůstu statického tlaku v porovnání s předchozími dvěma případy. Po tomto nárůstu následuje opět pokles tlaku, který je nejintenzivnější v případě pro hnací přetlak 300 kPa. Pro všechny tři hodnoty přetlaku dochází za „hrdlem“ směšovací komory k nárůstu statického tlaku, a tento nárůst je tím strmější, čím je vyšší hodnota hnacího přetlaku. Závislost podtlaku ve směšovací komoře na přetlaku hnacího prostředí, je shodná s předešlými případy.

8 hnacích trysek

Pro 8 hnacích trysek jsou zobrazeny průběhy pracovních charakteristik a účinnosti v závislosti na ejekčním součiniteli Γ na obr. 7.10 a 7.11. Na obrázcích jsou vyneseny hodnoty pro tři různé hodnoty přetlaku hnacího prostředí (100, 200 a 250) kPa. U této konfigurace se bohužel nepodařilo získat použitelná data pro přetlak hnacího prostředí 300 kPa.



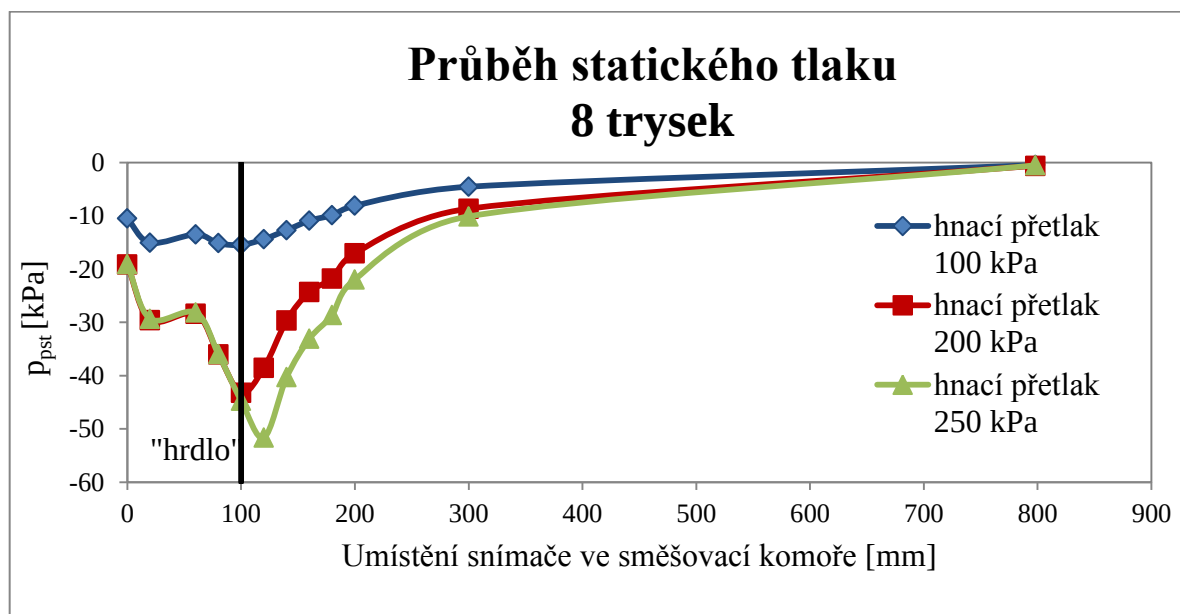
Obr. 7.10 Pracovní charakteristiky ejektoru – 8 hnacích trysek.



Obr. 7.11 Účinnosti ejektoru – 8 hnacích trysek.

Na obr. 7.11 je pro konfiguraci 8 trysek pozorován podobný efekt jako u předchozích konfigurací. Hodnota maxima průběhu účinnosti se s rostoucím hnacím přetlakem posouvá

směrem k nižším hodnotám ejekčního součinitele. Maximální hodnota účinnosti je dosažena pro hnací přetlak 250 kPa.

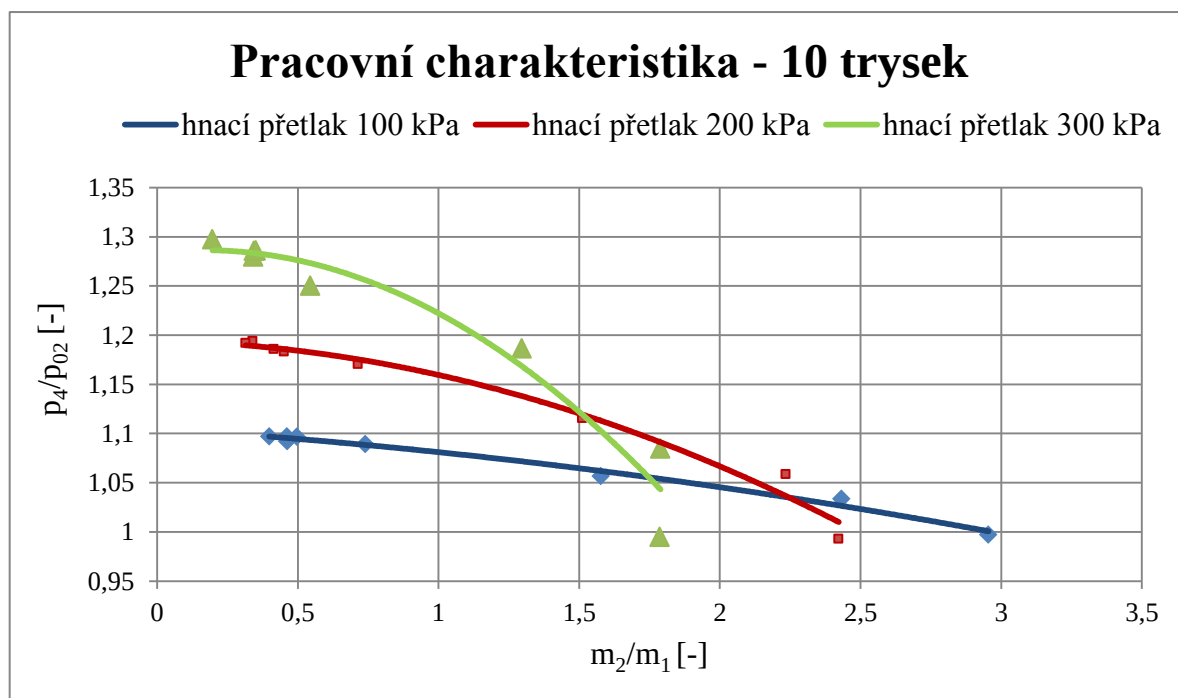


Obr. 7.12 Průběh statického tlaku ve směšovací komoře a difuzoru – 8 hnacích trysek.

Na obr. 7.12 je zobrazen průběh statického tlaku na stěně směšovací komory a difuzoru pro tři různé hodnoty přetlaku hnacího prostředí (100, 200 a 250) kPa. I zde u všech tří průběhů dochází po počáteční expanzi k mírnějšímu nárůstu statického tlaku. Po tomto nárůstu následuje opět pokles tlaku, který je zřetelnější v případě pro hnací přetlak 200 kPa a 250 kPa. Průběh statického tlaku pro hnací přetlaky 200 kPa a 250 kPa je až k „hrdlo“ ejektoru téměř shodný. Poté následuje pro oba hnací přetlaky odlišný průběh statického tlaku. Zatímco hodnota statického tlaku pro přetlak 200 kPa za „hrdlem“ roste, tak pro přetlak 250 kPa dochází i za „hrdlem“ k expanzi vzduchu a to až do vzdálenosti cca 120 mm. Pro hnací přetlak 250 kPa lze tedy předpokládat, že jsou tlakové poměry příznivé pro vznik kritických podmínek v „hrdle“ ejektoru. Závislost podtlaku ve směšovací komoře na přetlaku hnacího prostředí je opět shodná s předešlými případy.

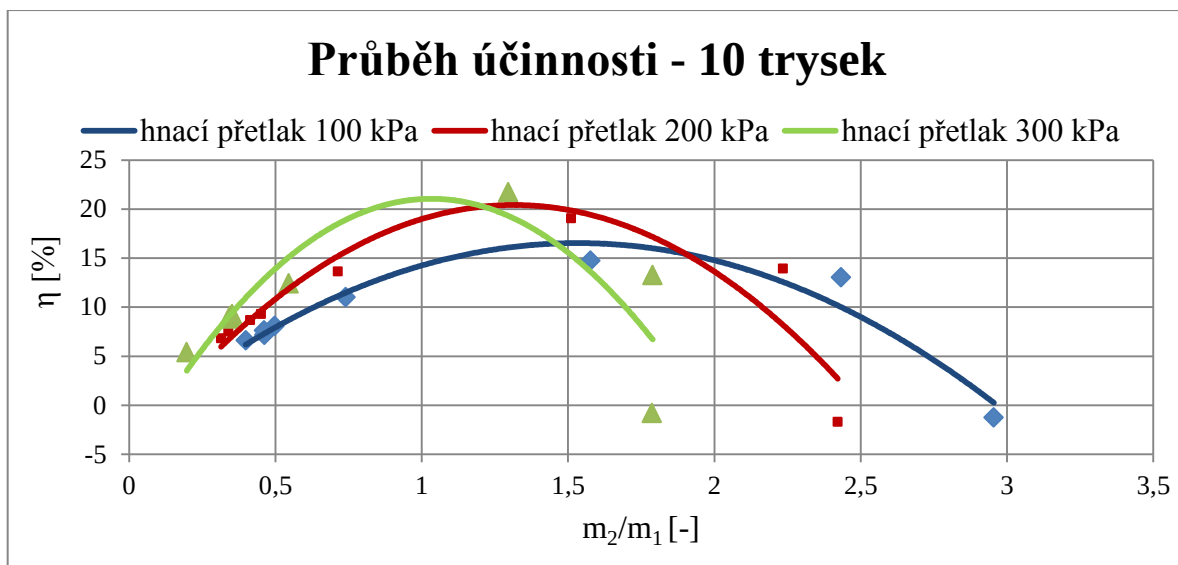
10 hnacích trysek

Průběhy pracovních charakteristik a účinnosti v závislosti na ejekčním součiniteli Γ pro 10 hnacích trysek jsou zobrazeny na obr. 7.13 a 7.14. Závislosti jsou vyneseny pro tři různé hodnoty přetlaku hnacího prostředí (100, 200 a 300) kPa.

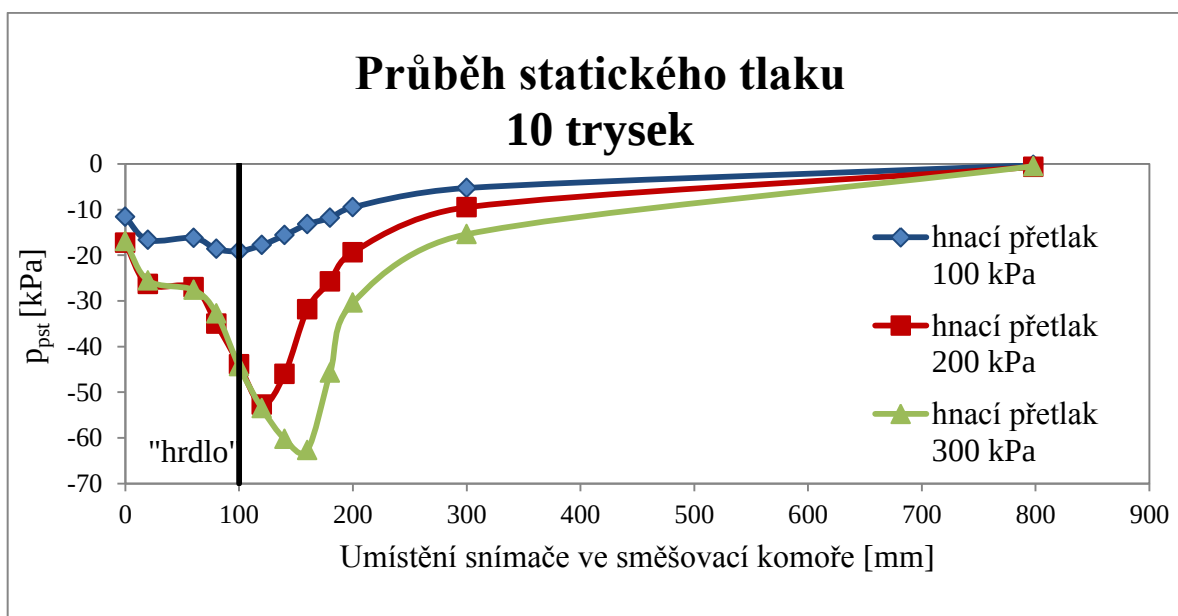


Obr. 7.13 Pracovní charakteristiky ejektoru – 10 hnacích trysek.

Z průběhů účinnosti na obr. 7.14 pro všechny hodnoty hnacího přetlaku opět vidíme posun maxima účinnosti s narůstajícím hnacím přetlakem k nižším hodnotám ejekčního součinitele. Maximální hodnota je získána pro hnací přetlak 300 kPa.



Obr. 7.14 Účinnosti ejektoru – 10 hnacích trysek.

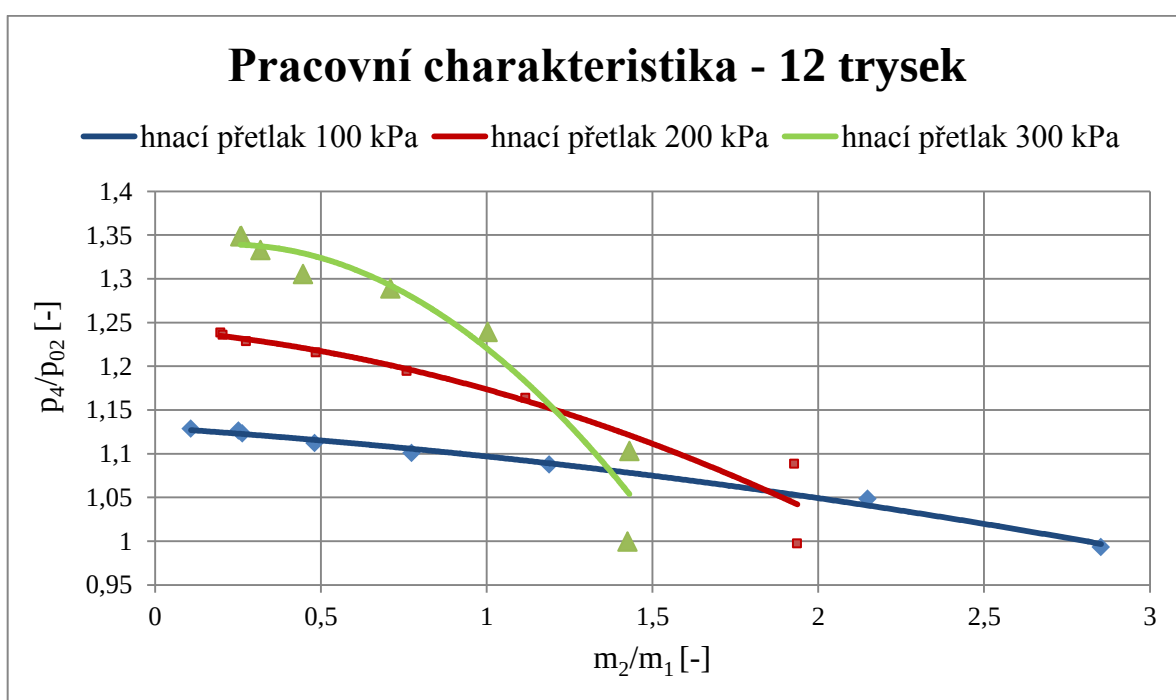


Obr. 7.15 Průběh statického tlaku ve směšovací komoře a difuzoru – 10 hnacích trysek.

Z obr. 7.15 je patrný průběh statického tlaku na stěně směšovací komory a difuzoru pro tři různé hodnoty přetlaku hnacího prostředí (100, 200 a 300) kPa. Zde již po počáteční expanzi k nárůstu statického tlaku před „hrdlem“ téměř nedochází. Jen v případě hnacího přetlaku 100 kPa je nárůst ještě nepatrně viditelný. Dále následuje pokles tlaku, který je nejznatelnější v případě pro hnací přetlak 200 kPa a 300 kPa. Průběh statického tlaku

pro hnací přetlaky 200 kPa a 300 kPa je zde až za „hrdlo“ ejektoru téměř shodný, a pro hnací přetlak 300 kPa dochází k expanzi téměř až do vzdálenosti 160 mm od snímače č. 3. Ve všech případech je vidět po dosažení minimální hodnoty statického tlaku jeho nárůst. Tento nárůst je nejintenzivnější pro hnací přetlak 200 kPa a 300 kPa. V místě „hrdla“ lze pro přetlak 200 kPa a 300 kPa předpokládat kritické proudění, protože za hrdlem expanze stále pokračuje. Závislost podtlaku ve směšovací komoře na přetlaku hnacího prostředí, je i zde shodná s předchozími případy.

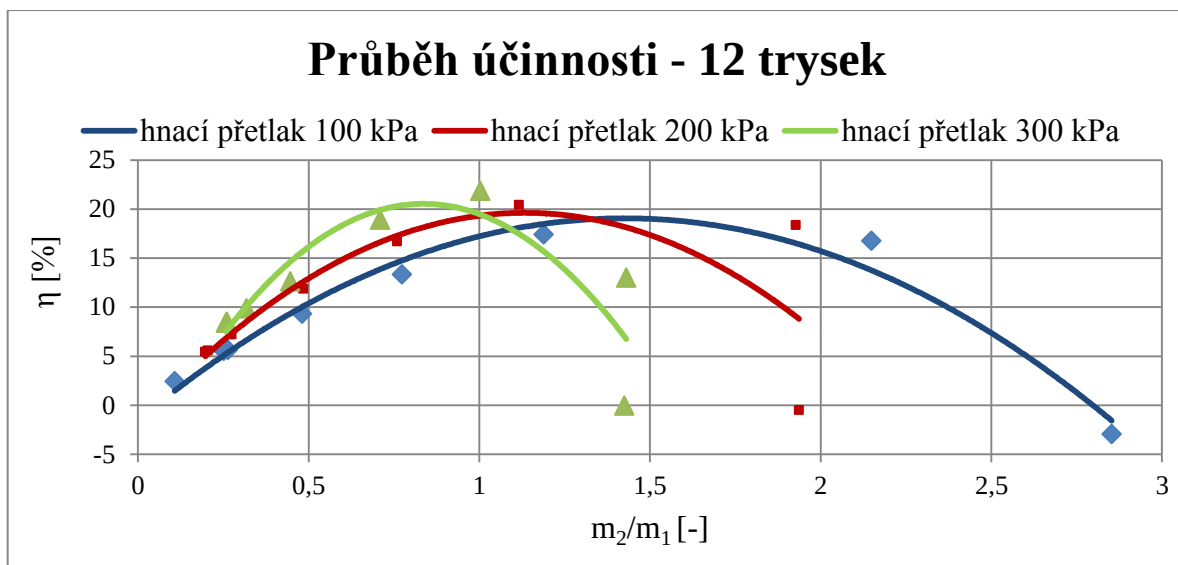
12 hnacích trysek



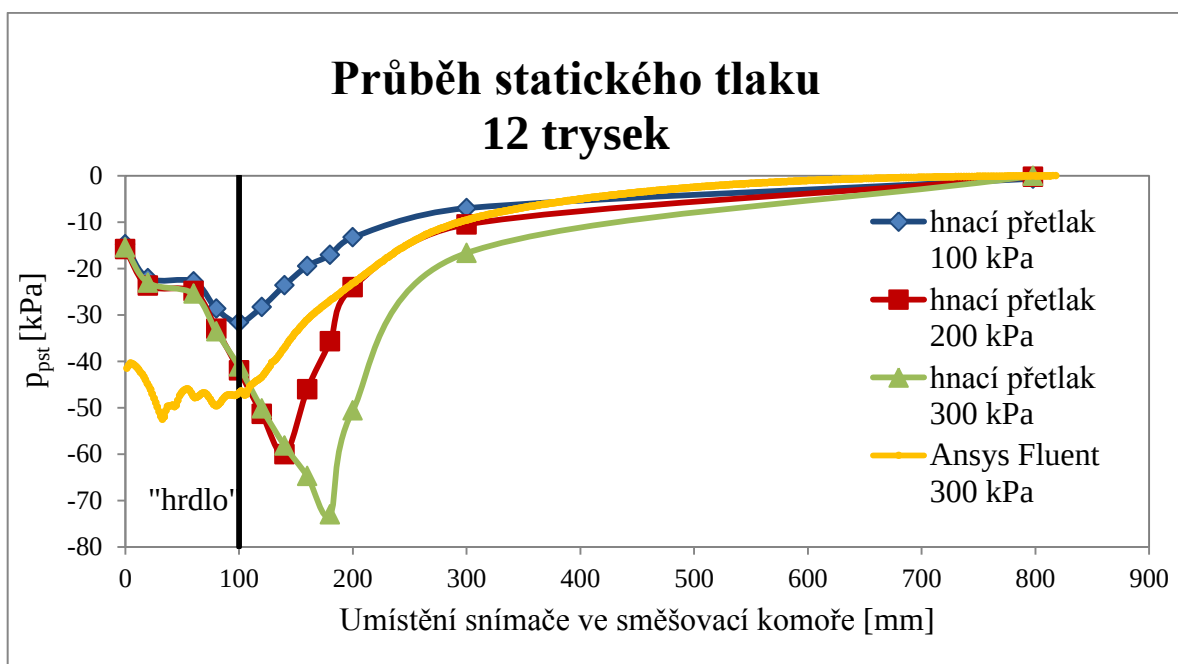
Obr. 7.16 Pracovní charakteristiky ejektoru – 12 hnacích trysek.

Průběhy pracovních charakteristik a účinnosti v závislosti na ejekčním součiniteli Γ pro všech dvanáct současně zapnutých hnacích trysek jsou zobrazeny na obr. 7.16 a 7.17. Závislosti jsou vyneseny pro tři různé hodnoty přetlaku hnacího prostředí (100, 200 a 300) kPa.

Obr. 7.17 nám i v tomto případě zobrazuje posun maxima průběhu účinnosti směrem k nižším hodnotám ejekčního součinitele s narůstající hodnotou hnacího přetlaku. Maximální hodnota účinnosti je získána u hnacího přetlaku 300 kPa.



Obr. 7.17 Účinnosti ejektoru – 12 hnacích trysek.



Obr. 7.18 Průběh statického tlaku ve směšovací komoře a difuzoru – 12 hnacích trysek.

Na obr. 7.18 je průběh statického tlaku na stěně směšovací komory a difuzoru pro tři různé hodnoty přetlaku hnacího prostředí (100, 200 a 300) kPa a ještě je doplněn průběh statického tlaku pro hnací přetlak 300 kPa získaný z numerické simulace v programu Ansys Fluent 15.0 (řešič „density-based“).

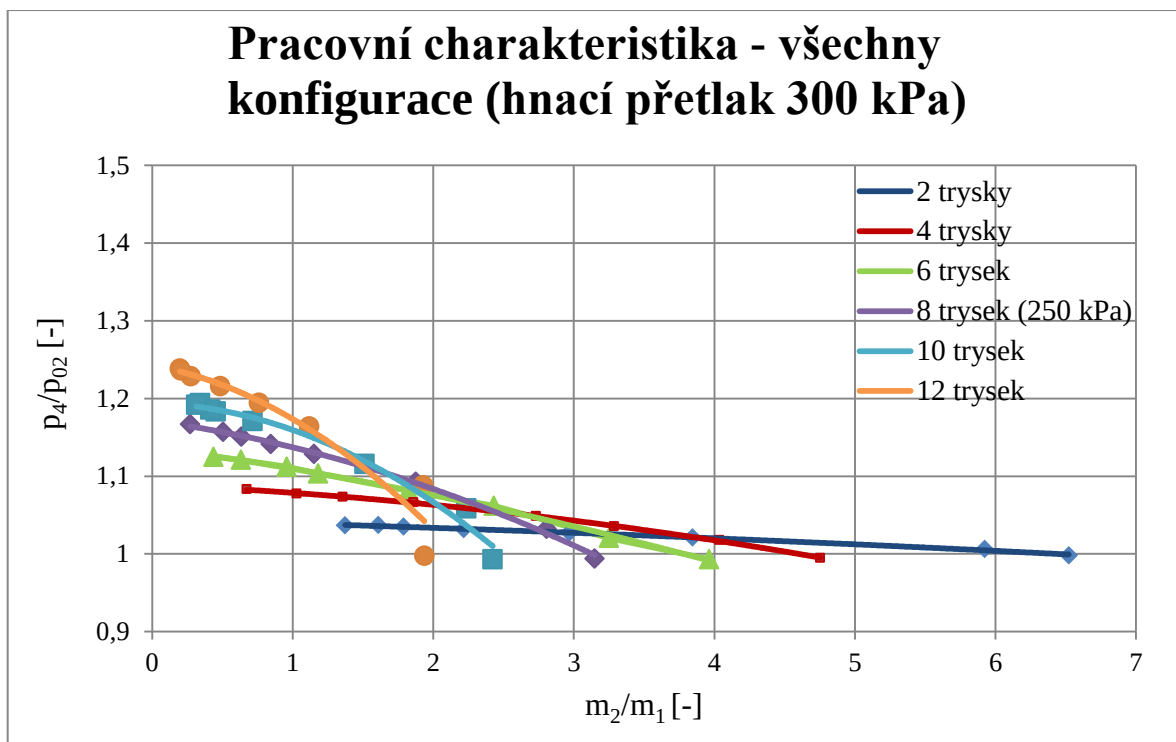
V případě naměřených průběhů po počáteční expanzi k nárůstu statického tlaku téměř nedochází. Viditelné je zpomalení poklesu statického tlaku a následuje další pokles tlaku, který je největší v případě hnacího přetlaku 300 kPa. Průběh statického tlaku pro hnací přetlaky 200 kPa a 300 kPa je zde až do vzdálenosti cca 140 mm od snímače č. 3 téměř shodný a v obou případech pokračuje expanze i za „hrdlem ejektoru. Ve všech třech případech dochází i zde po dosažení minimální hodnoty tlaku k jeho nárůstu, přičemž pro hnací přetlak 100 kPa je tento nárůst ihned za „hrdlem“. Nárůst je nejintenzivnější pro hnací přetlak 200 kPa a 300 kPa. Závislost podtlaku ve směšovací komoře na přetlaku hnacího prostředí je i zde shodná s předešlými případy.

Jen pro zajímavost je uveden průběh tlaku z numerické simulace. Pro odpovídající přetlak hnacího vzduchu 300 kPa je tento průběh značně odlišný v porovnání s naměřenými výsledky. Tyto odlišnosti jsou způsobeny především tím, že při numerické simulace byla okrajová podmínka tlaku na vstupu hnaného vzduchu nastavena na hodnotu 70 kPa (absolutně). Kdežto při experimentálním měření byla tato hodnota cca 96 kPa. Dále jsou u numerické simulace v místě před „hrdlem“ viditelné mírné oscilace statického tlaku, které mohou být způsobeny vznikem slabých rázových vln v ejektoru.

7.2 Porovnání všech konfigurací

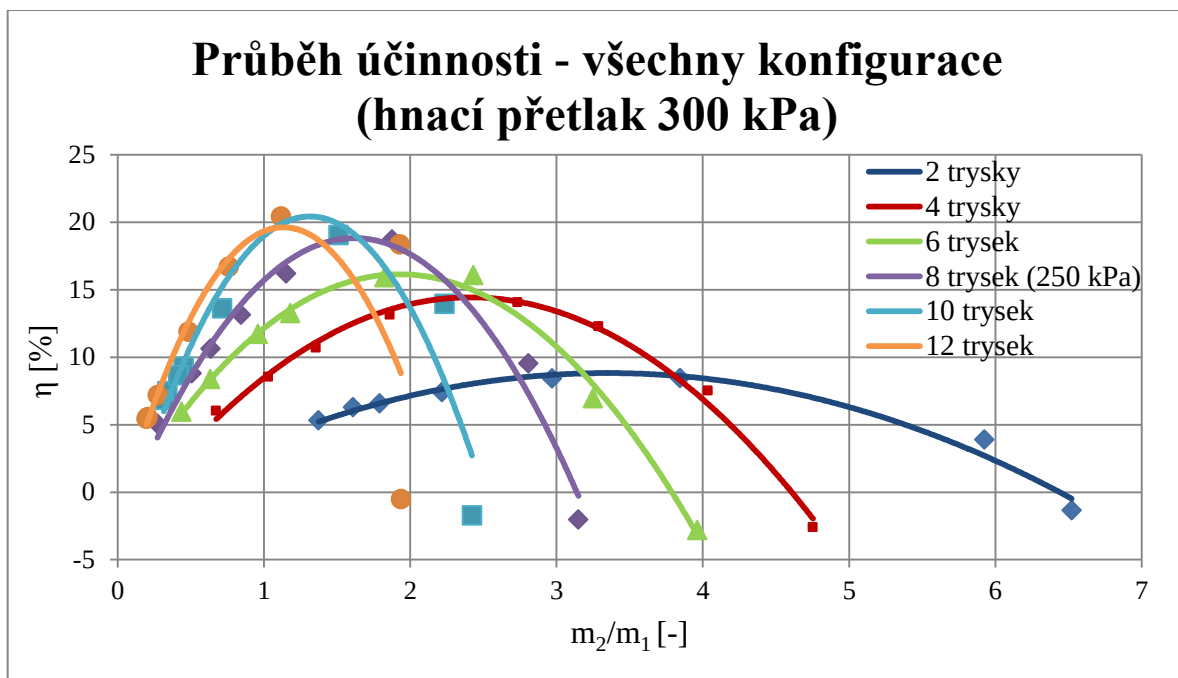
Porovnání výsledků pro všechny měřené konfigurace trysek, s výjimkou 8 hnacích trysek (hnací přetlak 250 kPa), je provedeno pouze pro přetlak hnacího vzduchu 300 kPa, protože téměř u všech konfigurací bylo dosahováno maximální účinnosti právě pro tuto hodnotu přetlaku. Pracovní charakteristiky pro všech šest konfigurací jsou na obr. 7.19 a průběhy účinností pak na obr. 7. 20.

Z naměřených průběhů účinností na obr. 7.20 vidíme, že se zvyšujícím se počtem současně zapnutých hnacích trysek se hodnota maxima účinnosti posouvá k nižším hodnotám ejekčního součinitele. Maximálních hodnot účinnosti je dosahováno při konfiguracích 10 a 12 hnacích trysek. Hodnota maximální účinnosti se pro tyto dvě konfigurace pohybovala okolo 20 %. Protože se jedná o první získaná experimentální data, je na místě brát tyto výsledky s určitou rezervou.

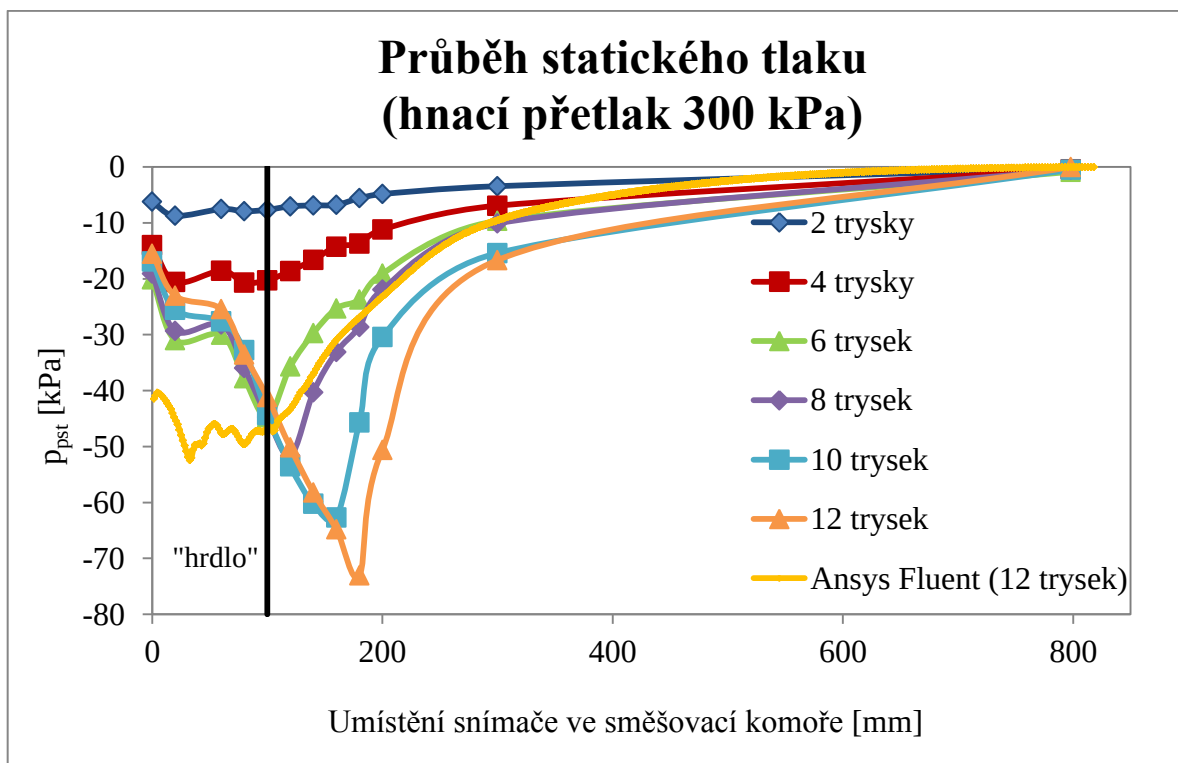


Obr. 7.19 Pracovní charakteristiky – porovnání všech konfigurací.

Na obr. 7.21 je zobrazen průběh statického tlaku ve směšovací komoře a difuzoru pro všechny naměřené konfigurace trysek a je zobrazen i průběh získaný z numerické simulace pro „density-based“ řešič se zapnutými všemi dvanácti hnacími tryskami a hodnotou hnacího přetlaku 300 kPa. Tento průběh se v místě před „hrdlem“ ejektoru neshoduje s žádnou naměřenou konfigurací a důvod této nesrovnalosti byl již uveden v podkapitole 7.1. Za „hrdlem“ ejektoru se numerickým výsledkům pro všech dvanáct zapnutých hnacích trysek nejvíce přibližují naměřené průběhy konfigurací 6 a 8 hnacích trysek. Pro hodnotu hnacího přetlaku 300 kPa bylo zjištěno pokračování expanze za „hrdlem“ pro konfigurace 8, 10 a 12 hnacích trysek. Na základě této skutečnosti lze předpokládat, že v těchto uvedených případech se vytvoří ve směšovací komoře vhodné podmínky pro dosažení kritického stavu proudění v „hrdle“ ejektoru.



Obr. 7.20 Účinnosti ejektoru – porovnání všech konfigurací.



Obr. 7.21 Průběh statického tlaku ve směšovací komoře a difuzoru – porovnání všech konfigurací.

8. Závěr

8.1 Dosažené výsledky

Úkolem této diplomové práce bylo navrhnout aerodynamický nadzvukový tunel tak, aby byl vyrobitelný. Tunel je složen z experimentálního variabilního měřicího prostoru a nadzvukového ejektoru s dvanácti kruhovými vyměnitelnými hnacími tryskami, umístěnými po obvodě směšovací komory. Dalším úkolem bylo měřicí prostor i nadzvukový ejektor numericky ověřit v komerčním programu Ansys Fluent 15.0. Nakonec bylo ještě úkolem vyrobený nadzvukový ejektor experimentálně proměřit pro různý počet současně zapnutých hnacích trysek.

Obrovským přínosem této práce je vyrobený a sestavený variabilní měřicí prostor, který umožňuje, nejen studentům, sledovat jevy při nadzvukových rychlostech proudění s pomocí šlírového přístroje přímo v laboratořích Technické univerzity. Díky vytvořeným numerickým modelům pro všech devět variant tvaru vnitřního kanálu měřicího prostoru je možné experimentálně pořízené snímky porovnat s výsledky numerické simulace. Dalším podstatným přínosem práce je vyrobený a sestavený nadzvukový ejektor s konstrukčním uspořádáním dvanácti vyměnitelných hnacích trysek po obvodě směšovací komory a směšovací komorou s difuzorem tvořenou přirozenou kubickou spline křivkou. Je velice nutné dodat, že část návrhu měřicího prostoru byla realizována na základě poznatků získaných v práci Stupky [2]. Nadzvukový ejektor by zase nebylo možné navrhnout, kdyby nebylo předchozích prací Dvořáka [1] a Koláře [3]. Výsledky této práce jsou do jisté míry i jejich zásluhou.

Návrh konstrukce měřicího prostoru i nadzvukového ejektoru vyžadoval pečlivé kroky a uvážení. Bylo nutné poměrně velmi přesně vytvořit CAD modely tvořené složitými spline křivkami, což nebylo ve všech případech tak jednoduché, a někdy jejich tvorba vyžadovala velké množství práce a času. Tvarové přesnosti spline křivek bylo nutné dosáhnout i u numerických modelů. Nicméně takto strávený čas nebyl promarněný a přinesl obrovské množství cenných zkušeností z oblasti konstrukce a počítačového modelování. Díly tvořící měřicí prostor a nadzvukový ejektor byly vyráběny pomocí vytvořených CAD modelů. Vytvořená výkresová dokumentace v tomto případě sloužila

pouze k případné kontrole některých důležitých částí. Centrální rozvod hnacího vzduchu už byl vyroben na základě výrobních výkresů a konzultací s firmou, která zajišťovala jeho výrobu.

Při prvotním experimentálním měření nadzvukového ejektoru byla potvrzena celkem logická závislost mezi počtem zapnutých hnacích trysek a dosahovaným podtlakem na sání hnaného vzduchu a ve směšovací komoře a difuzoru. Čím více hnacích trysek bylo zapnuto, tím byly hodnoty naměřeného podtlaku v ejektoru vyšší. Dále byla potvrzena podobná závislost mezi hnacím přetlakem vzduchu a dosahovaným podtlakem ve směšovací komoře a difuzoru. Čím vyšší byl hnací přetlak, tím byly vyšší i naměřené hodnoty podtlaku. Naměřené průběhy tlaku na stěně směšovací komory byly v porovnání s numerickým průběhem značně odlišné, což bylo do jisté míry způsobeno odlišným nastavením okrajové podmínky na vstupu hnaného vzduchu.

Nad rámec zadání této práce byla provedena i vizualizace proudění v kanále měřicího prostoru s připojeným nadzvukovým ejektorem na výstupu měřicího prostoru. Při měření bylo vnitřní uspořádání tvaru kanálu s variantou M22RV10. Vizualizace byla realizována na šlírovém přístroji Zeiss 80 a prvotním experimentem bylo zjištěno, že navržený nadzvukový ejektor je dostatečně výkonný pro pohon měřicího prostoru, přestože se podařilo získat pro tuto variantu kanálu uspokojivých výsledků jen se zapnutými všemi dvanácti hnacími tryskami.

8.2 Doporučení pro další vývoj

S vyrobeným a sestaveným nadzvukovým tunelem lze nyní provádět mnoho experimentálních měření přímo v laboratořích Technické univerzity.

Například by bylo přínosem pořídit na šlírovém přístroji snímky z experimentálního měření všech devíti navržených tvarů vnitřního kanálu měřicího prostoru, a tyto získané výsledky porovnat s numerickými výsledky, které jsou obsahem této práce. Dále nám konstrukční uspořádání měřicího prostoru dává prostor pro návrh a výrobu dalších tvarů vnitřního kanálu.

Také by bylo vhodné zaměřit se na pečlivější přípravu a provedení experimentálního měření tlaku na nadzvukovém ejektoru. Stanovená hodnota průtočného množství hnaného vzduchu na základě normy [9] nám poskytuje jen přibližné vyjádření. Způsob získávání klidového tlaku hnacího vzduchu by také jistě stálo za to vylepšit. V neposlední řadě by se další vývoj měl zaměřit na přesnější a citlivější regulaci protitlaku. Pro další sérii měření bych též doporučoval kalibraci tlakových snímačů po každé naměřené konfiguraci trysek, což bohužel nebylo v době provádění experimentu do této práce možné zajistit. Zajímavé by také bylo proměřit i nesymetrické konfigurace současně zapnutých hnacích trysek.

Motivací pro další výzkum může být třeba i nalezení vhodné techniky pro výpočet rychlostních součinitelů trysek a postizení vlivu tření ve směšovací komoře a difuzoru či získat samotnou účinnost difuzoru tak, aby nám tyto hodnoty pomohly při použití 1D výpočtové metody ejektoru a bylo dosaženo dobré shody s experimentálními daty. Použitím metodiky výpočtu z práce Krahulce [10] nebylo dosaženo uspokojivé shody výsledků s experimentem, a proto nejsou výsledky v této práci uvedeny.

Co se týče vlastní konstrukce měřicího prostoru a ejektoru, tak bylo objeveno pár nedostatků. Uchycení modelů trysek a kanálu k nosníkům by bylo lepší vyřešit pomocí úchytů z oceli nebo jiného pevnějšího materiálu. Duralové úchyty vykazovaly při dotažení šroubů znatelné deformace. Nadzvukové hnací trysky ejektoru by bylo vhodnější také vyrobit z pevnějšího materiálu. Tento nedostatek je možné do jisté míry obejít vytvořením závitu s větším stoupáním na konci hnacích trysek. Při montáži se jemný závit M20x0,5 snadno zanesl nečistotami a hrozilo jeho poškození.

Seznam použité literatury

- [1] DVOŘÁK, Václav. Shape optimization of supersonic ejector for supersonic wind tunnel. In: *Applied and Computational Mechanics: Volume 4*. Number 1. Plzeň, 2010, s. 15-24. ISSN 1802-680X.
- [2] STUPKA, Oldřich. *Variabilní měřicí prostor pro supersonický aerodynamický tunel*. Liberec, 2011. Diplomová práce. Technická univerzita v Liberci. Vedoucí práce doc. Ing. Václav Dvořák, Ph.D.
- [3] KOLÁŘ, Jan. *Návrh a optimalizace ejektoru pro nadzvukový aerodynamický tunel*. Liberec, 2007. Diplomová práce. Technická univerzita v Liberci. Vedoucí práce doc. Ing. Václav Dvořák, Ph.D.
- [4] DVOŘÁK, Václav. *Úvod do proudění stlačitelných tekutin*. Vyd. 1. Liberec: Technická univerzita v Liberci, 2009, 60 s. ISBN 978-80-7372-458-0.
- [5] DVOŘÁK, Václav. *Proudění v tryskách a difuzorech*. Vyd. 1. Liberec: Technická univerzita v Liberci, 2009, 73 s. ISBN 978-80-7372-457-3.
- [6] DVOŘÁK, Václav, Jan KOLÁŘ a Jan KRACÍK. *Šikmé rázové vlny*. Vyd. 1. Liberec: Technická univerzita v Liberci, 2014.
- [7] DVOŘÁK, Václav. *Výzkum a optimalizace proudění v ejektorech*. Liberec, 2010. Habilitační práce. Technická univerzita v Liberci.
- [8] BEJČEK, Ludvík a Jan VACULÍK. Snímače tlaku: Měřicí principy používané u snímačů tlaku s elektrickým výstupním signálem.
http://www.odbornecasopisy.cz/index.php?id_document=42719 [online]. [cit. 2014-02-01].
- [9] ČSN ISO 5167-1 (25 7710). Měření průtoku tekutin pomocí snímačů diferenčního tlaku: Clony, dýzy a Venturiho trubice vložené do zcela vyplněného potrubí kruhového průřezu. Praha: Český normalizační institut, 1999.
- [10] KRAHULEC, Štefan. *Výpočtové metody vzduchových ejektorů*. Liberec, 2004. Diplomová práce. Technická univerzita v Liberci. Vedoucí práce doc. Ing. Václav Dvořák, Ph.D.
- [11] VESTFÁLOVÁ, Magda a Ivo STŘEDA. *Technická dynamika plynů*. Vyd. 1. Liberec: Technická univerzita v Liberci, 2004, 122 s. ISBN 80-708-3801-9.

- [12] XTL-123B(C)-190. Kulite. [online]. [cit. 2014-05-11]. Dostupné z: <http://www.a-tech.ca/series.php?id=1340>
- [13] DVOŘÁK, Václav. *Proudové procesy v ejektoru*. Liberec, 2003. Disertační práce. Technická univerzita v Liberci.
- [14] LEINVEBER, Jan a Pavel VÁVRA. *Strojnické tabulky: pomocná učebnice pro školy technického zaměření*. 3. dopl. vyd. Úvaly: ALBRA, 2006, xiv, 914 s. ISBN 80-736-1033-7.

Seznam příloh

Příloha 1	Výkresová dokumentace měřicího prostoru
Příloha 2	Výkresová dokumentace nadzvukového ejektoru
Příloha 3	Výkresová dokumentace centrálního rozvodu
Příloha 4	Katalogový list snímačů statického tlaku
Příloha 5	Katalogový list analogového zesilovače signálu
Příloha 6	Tabulky naměřených a vypočtených hodnot z experimentálního měření ejektoru

Příloha 1

Výkresová dokumentace měřicího prostoru

Výkres sestavení a výrobní výkresy jednotlivých dílů jsou přiloženy na samostatných listech.

Seznam výkresů:

číslo	název	formát
100	MERICI PROSTOR (výkres sestavení)	A2
101	BOCNI DESKA - LEVA	A3
102	BOCNI DESKA - PRAVA	A3
103	NOSNIK PRO MODEL Y	A3
104	SPOJOVACI PRICNIK	A3
105	MODEL KANALU S ODBERY	A3
106	MODEL KANALU	A3
107	VYMENITELNY DIL - RV5	A3
108	MODEL TRYSKY S ODBERY - M22	A3
109	MODEL TRYSKY - M22	A3
110	UCHYT	A4
111	VYMENITELNY DIL - RV0	A3
112	VYMENITELNY DIL - RV10	A3
113	MODEL TRYSKY S ODBERY - M14	A3
114	MODEL TRYSKY - M14	A3
115	MODEL TRYSKY S ODBERY - M18	A3
116	MODEL TRYSKY - M18	A3

Příloha 2 Výkresová dokumentace nadzvukového ejektoru

Výkres sestavení a výrobní výkresy jednotlivých dílů jsou přiloženy na samostatných listech.

Seznam výkresů:

číslo	název	formát
200	NADZVUKOVY EJEKTOR (výkres sestavení)	A2
201	PRIVOD - HNACI	A3
202	VSTUP - LEVY	A3
203	VSTUP - PRAVY	A3
204	VYSTUP - LEVY	A3
205	VYSTUP - PRAVY	A3
206	DYZA ISA 1932	A3
207	TRUBICKA	A4
208	STREDNI TRUBICKA	A4
209	NADZVUKOVA TRYSKA	A4

Příloha 3 Výkresová dokumentace centrálního rozvodu

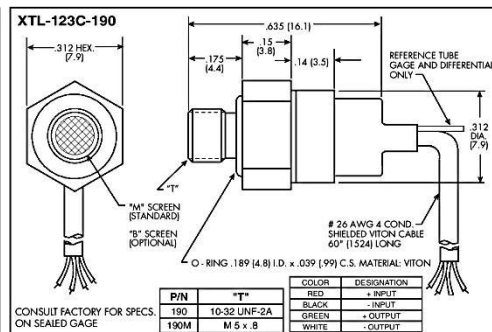
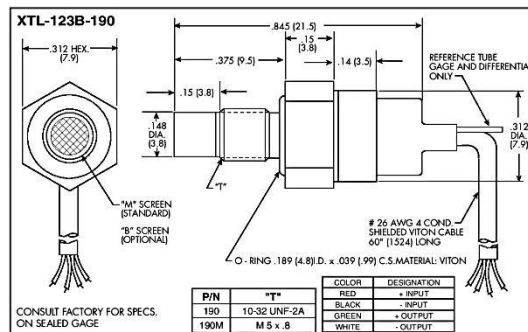
Výkres sestavení a výrobní výkresy jednotlivých dílů jsou přiloženy na samostatných listech.

Seznam výkresů:

číslo	název	formát
300	CENTRALNI ROZVOD (výkres sestavení)	A3
301	JEKL	A3
302	PREDNI CELO	A4
303	ZADNI CELO	A4
304	VSTUPNI TRUBKA	A4
305	VSTUPNI ZAVIT	A4


**RUGGEDIZED AUTOMOTIVE IS®
PRESSURE TRANSDUCERS**
XTL-123B-190 (M) SERIES XTL-123C-190 (M) SERIES

- Easy Installation
- High Natural Frequency
- 10-32 UNF or M 5 x .8 Thread
- Wide Temperature Range
- Compatible With All Automotive Fluids
- Patented Leadless Technology **VIS®**



INPUT	1.0	1.7	3.5	7	17	35	70	100	210 BAR
Pressure Range	15	25	50	100	250	500	1000	1500	3000 PSI
Operational Mode	Absolute, Sealed Gage, Gage, Differential					Absolute, Sealed Gage			
Over Pressure	2 Times Rated Pressure to a Maximum of 4500 PSI (315 BAR)								
Burst Pressure	3 Times Rated Pressure to a Maximum of 4500 PSI (315 BAR)								
Pressure Media	All Nonconductive, Noncorrosive Liquids or Gases (Most Conductive Liquids and Gases - Please Consult Factory)								
Rated Electrical Excitation	10 VDC								
Maximum Electrical Excitation	15 VDC								
Input Impedance	1000 Ohms (Min.), 5000 Ohms (Max.)								
OUTPUT	2000 Ohms (Max.)								
Output Impedance	100 mV ± 10 mV								
Full Scale Output (FSO)	± 5mV (Typ.)								
Residual Unbalance	± 0.1% FSO BFSL (Typ.), ± 0.5% FSO (Max.)								
Combined Non-Linearity, Hysteresis and Repeatability	Infinitesimal								
Resolution	Greater Than 175 KHz								
Natural Frequency (KHz) (Typ.)	6.5x10 ⁻⁴	5.0x10 ⁻⁴	3.0x10 ⁻⁴	1.5x10 ⁻⁴	1.0x10 ⁻⁴	6.0x10 ⁻⁵	4.5x10 ⁻⁵	3.5x10 ⁻⁵	2.0x10 ⁻⁵
Acceleration Sensitivity % FS/g Perpendicular Transverse	1.0x10 ⁻⁴	6.0x10 ⁻⁵	4.0x10 ⁻⁵	2.0x10 ⁻⁵	9.0x10 ⁻⁶	6.0x10 ⁻⁶	3.0x10 ⁻⁶	2.7x10 ⁻⁶	2.0x10 ⁻⁶
Insulation Resistance	100 Megohm Min. @ 50 VDC								
ENVIRONMENTAL	-65°F to +400°F (-55°C to +204°C)								
Operating Temperature Range	-40°F to +350°F (-40°C to +175°C)								
Compensated Temperature Range	± 1% FS/100°F (Typ.)								
Thermal Zero Shift	± 1% /100°F (Typ.)								
Thermal Sensitivity Shift	100g Peak, Sine Up to 5000 Hz								
Linear Vibration	100% Relative Humidity								
Humidity	100g half Sine Wave 11 msec. Duration								
Mechanical Shock	4 Conductor 26 AWG Shielded Viton Cable 60" Long								
PHYSICAL	5 Grams (Nom.) Excluding Cable								
Electrical Connection	Fully Active Four Arm Wheatstone Bridge Dielectrically Isolated Silicon on Silicon Patented Leadless Technology								
Weight	15 Inch-Pounds								
Pressure Sensing Principle									
Mounting Torque									

Note: Custom pressure ranges, accuracies and mechanical configurations available. Dimensions are in inches. Dimensions in parenthesis are in millimeters.

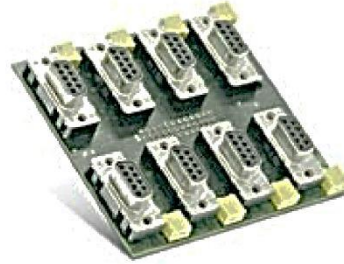
Continuous development and refinement of our products may result in specification changes without notice - all dimensions nominal. (R)

KULITE SEMICONDUCTOR PRODUCTS, INC. • One Willow Tree Road • Leonia, New Jersey 07605 • Tel: 201 461-0900 • Fax: 201 461-0990 • <http://www.kulite.com>

MDAQ-SUB-BRIDGE-D

Analog input amplifier MDAQ-SUB-BRIDGE-D

- High accuracy (0.05%) full bridge amplifier
- Internal half bridge completion
- Input short-circuit function for measuring absolute strain
- Bridge and voltage measurement mode
- AC/DC coupling (0.16 Hz high pass filter)
- TEDS support



Specifications

MDAQ-SUB-BRIDGE-D combined with MDAQ-BASE-5				
Gain	0.5 to 2000			
Input ranges @ 5 V _{DC} excitation	±2.5, 5, 10, 20, 25, 50, 100, 200, 250, 500, 1000, 1250, 2500, 5000, 10 000 mV ±0.5, 1, 2, 4, 5, 10, 20, 40, 50, 100, 200, 400, 500, 1000 mV/V			
Input impedance	1 MOhm			
Input noise	3.5 nV · √Hz			
Typ. input offset drift	0.5 µV/K (for ranges < 200 mV)			
DC Accuracy	High Gain	without software correction table		
±2.5mV; 5mV/V; 10mV/V; ±25mV		±0.03% of reading	±15µV [±3µV/V @5V _{exc}]	±0.15% of reading ±15µV [±3µV/V @5V _{exc}]
20mV		±0.03% of reading	±0.08% of range	±0.15% of reading ±0.08% of range
50mV		±0.03% of reading	±0.05% of range	±0.15% of reading ±0.05% of range
±100mV to ±200mV		±0.03% of reading	±0.03% of range	±0.15% of reading ±0.03% of range
±0.250 to ±1V	Low Gain	±0.03% of reading	400µV [±80µV/V @5V _{exc}]	±0.15% of reading 400µV [±80µV/V @5V _{exc}]
±1.25V; ±2.5V		±0.03% of reading	±1mV	±0.15% of reading ±1mV
±5; 10V		±0.02% of reading	±0.03% of range	±0.15% of reading ±0.03% of range
Gain drift @ 5 V _{DC} excitation	10 ppm/K of range ±0.02 µV/V/K			
Excitation voltage	0.25, 0.5, 1, 2.5, 5V (default) and 10 V _{DC} software programmable			
Excitation accuracy	±0.05 % ±0.7 mV			
Excitation drift	±10 ppm/K ±50 µV/K			
Excitation current limit	50 mA/Channel			
Excitation protection	continuous short to ground			
Sensor supply (+15 V)	accuracy: -5% to +2%; Each output separately fused; max. current 50 mA/channel			
Bridge types	4- or 6-wire full bridge 3- or 5-wire ½ bridge with internal completion (software programmable)			
Bridge resistance	120 Ohm to 10 k Ohm			
Automatic bridge balance ¹⁾	absolute Voltage	mV/V @ 5V _{exc}	µm/m @ 5V _{exc} k=2	Quater bridge
2.5mV to 20mV	±10mV	±2mV/V	±4000µm/m	
25mV to 200mV	±100mV	±20mV/V	±40000µm/m	
250mV to 1V	±0.5V	±100mV/V	±200,000µm/m	
2V to 10V	±5V	±1000mV/V	±2,000,000µm/m	
Bandwidth (-3dB)	30 kHz			
Filters (lowpass)	in combination with MDAQ-FILT-xx			
Typ. SNR @ 30 kHz [1 kHz]	64 dB [82 dB] @ 1 mV/V			
and 5 V _{DC} excitation	82 dB [96 dB] @ 50 mV/V			
Typ. CMR @ 0.1 mV/V [1 mV/V]	125 dB [120 dB] @ DC			
and 5 V _{DC} excitation	115 dB [110 dB] @ 400 Hz			
	110 dB [105 dB] @ 1 kHz			
Max. common mode voltage range	±12 V			
Input overvoltage protection	±25 V _{DC}			
Output voltage	±5 V, ±10 V with MDAQ-BASE-10			
Output resistance	< 10 Ohm			
Output current	max. 5 mA			
Output protection	continuous short to ground			
TEDS	hardware support for TEDS (Transducer Electronic Data Sheet)			
Supported TEDS chips	DS2406, DS2430A, DS2432, DS2433			
Power consumption for 16 channels @ 5 VDC excitation	350 Ohm @ 10V Exc. typ. 15 W 120 Ohm @ 5V typ. 15 W			
@ 10 VDC	350 Ohm max. @ 15 W max. 120 Ohm @ 15 W			
Standard operating temperature	0°C to 70°C (32°F to 158°F)			

¹⁾ MDAQ-BASE-10A has the half offset adjustment range

Příloha 6 Tabulky naměřených a vypočtených hodnot z experimentálního měření ejektoru

Hodnoty potřebné pro vypracování pracovních charakteristik a účinností:

2 hnací trysky

hnací přetlak
100 kPa

poloha clony	p_{01} [Pa]	S_{xy} [Pa]	p_{02} [Pa]	p_4 [Pa]	S_{xy} [Pa]	Γ [-]	η [-]	η [%]	p_4/p_{02} [-]
0	196863	298	96140	96033	197	7,377	-0,013	-1,270	0,999
1	197749	201	96140	96458	282	6,494	0,033	3,304	1,003
2	196296	242	96140	97062	337	4,405	0,066	6,599	1,010
3	196053	284	96140	97510	466	3,495	0,078	7,827	1,014
4	196702	278	96140	97495	344	2,670	0,059	5,887	1,014
5	196214	337	96140	97794	452	2,239	0,061	6,063	1,017
6	196502	270	96140	98040	407	2,003	0,062	6,233	1,020
7	196187	239	96140	97988	432	1,865	0,057	5,656	1,019

0= otevřená

7= zavřená

hnací přetlak
200 kPa

poloha clony	p_{01} [Pa]	S_{xy} [Pa]	p_{02} [Pa]	p_4 [Pa]	S_{xy} [Pa]	Γ [-]	η [-]	η [%]	p_4/p_{02} [-]
0	296361	242	96140	95949	191	6,522	0,013	-1,343	0,998
1	296867	315	96140	96748	225	5,925	0,039	3,897	1,006
2	296912	288	96140	98154	274	3,845	0,084	8,428	1,021
3	296549	322	96140	98736	302	2,968	0,084	8,413	1,027
4	296578	311	96140	99189	363	2,217	0,074	7,391	1,032
5	296492	318	96140	99492	427	1,789	0,066	6,569	1,035
6	296733	288	96140	99702	397	1,608	0,063	6,277	1,037
7	296207	453	96140	99670	410	1,373	0,053	5,318	1,037

0= otevřená

7= zavřená

hnací přetlak
300 kPa

poloha clony	p_{01} [Pa]	S_{xy} [Pa]	p_{02} [Pa]	p_4 [Pa]	S_{xy} [Pa]	Γ [-]	η [-]	η [%]	p_4/p_{02} [-]
0	396389	440	96140	95886	277	5,514	-0,012	-1,250	0,997
1	396415	369	96140	96896	308	5,001	0,034	3,382	1,008
2	396172	329	96140	98921	310	3,323	0,083	8,304	1,029
3	396035	446	96140	99755	387	2,482	0,081	8,084	1,038
4	396662	422	96140	100431	437	1,874	0,072	7,249	1,045
5	396719	540	96140	100616	426	1,810	0,073	7,304	1,047
6	397025	392	96140	101068	530	1,259	0,056	5,599	1,051
7	396734	349	96140	101435	585	1,160	0,056	5,551	1,055

0= otevřená

7= zavřená

4 hnací trysky

hnací přetlak
100 kPa

poloha clony	p_{01} [Pa]	S_{xy} [Pa]	p_{02} [Pa]	p_4 [Pa]	S_{xy} [Pa]	Γ [-]	η [-]	η [%]	p_4/p_{02} [-]
0	197392	197	96140	95904	221	5,390	-0,020	-2,031	0,998
1	196820	289	96140	97194	200	4,500	0,077	7,689	1,011
2	196644	253	96140	98066	332	3,666	0,116	11,555	1,020
3	195902	241	96140	98513	390	3,018	0,118	11,832	1,025
4	195957	228	96140	99560	494	2,024	0,116	11,553	1,036
5	196367	239	96140	100021	490	1,539	0,100	9,980	1,040
6	196400	327	96140	100113	627	1,048	0,070	6,967	1,041
7	196104	295	96140	100325	495	0,702	0,049	4,931	1,044

0= otevřená

7= zavřená

hnací přetlak
200 kPa

poloha clony	p_{01} [Pa]	S_{xy} [Pa]	p_{02} [Pa]	p_4 [Pa]	S_{xy} [Pa]	Γ [-]	η [-]	η [%]	p_4/p_{02} [-]
0	297179	393	96140	95629	245	4,753	-0,026	-2,616	0,995
1	296539	329	96140	97849	262	4,036	0,075	7,504	1,018
2	296585	338	96140	99550	279	3,287	0,123	12,276	1,035
3	296105	347	96140	100807	344	2,733	0,141	14,061	1,049
4	296514	405	96140	102497	464	1,860	0,131	13,119	1,066
5	295834	397	96140	103203	560	1,356	0,107	10,676	1,073
6	296708	375	96140	103584	538	1,029	0,085	8,535	1,077
7	296226	409	96140	104140	702	0,673	0,060	6,023	1,083

0= otevřená

7= zavřená

hnací přetlak

300 kPa

poloha clony	p_{01} [Pa]	S_{xy} [Pa]	p_{02} [Pa]	p_4 [Pa]	S_{xy} [Pa]	Γ [-]	η [-]	η [%]	p_4/p_{02} [-]
0	398292	996	96140	95703	381	4,055	-0,016	-1,577	0,995
1	396884	763	96140	98057	371	3,472	0,060	5,965	1,020
2	396068	541	96140	100801	275	2,757	0,116	11,601	1,048
3	396134	396	96140	102357	362	2,269	0,128	12,781	1,065
4	396486	414	96140	104355	481	1,492	0,112	11,155	1,085
5	396070	442	96140	105558	619	1,113	0,096	9,575	1,098
6	396261	555	96140	106705	706	0,796	0,077	7,699	1,110
7	395838	426	96140	107517	842	0,590	0,062	6,160	1,118

0= otevřená

7= zavřená

6 hnacích trysek

hnací

přetlak 100

kPa

poloha clony	p_{01} [Pa]	S_{xy} [Pa]	p_{02} [Pa]	p_4 [Pa]	S_{xy} [Pa]	Γ [-]	η [-]	η [%]	p_4/p_{02} [-]
0	196340	258	96140	95746	195	4,273	-0,027	-2,702	0,996
1	196589	310	96140	97224	304	3,595	0,063	6,332	1,011
2	196667	325	96140	99169	347	2,630	0,132	13,176	1,032
3	196670	282	96140	100141	531	2,017	0,135	13,476	1,042
4	196095	266	96140	101285	678	1,324	0,116	11,552	1,054
5	195966	327	96140	101650	770	1,084	0,102	10,177	1,057
6	195886	326	96140	102074	595	0,763	0,078	7,753	1,062
7	196004	336	96140	102375	715	0,507	0,054	5,418	1,065

0= otevřená

7= zavřená

hnací

přetlak 200

kPa

poloha clony	p_{01} [Pa]	S_{xy} [Pa]	p_{02} [Pa]	p_4 [Pa]	S_{xy} [Pa]	Γ [-]	η [-]	η [%]	p_4/p_{02} [-]
0	296614	278	96140	95482	224	3,963	-0,028	-2,809	0,993
1	296792	318	96140	98101	294	3,250	0,069	6,936	1,020

2	295944	415	96140	102093	372	2,431	0,161	16,056	1,062
3	295891	329	96140	103942	470	1,823	0,159	15,906	1,081
4	296036	403	96140	106078	483	1,181	0,132	13,242	1,103
5	296061	359	96140	106922	631	0,959	0,117	11,711	1,112
6	296294	344	96140	107761	673	0,633	0,084	8,358	1,121
7	296867	350	96140	108138	861	0,436	0,059	5,948	1,125

0= otevřená

7= zavřená

hnací přetlak
300 kPa

poloha clony	p_{01} [Pa]	S_{xy} [Pa]	p_{02} [Pa]	p_4 [Pa]	S_{xy} [Pa]	Γ [-]	η [-]	η [%]	p_4/p_{02} [-]
0	396470	514	96140	95257	440	3,191	-0,025	-2,511	0,991
1	395782	546	96140	99688	362	2,987	0,095	9,549	1,037
2	396298	445	96140	104814	301	2,124	0,168	16,786	1,090
3	397061	522	96140	107444	438	1,552	0,161	16,067	1,118
4	396791	515	96140	109817	635	0,971	0,122	12,241	1,142
5	396702	534	96140	111023	598	0,758	0,104	10,435	1,155
6	396029	419	96140	112653	853	0,535	0,082	8,216	1,172
7	397011	545	96140	114013	873	0,309	0,051	5,141	1,186

0= otevřená

7= zavřená

8 hnacích trysek

hnací přetlak
100 kPa

poloha clony	p_{01} [Pa]	S_{xy} [Pa]	p_{02} [Pa]	p_4 [Pa]	S_{xy} [Pa]	Γ [-]	η [-]	η [%]	p_4/p_{02} [-]
0	196179	265	96140	95669	224	3,563	-0,027	-2,691	0,995
1	195941	223	96140	97770	222	3,038	0,081	8,119	1,017
2	196426	245	96140	100500	432	2,002	0,147	14,655	1,045
3	196263	258	96140	102538	738	1,270	0,139	13,935	1,067
4	196755	365	96140	103206	548	0,907	0,110	11,033	1,073
5	196352	299	96140	103790	689	0,747	0,099	9,918	1,080
6	196612	321	96140	103971	745	0,585	0,080	7,951	1,081
7	196431	249	96140	104137	728	0,401	0,056	5,582	1,083

0= otevřená

7= zavřená

hnací přetlak

200 kPa

poloha clony	p_{01} [Pa]	S_{xy} [Pa]	p_{02} [Pa]	p_4 [Pa]	S_{xy} [Pa]	Γ [-]	η [-]	η [%]	p_4/p_{02} [-]
0	296393	306	96140	95541	271	3,149	-0,020	-2,032	0,994
1	296328	339	96140	99241	253	2,808	0,095	9,530	1,032
2	296838	334	96140	105035	290	1,875	0,187	18,691	1,093
3	296192	363	96140	108474	439	1,151	0,162	16,192	1,128
4	296753	371	96140	109732	678	0,844	0,131	13,128	1,141
5	295470	352	96140	110637	778	0,635	0,106	10,625	1,151
6	296992	377	96140	111238	940	0,506	0,088	8,796	1,157
7	297159	400	96140	112182	869	0,271	0,050	5,036	1,167

0= otevřená

7= zavřená

hnací přetlak

250 kPa

poloha clony	p_{01} [Pa]	S_{xy} [Pa]	p_{02} [Pa]	p_4 [Pa]	S_{xy} [Pa]	Γ [-]	η [-]	η [%]	p_4/p_{02} [-]
0	346445	405	96140	95624	379	2,683	-0,013	-1,339	0,995
1	346946	375	96140	99916	270	2,611	0,097	9,655	1,039
2	345972	418	96140	107254	277	1,786	0,199	19,943	1,116
3	346338	408	96140	111033	360	1,069	0,162	16,181	1,155
4	346391	470	96140	112601	528	0,772	0,130	12,979	1,171
5	346943	409	96140	114111	742	0,590	0,109	10,875	1,187
6	345174	487	96140	114894	911	0,427	0,083	8,274	1,195
7	346438	369	96140	115872	951	0,319	0,065	6,507	1,205

0= otevřená

7= zavřená

10 hnacích trysek

hnací přetlak

100 kPa

poloha clony	p_{01} [Pa]	S_{xy} [Pa]	p_{02} [Pa]	p_4 [Pa]	S_{xy} [Pa]	Γ [-]	η [-]	η [%]	p_4/p_{02} [-]
0	197551	923	96140	95874	243	2,955	-0,013	-1,253	0,997
1	196764	370	96140	99374	328	2,433	0,130	13,029	1,034
2	195262	760	96140	101597	461	1,577	0,147	14,726	1,057
3	197502	1191	96140	104707	663	0,740	0,110	11,014	1,089
4	197990	1141	96140	105448	731	0,497	0,081	8,073	1,097
5	197306	1681	96140	105008	656	0,462	0,072	7,155	1,092
6	196066	1302	96140	105474	734	0,461	0,076	7,614	1,097
7	195576	1043	96140	105475	784	0,398	0,066	6,607	1,097

0= otevřená

7= zavřená

hnací
přetlak 200
kPa

Poloha clony	p_{01} [Pa]	S_{xy} [Pa]	p_{02} [Pa]	p_4 [Pa]	S_{xy} [Pa]	Γ [-]	η [-]	η [%]	p_4/p_{02} [-]
0	297094	592	96140	95475	356	2,422	-0,017	-1,731	0,993
1	296631	1047	96140	101777	291	2,235	0,139	13,928	1,059
2	296490	919	96140	107261	372	1,511	0,190	19,036	1,116
3	295868	1129	96140	112551	746	0,713	0,136	13,614	1,171
4	297029	1287	96140	113755	647	0,452	0,093	9,273	1,183
5	294871	483	96140	114777	667	0,340	0,075	7,472	1,194
6	296732	1170	96140	113996	845	0,415	0,086	8,646	1,186
7	295984	1027	96140	114596	837	0,314	0,068	6,814	1,192

0= otevřená

7= zavřená

hnací
přetlak 300
kPa

poloha clony	p_{01} [Pa]	S_{xy} [Pa]	p_{02} [Pa]	p_4 [Pa]	S_{xy} [Pa]	Γ [-]	η [-]	η [%]	p_4/p_{02} [-]
0	396875	833	96140	95646	576	1,787	-0,008	-0,787	0,995
1	396494	735	96140	104280	455	1,789	0,132	13,247	1,085
2	395512	666	96140	114082	271	1,296	0,217	21,716	1,187
3	396415	547	96140	120188	527	0,545	0,124	12,420	1,250
4	395955	719	96140	123049	730	0,342	0,088	8,808	1,280
5	395880	770	96140	123621	998	0,344	0,091	9,069	1,286
6	395276	926	96140	123636	841	0,351	0,093	9,263	1,286
7	397215	717	96140	124731	870	0,196	0,054	5,385	1,297

0= otevřená

7= zavřená

12 hnacích trysek

hnací
přetlak 100
kPa

poloha

clony	p_{01} [Pa]	S_{xy} [Pa]	p_{02} [Pa]	p_4 [Pa]	S_{xy} [Pa]	Γ [-]	η [-]	η [%]	p_4/p_{02} [-]
0	195909	395	96140	95494	268	2,853	-0,030	-2,958	0,993
1	196725	321	96140	100785	292	2,149	0,168	16,766	1,048
2	197283	454	96140	104565	528	1,188	0,174	17,403	1,088
3	196087	401	96140	105843	753	0,773	0,133	13,336	1,101
4	196536	381	96140	106927	653	0,481	0,093	9,304	1,112
5	197113	381	96140	107993	951	0,263	0,056	5,631	1,123
6	196487	420	96140	108509	898	0,108	0,024	2,429	1,129
7	196871	442	96140	108290	892	0,252	0,055	5,541	1,126

0= otevřená

7= zavřená

hnací přetlak
200 kPa

poloha clony	p_{01} [Pa]	S_{xy} [Pa]	p_{02} [Pa]	p_4 [Pa]	S_{xy} [Pa]	Γ [-]	η [-]	η [%]	p_4/p_{02} [-]
0	296309	568	96140	95893	389	1,937	-0,005	-0,517	0,997
1	295820	632	96140	104618	262	1,928	0,183	18,338	1,088
2	296032	639	96140	111898	450	1,117	0,204	20,394	1,164
3	295898	684	96140	114828	485	0,759	0,167	16,681	1,194
4	297671	549	96140	116874	727	0,485	0,119	11,863	1,216
5	296585	496	96140	118095	878	0,275	0,072	7,189	1,228
6	295311	797	96140	119053	951	0,197	0,054	5,430	1,238
7	296009	702	96140	118804	778	0,204	0,055	5,549	1,236

0= otevřená

7= zavřená

hnací přetlak
300 kPa

poloha clony	p_{01} [Pa]	S_{xy} [Pa]	p_{02} [Pa]	p_4 [Pa]	S_{xy} [Pa]	Γ [-]	η [-]	η [%]	p_4/p_{02} [-]
0	396301	768	96140	96102	802	1,425	0,000	-0,048	1,000
1	394908	692	96140	106047	452	1,431	0,130	12,982	1,103
2	395339	806	96140	119142	441	1,003	0,218	21,846	1,239
3	395944	827	96140	123910	705	0,710	0,189	18,896	1,289
4	395603	806	96140	125491	674	0,446	0,126	12,619	1,305
5	396381	522	96140	128140	951	0,318	0,099	9,861	1,333
6	397027	578	96140	129689	805	0,260	0,085	8,496	1,349

7 397706 895 96140 129649 923 0,258 0,084 8,383 1,349

0= otevřená

7= zavřená

Hodnoty potřebné pro vypracování průběhů tlaku podél směšovací komory a difuzoru
pro $p_4 = p_b$:

2 hnací trysky

hnací přetlak $p_{01} = 100$ kPa

přetlak $p_{01} = 200$ kPa

přetlak $p_{01} = 300$ kPa

x [mm]	p_{st} [Pa]	S_{xy} [Pa]	x [mm]	p_{st} [Pa]	S_{xy} [Pa]	x[mm]	p_{st} [Pa]	S_{xy} [Pa]
0	-2713	225	0	-4868	114	0	-6235	148
20	-3801	397	20	-6813	113	20	-8735	111
60	-3173	587	60	-5667	309	60	-7537	149
80	-3325	304	80	-5942	247	80	-7936	161
100	-3190	247	100	-5769	248	100	-7667	230
120	-2934	210	120	-5307	264	120	-7040	260
140	-3134	336	140	-5428	269	140	-6880	308
160	-3380	317	160	-5314	275	160	-6781	252
180	-2448	258	180	-4166	232	180	-5589	314
200	-2132	208	200	-3525	290	200	-4850	339
300	-1402	179	300	-2546	326	300	-3444	443
798	-107	197	798	-191	191	798	-254	277

4 hnací trysky

hnací přetlak $p_{01} = 100$ kPa

přetlak $p_{01} = 200$ kPa

přetlak $p_{01} = 300$ kPa

x [mm]	p_{st} [Pa]	S_{xy} [Pa]	x [mm]	p_{st} [Pa]	S_{xy} [Pa]	x [mm]	p_{st} [Pa]	S_{xy} [Pa]
0	-5859	285	0	-10540	189	0	-14005	272
20	-8252	397	20	-15249	179	20	-20591	231
60	-7029	480	60	-12978	209	60	-18557	323
80	-7708	195	80	-14224	212	80	-20691	331
100	-7396	162	100	-13886	194	100	-20264	323
120	-6973	146	120	-12816	222	120	-18620	345
140	-6141	246	140	-11266	241	140	-16600	361
160	-5279	255	160	-9639	231	160	-14257	419
180	-5142	191	180	-9175	263	180	-13688	355
200	-4112	135	200	-7320	298	200	-11169	404
300	-2534	177	300	-4386	398	300	-6929	539
798	-236	221	798	-511	245	798	-437	381

6 hnacích trysek

hnací přetlak $p_{01} = 100$ kPa

x [mm]	p_{st} [Pa]	S_{xy} [Pa]
0	-8412	272
20	-11844	336
60	-10373	316
80	-11277	185
100	-11345	172
120	-10507	161
140	-9316	178
160	-8035	174
180	-7401	173
200	-5970	177
300	-3350	206
798	-394	195

přetlak $p_{01} = 200$ kPa

x [mm]	p_{st} [Pa]	S_{xy} [Pa]
0	-16632	230
20	-25325	164
60	-22746	218
80	-26022	272
100	-26735	327
120	-24307	305
140	-21056	306
160	-17898	361
180	-16269	449
200	-12842	370
300	-6921	267
798	-658	224

přetlak $p_{01} = 300$ kPa

x [mm]	p_{st} [Pa]	S_{xy} [Pa]
0	-20108	252
20	-30984	195
60	-29998	193
80	-37815	441
100	-44795	2598
120	-35697	579
140	-29747	504
160	-25319	532
180	-23728	819
200	-19077	706
300	-9655	600
798	-883	440

8 hnacích trysek

hnací přetlak $p_{01} = 100$ kPa

x [mm]	p_{st} [Pa]	S_{xy} [Pa]
0	-10476	212
20	-15043	245
60	-13486	166
80	-15132	145
100	-15436	141
120	-14374	168
140	-12679	166
160	-10905	193
180	-9858	181
200	-8094	173
300	-4528	223
798	-471	224

přetlak $p_{01} = 200$ kPa

x [mm]	p_{st} [Pa]	S_{xy} [Pa]
0	-19158	293
20	-29600	158
60	-28373	175
80	-35994	304
100	-43240	958
120	-38561	1692
140	-29652	474
160	-24278	404
180	-21763	642
200	-17040	582
300	-8655	444
798	-599	271

přetlak $p_{01} = 300$ kPa

x [mm]	p_{st} [Pa]	S_{xy} [Pa]
0	-19069	218
20	-29318	148
60	-28155	109
80	-35947	134
100	-44704	106
120	-51638	997
140	-40308	1189
160	-33090	1462
180	-28624	1457
200	-21942	1191
300	-10093	628
798	-516	379

10 hnacích trysek

hnací přetlak $p_{01} = 100$ kPa

x [mm]	p_{st} [Pa]	S_{xy} [Pa]
0	-11567	308
20	-16650	374
60	-16191	283
80	-18614	288

přetlak $p_{01} = 200$ kPa

x [mm]	p_{st} [Pa]	S_{xy} [Pa]
0	-17307	219
20	-26337	150
60	-27031	127
80	-34990	129

přetlak $p_{01} = 300$ kPa

x [mm]	p_{st} [Pa]	S_{xy} [Pa]
0	-16913	229
20	-25542	136
60	-27600	97
80	-32743	195

100	-19079	269	100	-43930	428	100	-44364	292
120	-17770	268	120	-52761	159	120	-53523	508
140	-15602	269	140	-46020	2669	140	-60246	189
160	-13217	279	160	-31833	1354	160	-62667	3243
180	-11799	263	180	-25743	676	180	-45712	4803
200	-9476	257	200	-19345	478	200	-30416	1258
300	-5271	153	300	-9486	423	300	-15407	1386
798	-266	243	798	-665	356	798	-494	576

12 hnacích trysek

hnací přetlak $p_{01} = 100$ kPa

přetlak $p_{01} = 200$ kPa

přetlak $p_{01} = 300$ kPa

x [mm]	p_{st} [Pa]	S_{xy} [Pa]	x [mm]	p_{st} [Pa]	S_{xy} [Pa]	x [mm]	p_{st} [Pa]	S_{xy} [Pa]
0	-14769	311	0	-15826	168	0	-15520	224
20	-22096	381	20	-23691	155	20	-23053	169
60	-22814	320	60	-24906	101	60	-25439	249
80	-28695	364	80	-33006	73	80	-33548	329
100	-31631	888	100	-41956	177	100	-41183	827
120	-28317	422	120	-51342	50	120	-50173	173
140	-23619	330	140	-60071	73	140	-58189	334
160	-19489	318	160	-46052	1078	160	-64775	159
180	-17105	313	180	-35696	1113	180	-73010	573
200	-13301	278	200	-24034	893	200	-50591	2921
300	-6986	216	300	-10491	512	300	-16661	1223
798	-646	268	798	-247	389	798	-38	802