

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ
V PRAZE
FAKULTA STROJNÍ

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

KRALOVICE 2016

Martina HLADÍKOVÁ



ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta strojní

Ústav mechaniky tekutin a termodynamiky

Proudění stlačitelné tekutiny v úzkém kanále

Bakalářská práce

Studijní program: Teoretický základ strojního inženýrství

Studijní obor: bez oboru

Vedoucí práce: Prof. Ing. Pavel Šafařík, CSc.

Konzultant: Ing. Martin Luxa, Ph.D.

Martina Hladíková

2016

ABSTRAKT

Práce se zabývá prouděním stlačitelné a vazké tekutiny úzkým kanálem, jehož výška je 2 mm. Jejím cílem je analyzovat dostupné výsledky z experimentů a numerických simulací, diskutovat významné jevy, uvést podstatné problémy tématu a poukázat na další možnosti řešení. V práci jsou pomocí aproximačních metod vyjádřeny předpisy funkcí křivek rychlostních profilů proudění tekutiny, takto získané rychlostní profily jsou porovnány s rychlostními profily získanými numerickými simulacemi. Rychlostním profilům je vypočtena pošinovací tloušťka, impulsová tloušťka a tvarový parametr. Jejich hodnoty jsou porovnány. Z předpisu funkce rychlostního profilu proudění tekutiny je pak dopočítáno tečně napětí na stěně úzkého kanálu, součinitel tření a maximální rychlost proudění tekutiny. Zároveň je z dostupných numerických simulací stanoven konec rozběhové dráhy.

KLÍČOVÁ SLOVA

rychlostní profil, součinitel tření, minikanál, numerická simulace

ABSTRACT

Compressible Fluid Flow through Minichannel

The flow of compressible and viscous fluid through a 2 mm high minichannel is studied. The thesis analysis available results of experiments and numerical simulations, discusses significant phenomena, identifies core problems of the field and considers possible novel solutions. Curves of the velocity profiles are expressed as functions found by approximation methods. The found velocity profiles are compared with the velocity profiles obtained from the numerical simulations. Displacement thicknesses, momentum thicknesses and shape factors are computed for the velocity profiles and their values compared. The shear stress on the wall of the minichannel, the friction factor and the maximum velocity of the fluid flow are computed from the functions of the velocity profiles of the fluid flow. The end of the entrance length is determined from the available results of numerical simulations.

KEYWORDS

velocity profile, friction factor, minichannel, numerical simulation

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci na téma „Proudění stlačitelné tekutiny v úzkém kanále“ vypracovala samostatně a že jsem uvedla všechny použité zdroje a prameny.

V Praze dne: 17. června 2016

.....

Podpis autora

PODĚKOVÁNÍ

Ráda bych poděkovala prof. Ing. Pavlovi Šafaříkovi, CSc. za cenné rady, věcné připomínky a vstřícnost při konzultacích a vypracování bakalářské práce. Též bych ráda poděkovala Ing. Jindřichovi Hálovi za ochotu a za poskytnutí dostupných výsledků z experimentů a numerických simulací proudění tekutiny úzkým kanálem. Mé poděkování patří i Ing. Martinovi Luxovi, Ph.D, konzultantovi předkládané bakalářské práce.

Zároveň bych chtěla poděkovat svojí rodině za podporu během celého studia.

OBSAH

1. ÚVOD	9
2. TEORETICKÝ ZÁKLAD	11
2.1. Proudění reálných tekutin	11
2.2. Proudění laminární a turbulentní	11
2.2.1. Reynoldsovo číslo	12
2.2.2. Laminární proudění mezi rovnoběžnými stěnami a jeho rychlostní profil	12
2.2.3. Turbulentní proudění a jeho rychlostní profil.....	13
2.3. Pohlhausenova aproximační metoda rychlostního profilu.....	15
2.4. Izoentropické proudění	17
2.5. Rozběhová dráha.....	17
2.6. Mezní vrstva	18
2.6.1. Pošinovací tloušťka mezní vrstvy.....	19
2.6.2. Impulsová tloušťka mezní vrstvy	19
2.6.3. Tvarový parametr mezní vrstvy.....	20
3. ÚZKÝ KANÁL, EXPERIMENTÁLNÍ ZAŘÍZENÍ	21
4. VÝSLEDKY SIMULACÍ A EXPERIMENTŮ	23
5. VYHODNOCENÍ A DISKUSE.....	27
5.1. Rychlostní profily proudění tekutiny v úzkém kanále.....	27
5.1.1. Pohlhausenova aproximační metoda	27
5.1.2. Mocinná aproximační metoda	30
5.1.3. Sedminový zákon a rovnice tečny ke křivce rychlostního profilu	33
5.1.4. Porovnání rychlostních profilů získaných aproximačními metodami.....	34
5.2. Rozložení celkového tlaku podél osy x úzkého kanálu	35
5.3. Tečné napětí na stěně úzkého kanálu.....	36
5.4. Rozběhová dráha úzkého kanálu	38

6. ZÁVĚR.....	39
SEZNAM POUŽITÝCH SYMBOLŮ	41
SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY	43
SEZNAM OBRÁZKŮ	44

1. ÚVOD

Hlavním cílem této práce je zabývat se problémem průtoku stlačitelné a vazké tekutiny úzkým kanálem. Jedná se nejen o problém vědecký, kdy je na jednoduché geometrii simulováno chování vazké a stlačitelné tekutiny, ale dostupné výsledky z experimentů a numerických simulací lze aplikovat i v praxi, především pak ve strojích, v místech styku dvou součástí, popřípadě v místech mezi statorem a rotorem atp. Další snahou této práce je diskutovat významné jevy nastávající při proudění stlačitelné a vazké tekutiny úzkým kanálem, uvést podstatné problémy tématu a ukázat na další možnosti řešení.

Z výsledků experimentů [1] vyplývá, že vliv mezní vrstvy v úzkém kanále je významný a že jej nelze vyjádřit pouhou korekcí. Rychlostní profil je nerovnoměrný, hlavní příčinou této nerovnoměrnosti je vazkost tekutiny. S přibližováním ke kritickému průřezu se rychlostní profil vyplňuje. Tyto závěry se ovšem týkají úzkých kanálů, tzv. „relativně úzkých“ kanálů, jejichž výška h se řádově pohybuje v jednotkách centimetrů, avšak výška h úzkých kanálů, jimiž se tato práce zabývá, se řádově pohybuje v jednotkách milimetrů.

Zda je proudění v úzkém kanále turbulentní, nebo laminární, není zcela zřejmé, výsledky dostupných experimentů a numerických simulací hovoří nejednoznačně. Důležitým součinitelem, kterým se tato práce bude zabývat, je tzv. součinitel tření a s ním související tečné napětí. K vyhodnocování tohoto součinitele, jak z dostupných materiálů [2] vyplývá, byl použit jednorozměrný model adiabatického viskózního proudění [3]. Použití této aproximace mělo mít za následek co možná nejmenší zkreslení systematických chyb. K výpočtu součinitele tření byl využit jak tlak statický rozložený podél hlavní osy, tak tlak celkový. Ze závěrů [2] je zřejmé, že jednorozměrný model adiabatického vazkého proudění není zcela vhodně zvolenou aproximací a že k výpočtu součinitele tření je třeba využít další metody. Přínosem předkládané práce je aplikace dvourozměrného proudění při výpočtu součinitele tření a následné zpracování výsledků.

Z numerických simulací byly k řešení problému průtoku stlačitelné a vazké tekutiny úzkým kanálem využity matematické modely SST $k-\omega$ a SST Transition [4]. Zatímco výsledky rozložení tlaku podél hlavní osy získané z experimentů se s výsledky z numerické simulace pomocí matematického modelu SST Transition shodují, hodnoty třecího faktoru již nikoliv.

V předkládané práci budou pomocí aproximačních metod vyjádřeny předpisy funkcí křivek rychlostních profilů proudění tekutiny, takto získané rychlostní profily budou následně porovnány s rychlostními profily dostupnými z numerických simulací. Rychlostním profilům

bude spočítána pošinovací tloušťka mezní vrstvy, impulsová tloušťka mezní vrstvy a tvarový parametr mezní vrstvy, tyto hodnoty budou porovnány. Snahou předkládané práce je na základě znalosti rychlostního profilu proudění tekutiny úzkým kanálem dopočítat tečné napětí na stěně úzkého kanálu, součinitel tření a maximální rychlost proudění tekutiny.

2. TEORETICKÝ ZÁKLAD

V této části práce jsou popsány veškeré pojmy a zároveň uvedeny vzorce, na které je pak v dalších kapitolách odkazováno a které jsou využívány při zpracování dostupných výsledků experimentů a numerických simulací z proudění stlačitelné a vazké tekutiny v úzkém kanále.

2.1. Proudění reálných tekutin

Reálné tekutiny jsou stlačitelné a viskózní a jednotlivé sousední částice na sebe působí třecí silou. Viskozita obecně je schopnost tekutiny přenášet tečná napětí a je příčinou odporu proti vzájemnému pohybu částic. Viskózní tření pak způsobuje hydraulický odpor, který je důsledkem vnitřního tření tekutiny. Jak částice tekutiny překonávají tento odpor, zmenšuje se mechanická energie tekutiny, což má za následek pokles rychlosti, tlaku či polohové energie. V úzkém kanále je vliv viskozity značný, a tedy část počáteční energie pravděpodobně disipuje a jen velmi malá část se přemění na samotnou kinetickou energii. Tečné napětí, jež je s pohybem stlačitelné a vazké tekutiny velmi úzce spjata, lze určit pomocí tzv. Newtonova zákona, který vyjadřuje vztah mezi rychlostí smykové deformace a tečným napětím

$$\tau = \eta \frac{dv}{dy}, \quad (1)$$

kde η je dynamická viskozita a $\frac{dv}{dy}$ je rychlost smykové deformace. Velmi podstatným vztahem pro proudění stlačitelné a vazké tekutiny úzkým kanálem je rovnice kontinuity

$$\frac{\partial(\rho)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} = 0, \quad (2)$$

kde ρ je hustota tekutiny, t je čas, v_x je rychlost ve směru osy x , v_y je rychlost ve směru osy y a v_z je rychlost ve směru osy z , x , y , z jsou souřadnice polohy.

2.2. Proudění laminární a turbulentní

Existují dva typy proudění – proudění laminární a proudění turbulentní. Tato dvě proudění jsou zcela rozdílná a charakteristické je pro ně naprosto odlišné chování. Zatímco laminární proudění se vyznačuje prouděním tekutiny v tzv. laminách a jednotlivé vrstvy tekutiny se nepromíchávají, zároveň při tomto proudění vzniká tečné napětí, jež je vyjádřeno Newtonovým zákonem (viz

rovnice (1)), turbulentní proudění je neuspořádaný pohyb částic tekutiny, při němž dochází ke vzniku vírů a ke značnému promíchávání tekutiny.

2.2.1. Reynoldsovo číslo

Zásadním ukazatelem, zda je proudění laminární, nebo turbulentní, je tzv. Reynoldsovo číslo, jež je bezrozměrovým parametrem charakterizujícím proudění vazké tekutiny. Reynoldsovo číslo, které vyjadřuje poměr setrvačných a vazkých sil, je vyjádřeno následujícím vztahem

$$Re = \frac{vd_h}{\nu}, \quad (3)$$

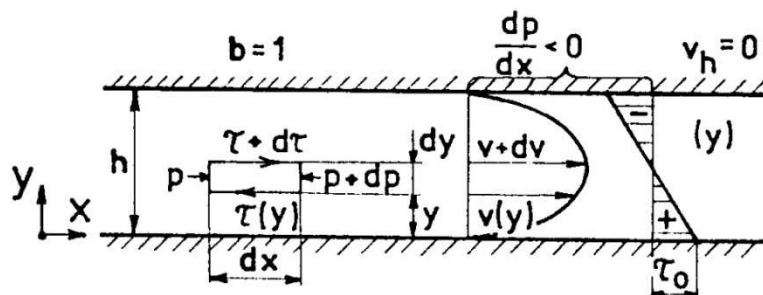
kde v je rychlost, d_h je hydraulický průměr a ν je kinematická viskozita. Reynoldsovo číslo lze také vyjádřit jako funkci čísla Machova, vztah (3) pak nabývá tvaru

$$Re = \frac{Mah}{\nu}, \quad (4)$$

kde M je Machovo číslo, a je rychlost zvuku, h je charakteristický rozměr úzkého kanálu, jeho výška, a ν je kinematická viskozita. Laminární proudění přechází do turbulentního, když Reynoldsovo číslo dosahuje tzv. kritické hodnoty, tato hodnota je označována jako tzv. Reynoldsovo číslo kritické. Je ovšem výrazně ovlivněno průřezem a drsností úzkého kanálu a jeho hodnoty se mohou značně lišit.

2.2.2. Laminární proudění mezi rovnoběžnými stěnami a jeho rychlostní profil

Tlakovým spádem $\Delta p = p_1 - p_2$ je mezi rovnoběžnými stěnami vyvoláno proudění ve směru osy x . Uvažované proudění je izotermické a izoviskoční. Vertikální vzdálenost mezi deskami je h . [5]



Obrázek 1 Rychlostní profil laminárního proudění, proudění mezi dvěma rovnoběžnými deskami[6]

Rovnovážná rovnice sil působících na vyjmutý element velikost $dx \cdot dy$ (obr. 1) má tvar

$$[p - (p + dp)]dy + [(\tau(y) + d\tau(y))]dx - \tau(y)dx = 0. \quad (5)$$

Výsledná rovnice rychlostního profilu po aplikaci Newtonova zákona tečného napětí (rov. (1)) je pak

$$v(y) = \frac{i}{2\eta} (hy - y^2), \quad (6)$$

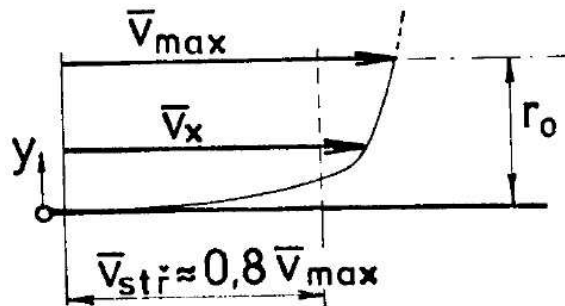
kde $v(y)$ je lokální rychlost, η je dynamická viskozita, h je výška úzkého kanálu, y je lokální souřadnice a i je tlakový spád

$$i = \frac{dp}{dx} = konst., \quad (7)$$

kde p je tlak a x je souřadnice polohy. Rychlostní profil laminárního proudění nabývá mezi dvěma rovnoběžnými deskami parabolického tvaru.

2.2.3. Turbulentní proudění a jeho rychlostní profil

Turbulentní proudění je ovlivněno dvěma faktory, těmi jsou Reynoldsovo číslo a blízkost stěny.



Obrázek 2 Rychlostní profil turbulentního proudění [6]

V souvislosti s turbulentním prouděním se využívá tzv. empirický mocninový zákon, někdy označovaný jako zákon sedminový, který je popsán rovnicí

$$v(y) = v_a \left(\frac{y}{y_{max}} \right)^{\frac{1}{m}}, \quad (8)$$

kde $v(y)$ je lokální rychlost, v_a je rychlost na ose úzkého kanálu, jež prochází právě polovinou jeho výšky, v případě úzkého kanálu to je osa x , y_{max} je vzdálenost osy x od stěny úzkého

kanálu a je rovno polovině výšky úzkého kanálu a m je celý mocnitel. Mocnitel se zpravidla klade $m = 7$, této hodnoty nabývá, pokud Reynoldsovo číslo $Re \leq 10^5$, tedy pro nízká Reynoldsova čísla.

Rychlostní profil turbulentního proudění lze popsat i přesnějšími rovnicemi, než je rovnice (8). Často aplikován je logaritmický rychlostní profil. Logaritmický rychlostní profil je matematicky popsán následovně

$$\overline{v}_x = \frac{v_*}{\kappa} \ln y + K_1, \quad (9)$$

kde \overline{v}_x je střední rychlost turbulentního proudění, y je odlehlost od stěny úzkého kanálu, κ je Kármánova konstanta, která nabývá hodnoty 0,4, K_1 je integrační konstanta a v_* je tzv. třecí rychlost

$$v_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}, \quad (10)$$

kde τ_w je tečné napětí na stěně a ρ je hustota tekutiny. Z experimentů byly stanoveny konstanty přítomné v logaritmickém zákoně

$$\frac{\overline{v}_x}{v_*} = 5,75 \log \frac{v_* y}{\nu} + 5,5. \quad (11)$$

Po zavedení bezrozměrné rychlosti v^+ , kde

$$v^+ = \frac{\overline{v}_x}{v_*}, \quad (12)$$

a bezrozměrné odlehlosti od stěny y^+ , kde

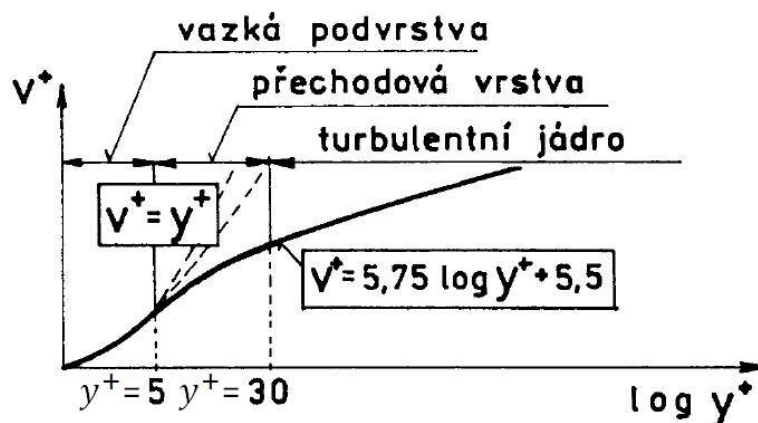
$$y^+ = \frac{v_* y}{\nu}, \quad (13)$$

nabývá logaritmický zákon následujícího tvaru

$$v^+ = 5,75 \log y^+ + 5,5. \quad (14)$$

Turbulentní proudění v blízkosti stěny lze rozdělit na tři části – vazkou podvrstvou, zde tečné napětí převažuje nad zdánlivým prouděním turbulentním, rychlostní profil je v těchto místech

lineární, přechodovou vrstvu, kde jsou obě tečná napětí vyvolaná viskozitou či turbulentním směšovacím pohybem stejně velká a kde rychlost přechází z lineárního na zákon logaritmický, hranicí mezi vazkou podvrstvou a přechodovou vrstvou je hodnota $y^+ = 5$ (viz obr. 3), a turbulentní jádro proudu, kde tečné napětí vyvolané viskozitou je velmi malé, v této oblasti platí logaritmický zákon podle rovnice (14). Dle obr. 3, který je diagramem v semilogaritmických souřadnicích, přechodová vrstva přechází v turbulentní jádro, právě když y^+ nabývá hodnoty 30.



Obrázek 3 Turbulentní rychlostní profil u stěny [6]

2.3. Pohlhausenova aproximační metoda mezní vrstvy

Pohlhausenovu aproximační metodu [7] rychlostního profilu lze aplikovat na dvourozměrné laminární proudění. Výsledkem je rovnice rychlostního profilu laminárního proudění, která je popsána jako

$$\frac{v}{v_{max}} = f(\varepsilon) = a\varepsilon + b\varepsilon^2 + c\varepsilon^3 + d\varepsilon^4, \quad (15)$$

kde v je lokální rychlost, v_{max} je rychlost maximální, ε je vyjádřeno vztahem

$$\varepsilon = \frac{y}{y_{max}}, \quad (16)$$

kde y je odlehlost od stěny úzkého kanálu a y_{max} je maximální vzdálenost od stěny úzkého kanálu, a tedy y_{max} je rovno právě polovině výšky úzkého kanálu. Koeficienty a , b , c a d lze podle [7] získat z následujících rovností

$$a = 2 + \frac{\Lambda}{6}, \quad (17)$$

$$b = -\frac{\Lambda}{2}, \quad (18)$$

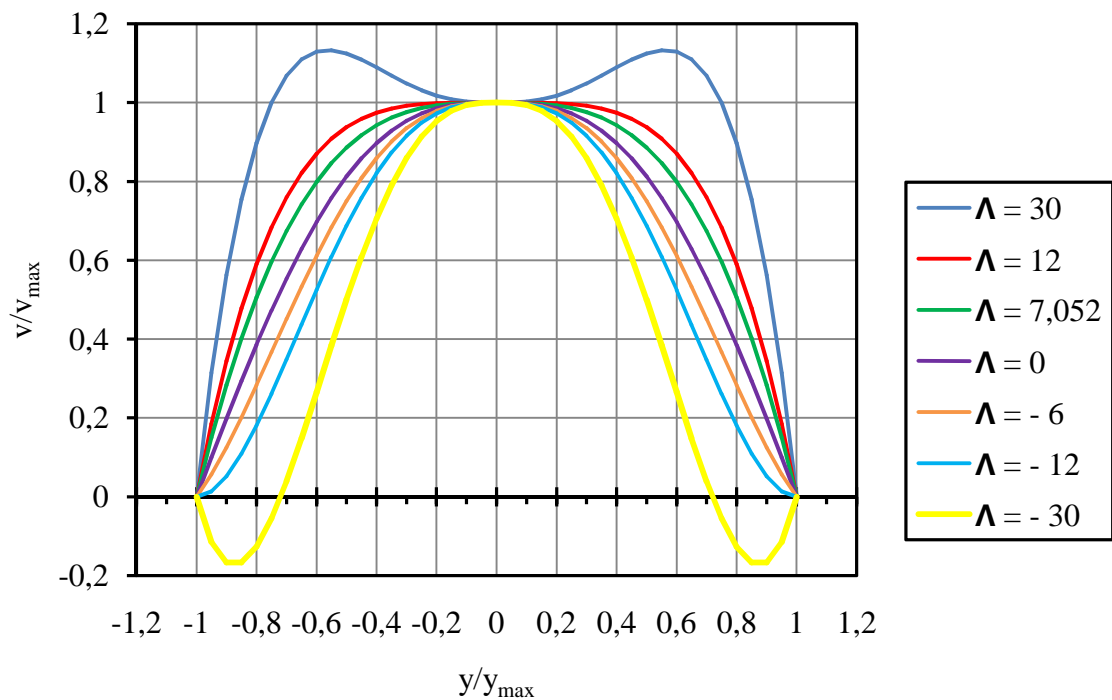
$$c = -2 + \frac{\Lambda}{2}, \quad (19)$$

$$d = 1 - \frac{\Lambda}{6}, \quad (20)$$

kde Λ je bezrozměrná veličina, jež je rovna poměru tlakových a třecích sil, a tedy

$$\Lambda = \frac{\delta^2}{\nu} \frac{dv_{max}}{dx}, \quad (21)$$

kde δ je tloušťka mezní vrstvy, ν je kinematická viskozita, x je lokální souřadnice a v_{max} je maximální rychlost, rychlost na ose x . Na obrázku 4 jsou znázorněny rychlostní profily proudění pro různé hodnoty Λ (viz rovnice (21)).



Obrázek 4 Křivky rychlostních profilů laminárního proudění získané Pohlhausenovou aproximační metodou

2.4. Izoentropické proudění

Pro izoentropické proudění ideálního plynu je charakteristické nulové sdělené teplo, a tedy platí

$$dq = 0, \quad (22)$$

a konstantní hodnota entropie

$$ds = 0. \quad (23)$$

Dále platí následující rovnost

$$\frac{p_1}{\rho_1^\kappa} = \frac{p_2}{\rho_2^\kappa}, \quad (24)$$

kde p_1 je tlak v místě 1, ρ_1 je hustota v místě 1, p_2 je tlak v místě 2, ρ_2 je hustota v místě 2 a κ je tzv. Poissonova konstanta.

Pro výpočet lokálních teplot v úzkém kanále je využíván vzorec

$$T = T_{01} \left(\frac{p}{p_{01}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}, \quad (25)$$

kde T je lokální teplota, T_{01} je teplota na vstupu úzkého kanálu, p je lokální tlak a p_{01} je tlak na vstupu úzkého kanálu. Na základě znalosti lokální teploty je dopočítána lokální rychlost plynoucí z rovnice bilance energie

$$v = \sqrt{2c_p(T_{01} - T)}, \quad (26)$$

kde c_p je měrná tepelná kapacita při konstantním tlaku. Izoentropické proudění ovšem bude aplikováno pouze na vstup úzkého kanálu, nikoliv na celou jeho délku.

2.5. Rozběhová dráha

Po vstupu do úzkého kanálu má tekutina rychlostní profil odpovídající dokonalé tekutině, nedochází zde k žádnému působení vazkových sil, které by zapříčinilo disipaci. Jak se ovšem tekutina postupně začíná stýkat se stěnou úzkého kanálu, nabývá její rychlostní profil charakteru proudu reálné tekutiny. Částice se začínají pohybovat rozdílnými rychlostmi a mezi jednotlivými

vrstvami proudu působí tečné napětí. Částice, které ulpívají na stěnách úzkého kanálu, jsou zbrzděovány, v centru (jádro) proudu jsou naopak urychlovány. V určité vzdálenosti od vtoku úzkého kanálu dochází k úplnému vyvinutí rychlostního profilu. Právě tato vzdálenost, na níž dochází k postupnému vývoji rychlostního profilu, je nazývána jako tzv. rozběhová dráha proudění.

Znalost její délky a zároveň jejího konce je velmi důležitá, protože právě na základě lokace konce rozběhové dráhy lze určit, kde je možné použít mechanismy určené pro plně vyvinutý proud tekutiny.

V ideálním případě by bylo vhodné vyjádřit délku rozběhové dráhy jako funkci čísla Reynoldsova a charakteristického rozměru úzkého kanálu.

2.6. Mezní vrstva

Jedná se o tenkou vrstvu tekutiny, která se nachází v blízkosti stěny a v níž se projevuje vliv vazkosti. Pro výpočet tloušťky mezní vrstvy laminárního proudění je využíván vztah

$$\delta = 5,83 \frac{x}{\sqrt{\frac{vx}{v}}}, \quad (27)$$

kde x je lokální souřadnice, v je lokální rychlost na ose x , ν je kinematická viskozita. Pro turbulentní proudění platí pak vztah následující

$$\delta = 0,211 \frac{x}{\sqrt[7]{\frac{xv}{\nu}}}. \quad (28)$$

Rychlost v je získána ze vztahu

$$v = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} r T_0 \left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}, \quad (29)$$

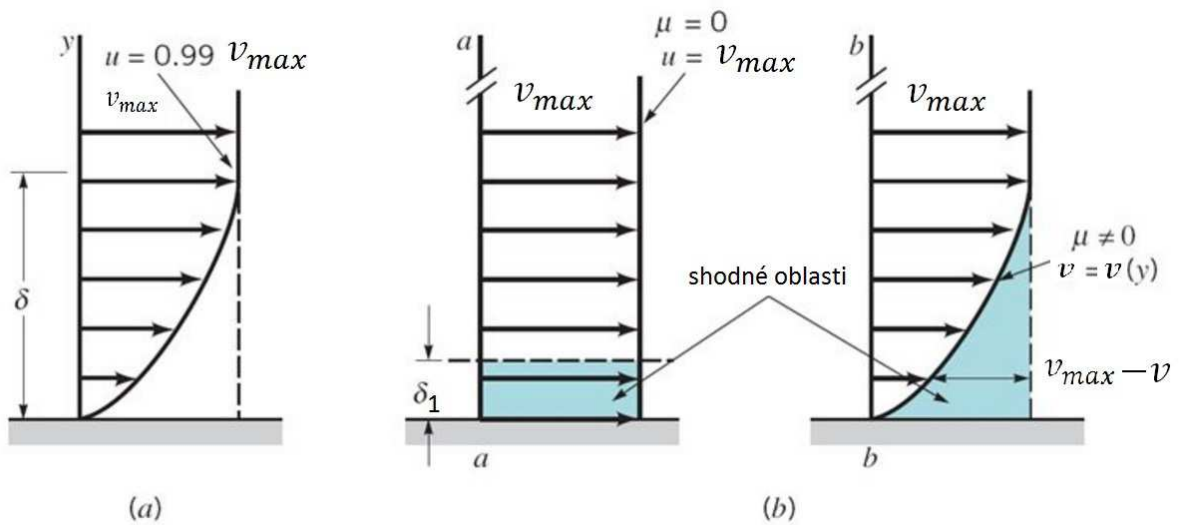
jenž je označován jako Saint Vénantova-Wantzelova rovnice, r je měrná plynová konstanta, T_0 je teplota na vstupu úzkého kanálu, p je lokální tlak na ose x , p_0 je tlak na vstupu úzkého kanálu, κ je Poissonova konstanta.

2.6.1. Pošínovací tloušťka mezní vrstvy

Pošínovací tloušťka mezní vrstvy δ_1 je vzdálenost, o kterou lze posunout stěnu kanálu směrem do proudu za předpokladu, že hustota a rychlost vnějšího proudu nabývají konstantních hodnot až ke stěně kanálu. Pošínovací tloušťka mezní vrstvy je vyjádřena vztahem

$$\delta_1 = \int_{y=0}^{\infty} \left(1 - \frac{v}{v_{max}}\right) dy, \quad (30)$$

kde v je lokální rychlost, v_{max} je rychlost maximální, rychlost na ose x , a y je odlehlost od stěny.



Obrázek 5 (a) tloušťka mezní vrstvy (b) pošínovací tloušťka mezní vrstvy [8]

2.6.2. Impulsová tloušťka mezní vrstvy

Impulsová tloušťka mezní vrstvy δ_2 je určena tak, aby se úbytek hybnosti částic skutečné tekutiny v mezní vrstvě vyrovnal hybnosti části dokonalé tekutiny protékající mezi posunutým obrysem o δ_2 a skutečným obrysem [9]. Impulsová tloušťka je popsána následující rovností

$$\delta_2 = \int_{y=0}^{\infty} \frac{v}{v_{max}} \left(1 - \frac{v}{v_{max}}\right) dy, \quad (31)$$

kde v je lokální rychlost, v_{max} je rychlost maximální, rychlost na ose x , a y je odlehlost od stěny.

2.6.3. Tvarový parametr mezní vrstvy

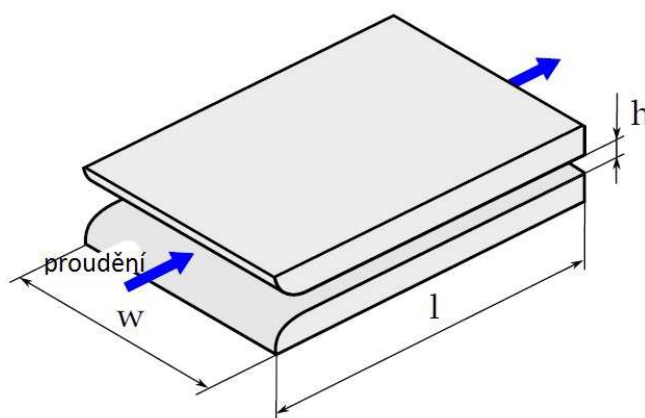
Tvarový parametr mezní vrstvy H je bezrozměrovým parametrem, jenž je definován jako poměr pošinovací a impulsové tloušťky mezní vrstvy, a tedy

$$H = \frac{\delta_1}{\delta_2}. \quad (32)$$

Tvarový parametr vyjadřuje, jak je rychlostní profil zaplněn.

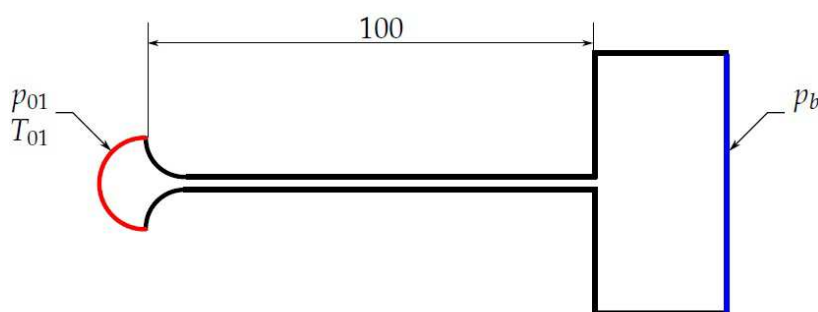
3. ÚZKÝ KANÁL, EXPERIMENTÁLNÍ ZAŘÍZENÍ

Úzký kanál, jenž je předmětem této bakalářské práce, je definován délkou l , jež je rovna 100 mm, šířkou w , která nabývá stejné hodnoty jako délka úzkého kanálu, a tedy je rovna 100 mm, a výškou h , jež je zároveň charakteristickým rozměrem úzkého kanálu a rovná se 2 mm (viz obr. 6). Tlakový spád úzkého kanálu $i = 0,188$. V úzkém kanále je tlakovým spádem i vyvoláno proudění vzduchu.



Obrázek 6 Schéma úzkého kanálu [4]

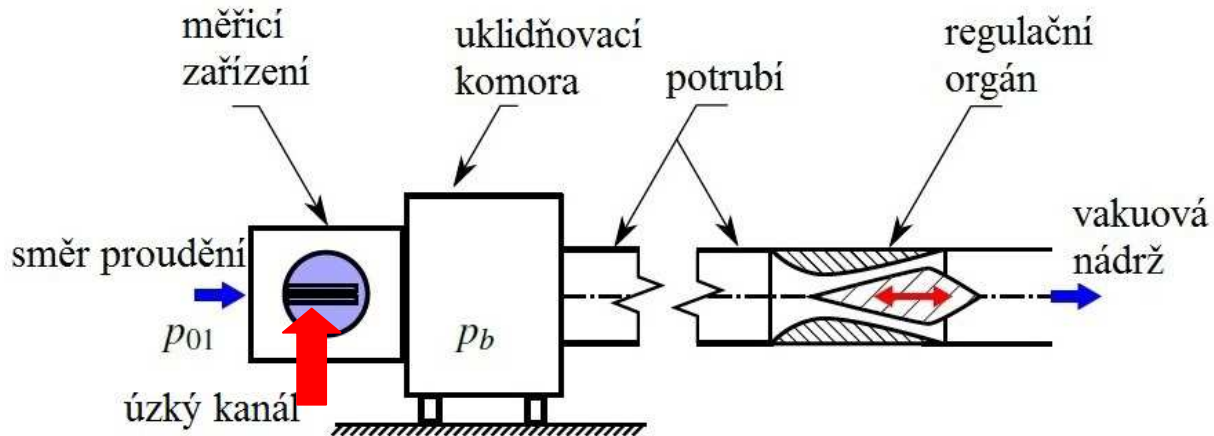
Na obrázku 7 jsou znázorněny okrajové podmínky měření, kde T_{01} je teplota na vstupu úzkého kanálu, jejíž hodnota je předpokládána konstantní, p_{01} je tlak na vstupu, a tedy je roven tlaku atmosférickému, a p_b je protitlak.



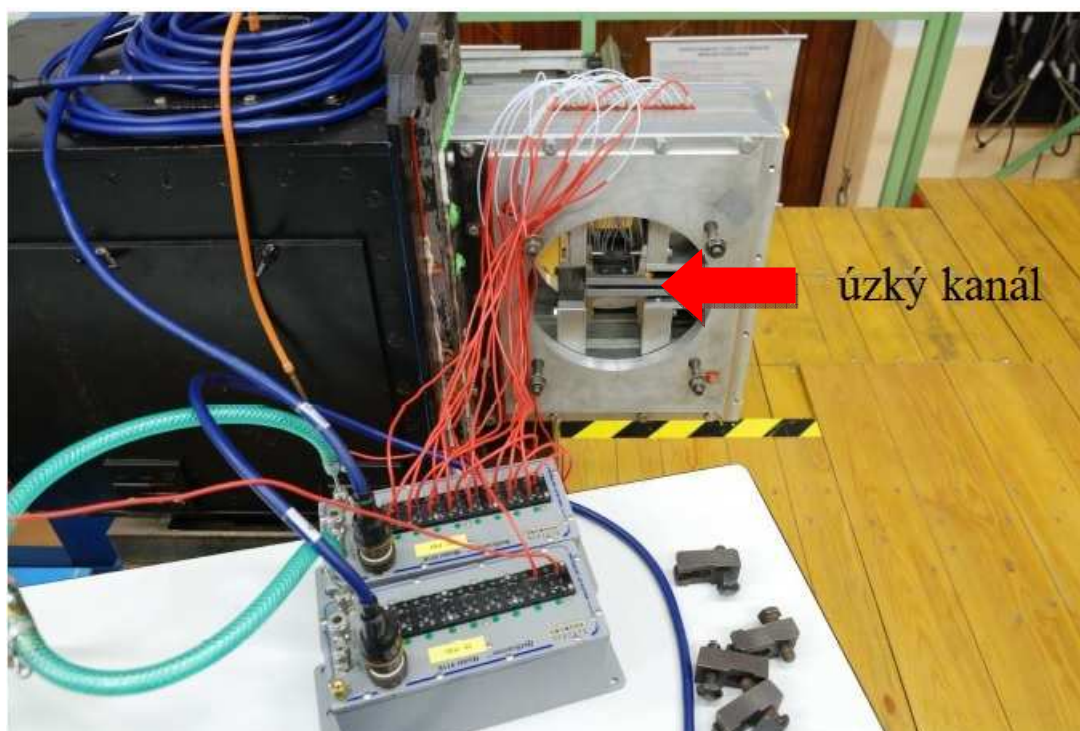
Obrázek 7 Schéma okrajových podmínek měření [4]

Experimenty [4] byly prováděny na speciálním měřicím zařízení (viz obr. 9), které bylo vyrobeno právě pro tyto účely. Toto zařízení umožňuje jak optická, tak pneumatická měření. Vzduch vstupuje do testovací části přímo ze samotné laboratoře. Úzký kanál je tvořen dvěma ocelovými deskami, mezi nimiž proudí přiváděný vzduch, a dvěma postranními stěnami se

skleněnými okénky. Povrch ocelových desek je leštěný. Z úzkého kanálu vzduch pokračuje do uklidňovací komory, která je připojena pomocí potrubí na tzv. vakuovou nádrž. Schéma uspořádání experimentu znázorňuje obrázek 8.



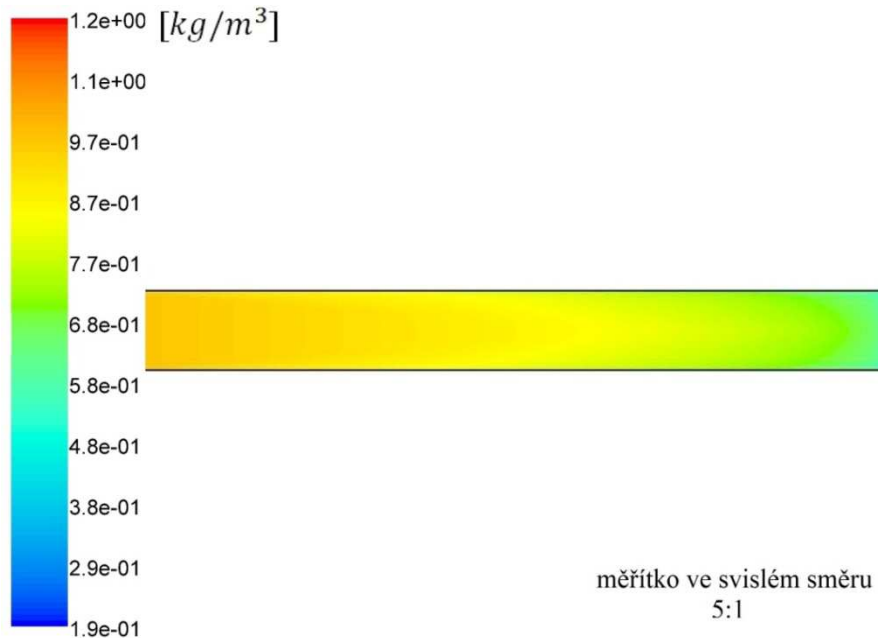
Obrázek 8 Schéma uspořádání experimentu [10]



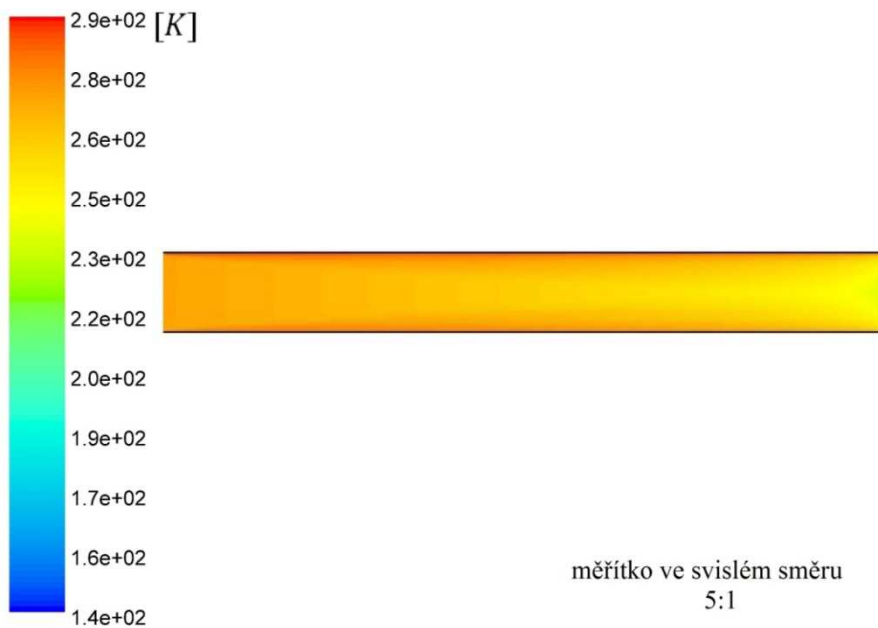
Obrázek 9 Experimentální zařízení [4]

4. VÝSLEDKY SIMULACÍ A EXPERIMENTŮ

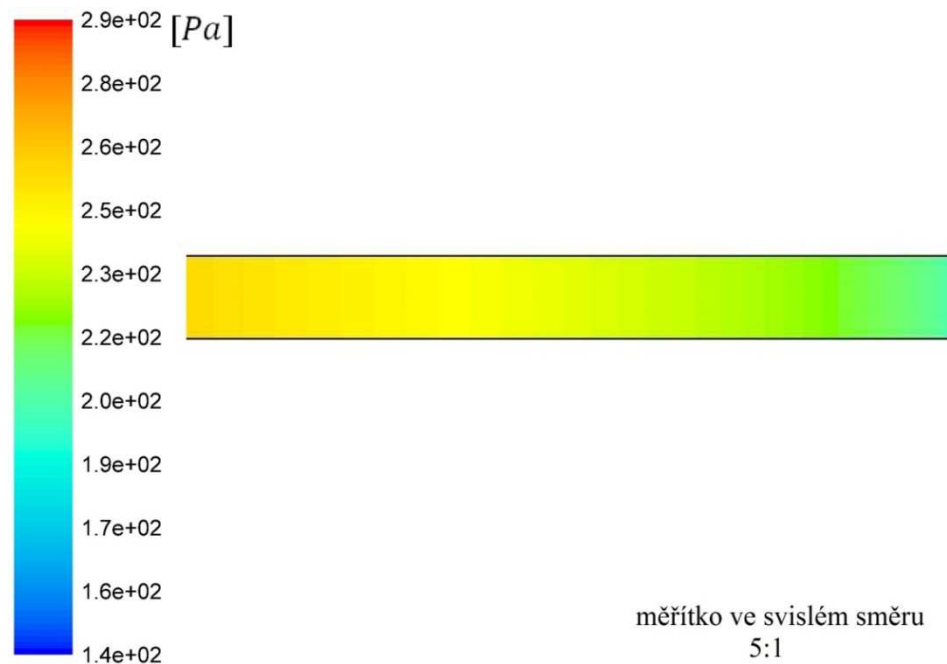
Na obrázcích 10, 11, 12 a 13 jsou znázorněna rozložení hustoty, teploty, tlaku a entropie v úzkém kanále, která jsou dostupná z numerické simulace pomocí matematického modelu SST $k-\omega$.



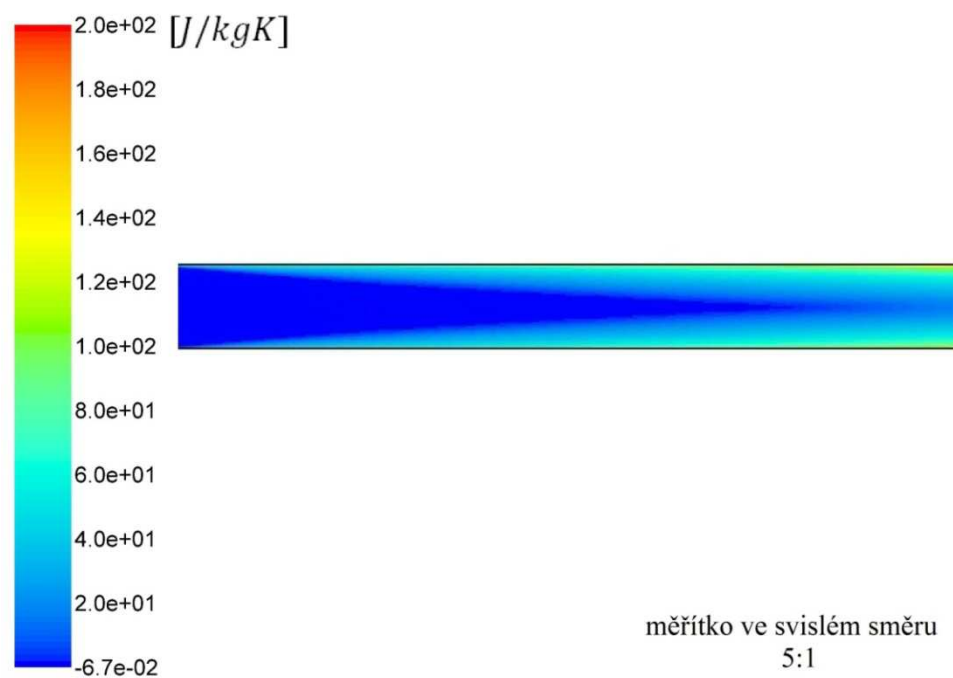
Obrázek 10 Rozložení hustoty v úzkém kanále - dostupné z numerických simulací [4]



Obrázek 11 Rozložení teploty v úzkém kanále - dostupné z numerických simulací [4]

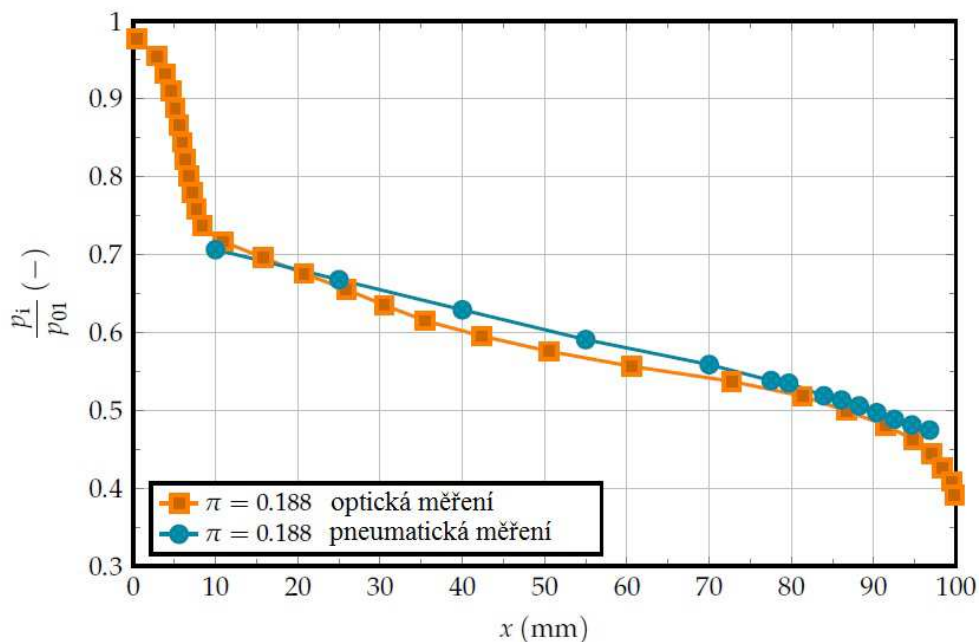


Obrázek 12 Rozložení tlaku v úzkém kanále - dostupné z numerických simulací [4]



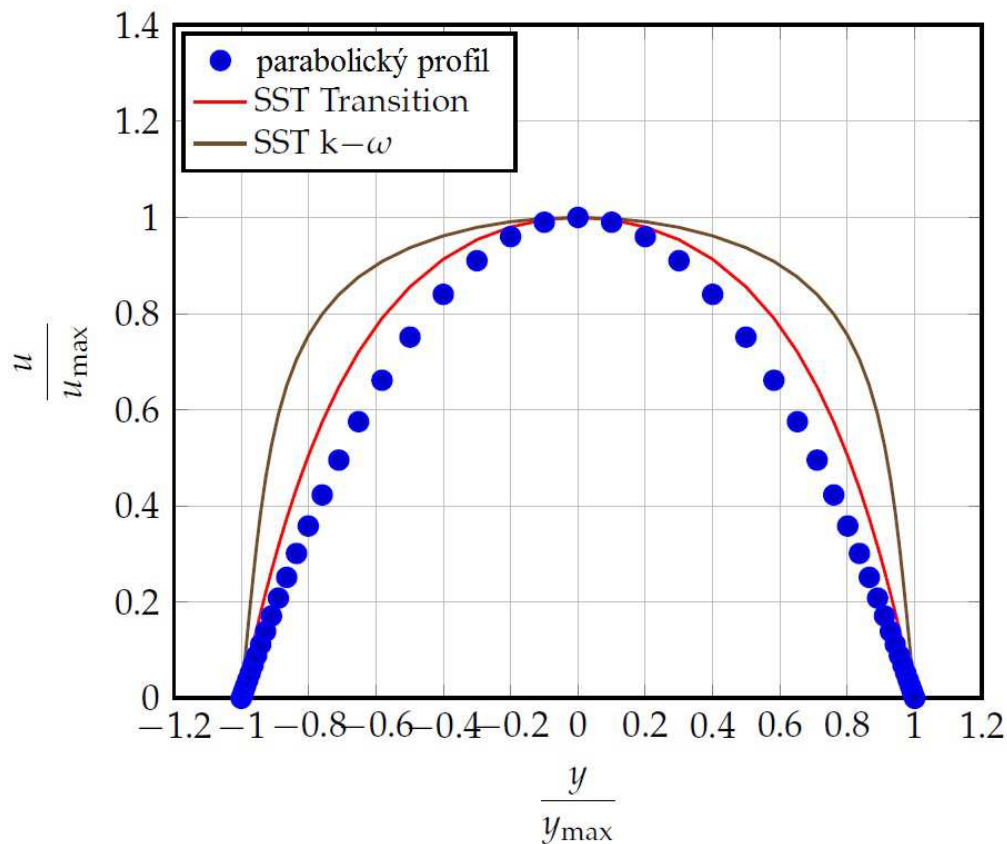
Obrázek 13 Rozložení entropie v úzkém kanále - dostupné z numerických simulací [4]

Obrázek 14 znázorňuje rozložení poměru statického a celkového tlaku podél osy x úzkého kanálu v závislosti na lokální souřadnici x , zároveň srovnává výsledky rozložení poměru statického a celkového tlaku získané z pneumatických měření a z měření optických.



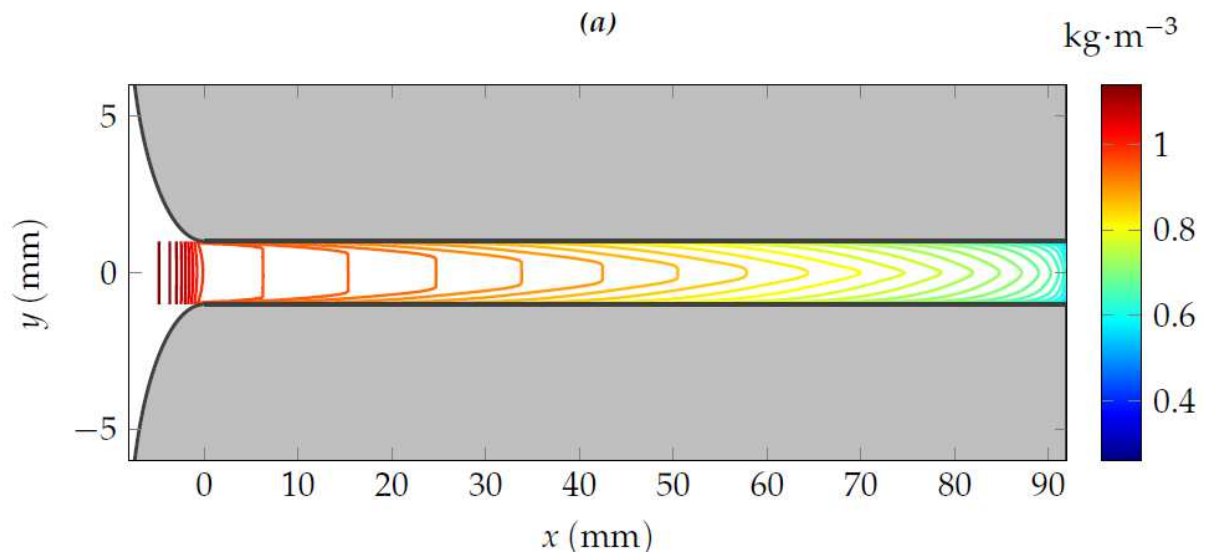
Obrázek 14 Rozložení poměru statického a celkového tlaku podél osy x

Dostupné výsledky z numerických simulací z proudění stlačitelné a vazké tekutiny úzkým kanálem poskytují následující rychlostní profily (viz obr. 15).



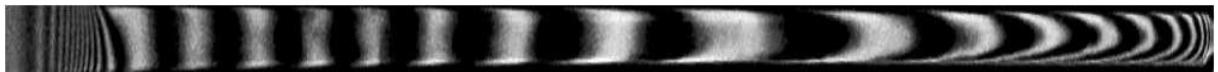
Obrázek 15 Rychlostní profily proudění získané numerickými simulacemi [4]

Obrázek 16 znázorňuje rozložení hustoty v úzkém kanále, které je získáno z numerické simulace pomocí matematického modelu SST $k-\omega$.



Obrázek 16 Rozložení hustoty – SST $k-\omega$ [4]

Na obrázku 17 je interferogram úzkého kanálu dostupný z experimentů.



Obrázek 17 Interferogram úzkého kanálu [4]

5. VYHODNOCENÍ A DISKUSE

5.1. Rychlostní profily proudění tekutiny v úzkém kanále

V této části práce jsou aplikovány aproximační metody, pomocí nichž jsou vyjádřeny předpisy funkcí rychlostních profilů proudění získaných numerickými simulacemi (obr. 15). První z použitých aproximačních metod je Pohlhausenova aproximační metoda (podle odst. 2.3).

Další metodou je mocninná aproximační metoda, jež vychází ze vztahu

$$\frac{v}{v_{max}} = A\varepsilon - A\varepsilon^k + \varepsilon^n, \quad (33)$$

kde A je odečteno z dostupných rychlostních profilů proudění (obr. 15), jedná se o derivaci křivky rychlostního profilu, a tedy o směrnici tečny ke křivce rychlostního profilu, a k je vyjádřeno vztahem

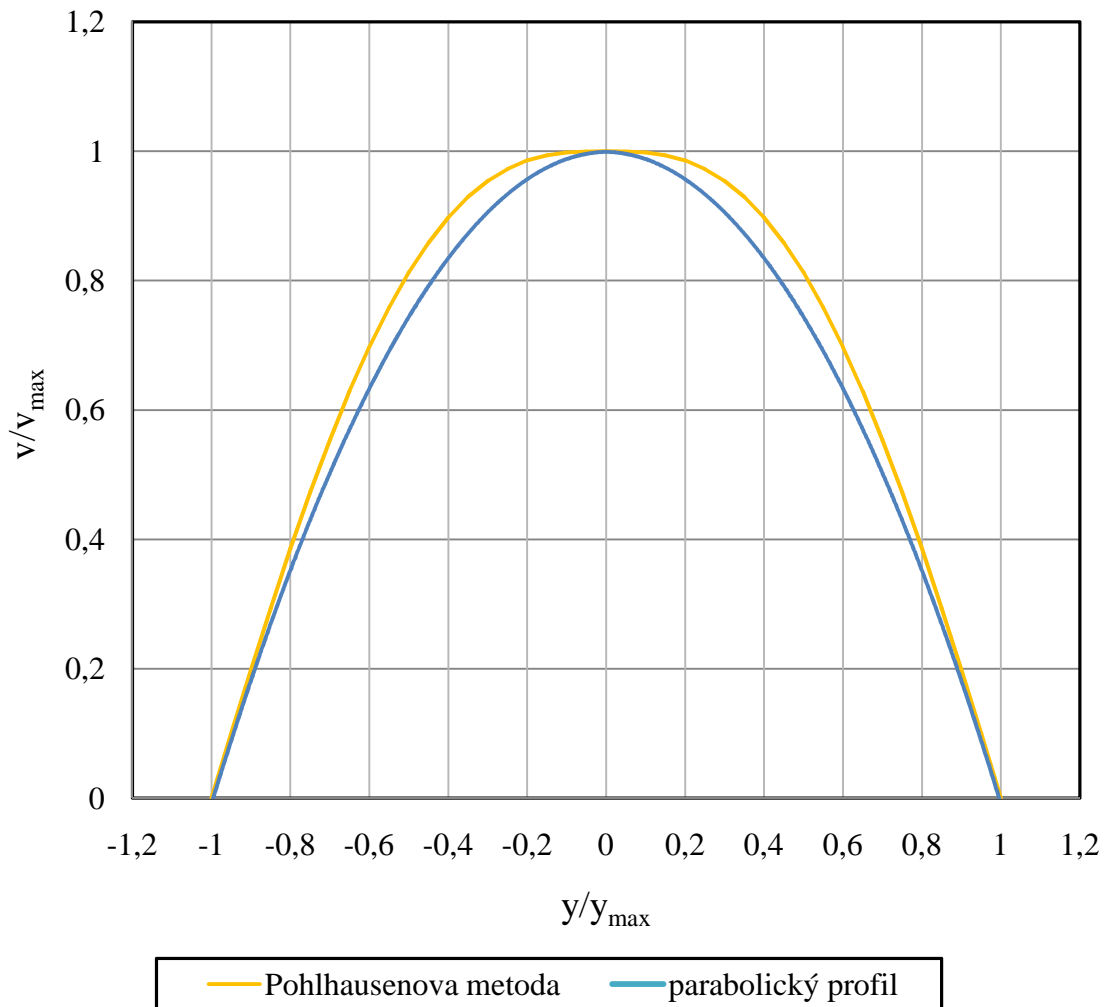
$$k = (n - 1)A. \quad (34)$$

K vyjádření rovnice rychlostního profilu dostupného z numerické simulace pomocí matematického modelu SST $k-\omega$ je využit sedminový zákon (podle odst. 2.2.3) a rovnice tečny ke křivce rychlostního profilu SST $k-\omega$. Výsledné rychlostní profily jsou pak porovnány s rychlostními profily získanými numerickou simulací.

Následně je u všech rychlostních profilů, které byly získány aproximacemi, vypočítána pošinovací tloušťka mezní vrstvy (podle odst. 2.6.1), impulsová tloušťka mezní vrstvy (podle odst. 2.6.2) a tvarový parametr mezní vrstvy (podle odst. 2.6.3).

5.1.1. Pohlhausenova aproximační metoda

Rychlostní profily získané Pohlhausenovou aproximační metodou nabývají následujícího charakteru (viz obr. 18, 19, 20). Pro srovnání je vždy přítomen rychlostní profil získaný numerickou simulací pomocí příslušného matematického modelu, jak je uvedeno v kap. 5.1.

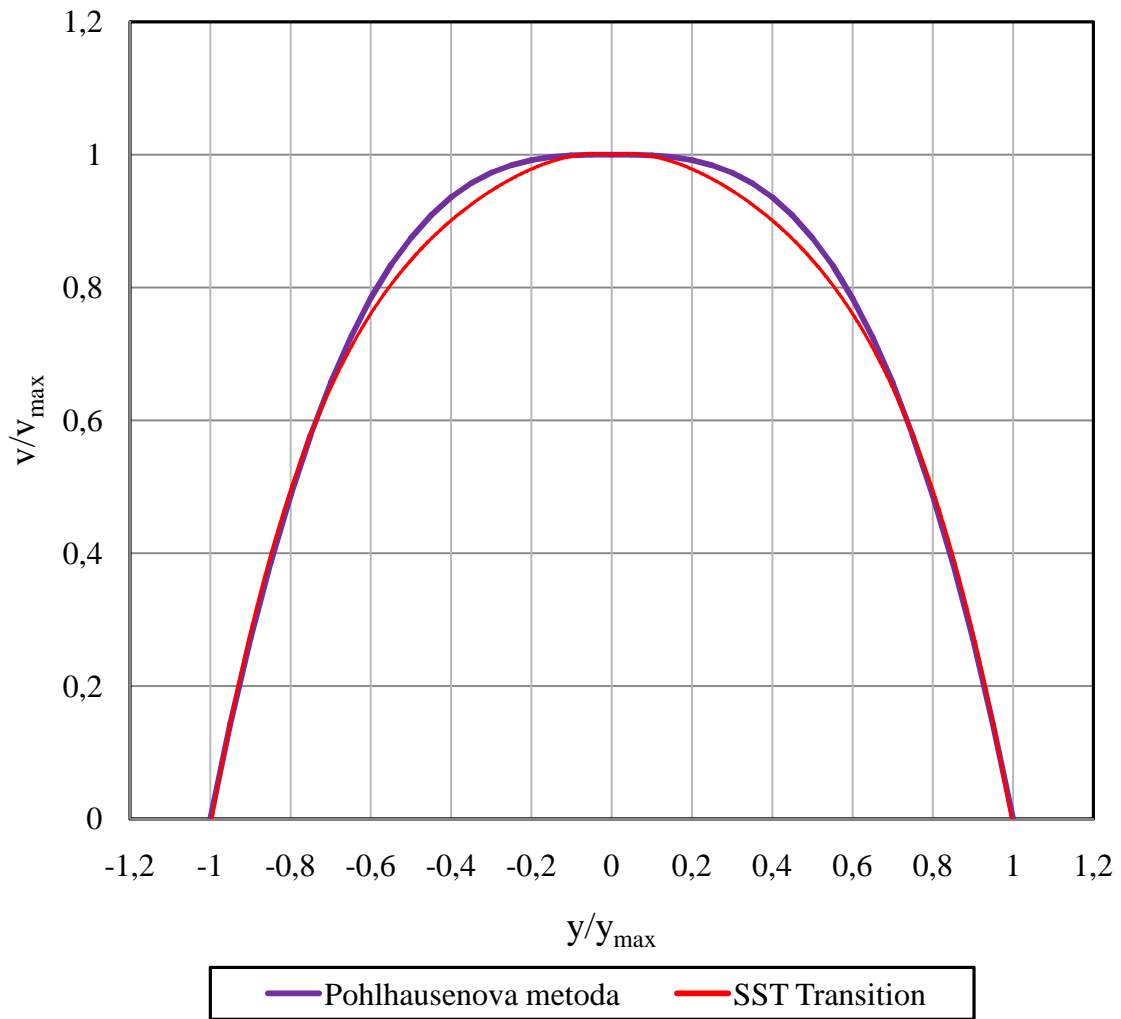


Obrázek 18 Srovnání rychlostního parabolického profilu s rychlostním profilem, jenž byl získán Pohlhausenovou aproximací

Výsledná rovnice rychlostního profilu po aplikaci Pohlhausenovy aproximační metody je vyjádřena následujícím vztahem

$$\frac{v}{v_{max}} = 2\varepsilon - 2\varepsilon^3 + \varepsilon^4. \quad (35)$$

Pošinovací tloušťka parabolického rychlostního profilu získaného Pohlhausenovou aproximační metodou (obr. 18) je rovna 0,30 mm. Impulsová tloušťka nabývá hodnoty 0,12 mm, a tedy výsledný tvarový parametr mezní vrstvy se rovná 2,57.



Obrázek 19 Srovnání rychlostního profilu SST Transition s rychlostním profilem, jenž byl získán Pohlhausenovou aproximací

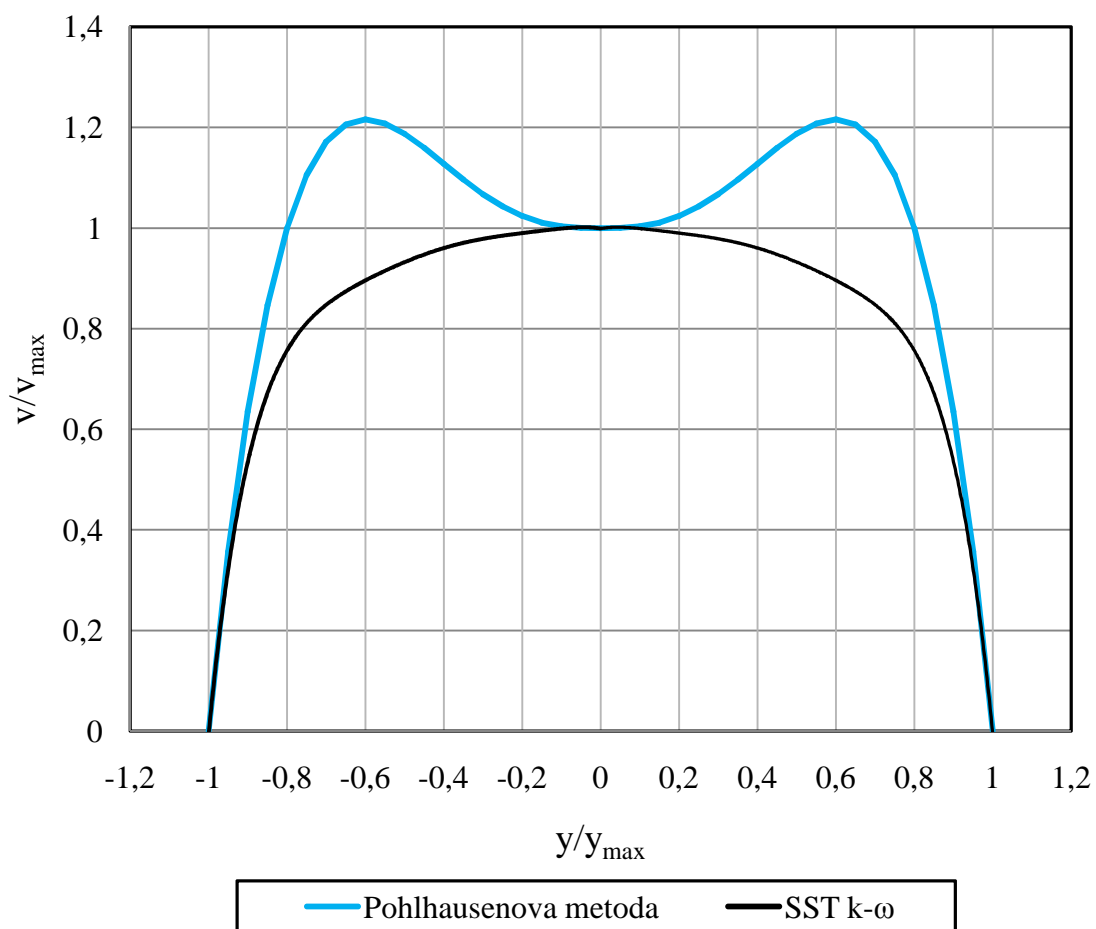
Rovnice rychlostního profilu SST Transition je vyjádřena vztahem

$$\frac{v}{v_{max}} = 3\varepsilon - 3\varepsilon^3 + \varepsilon^4. \quad (36)$$

Pošinovací tloušťka rychlostního profilu SST Transition získaného Pohlhausenovou aproximační metodou (obr. 19) je rovna 0,25 mm. Impulsová tloušťka nabývá hodnoty 0,11 mm, a tedy výsledný tvarový parametr mezní vrstvy se rovná 2,35.

Z výsledků experimentů je zřejmé, že Pohlhausenova aproximační metoda není vhodná pro výpočet rychlostního profilu SST $k-\omega$. Výsledkem aplikace této metody je křivka, u níž dochází k překročení rychlosti na ose x úzkého kanálu, a tedy maximální rychlost proudění není uprostřed úzkého kanálu (viz obr. 20). Získané hodnoty pošinovací tloušťky, impulsové tloušťky

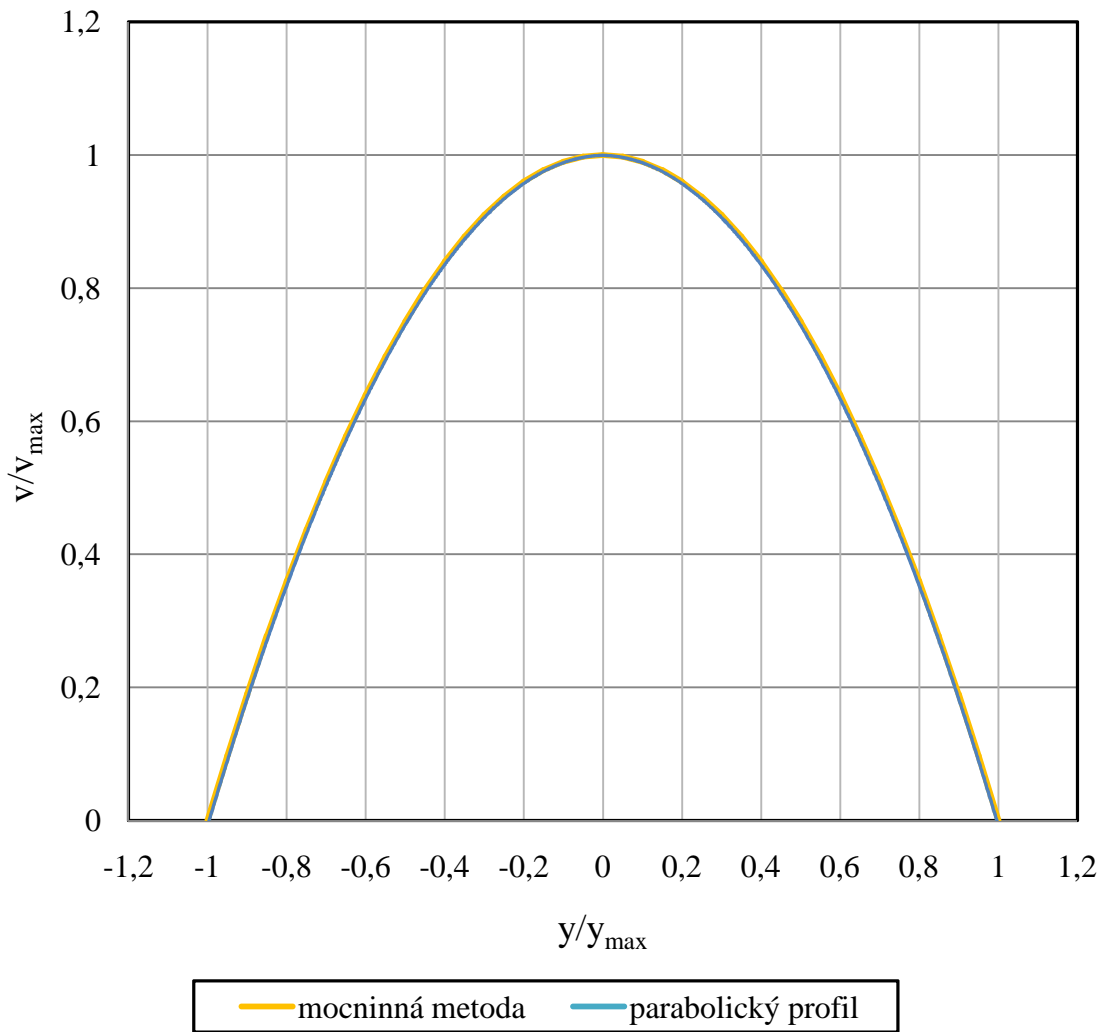
a tvarového parametru, které se pohybují v záporných hodnotách, naznačují, že aplikace této metody není zcela adekvátní.



Obrázek 20 Srovnání rychlostního profilu proudění SST $k-\omega$ s rychlostním profilem, jenž byl získán Pohlhausenovou aproximací

5.1.2. Mocninná aproximační metoda

Rychlostní profily získané mocninnou aproximační metodou nabývají následujícího charakteru (viz obr. 21, 22, 23). Pro srovnání je vždy přítomen rychlostní profil získaný numerickou simulací pomocí příslušného matematického modelu.

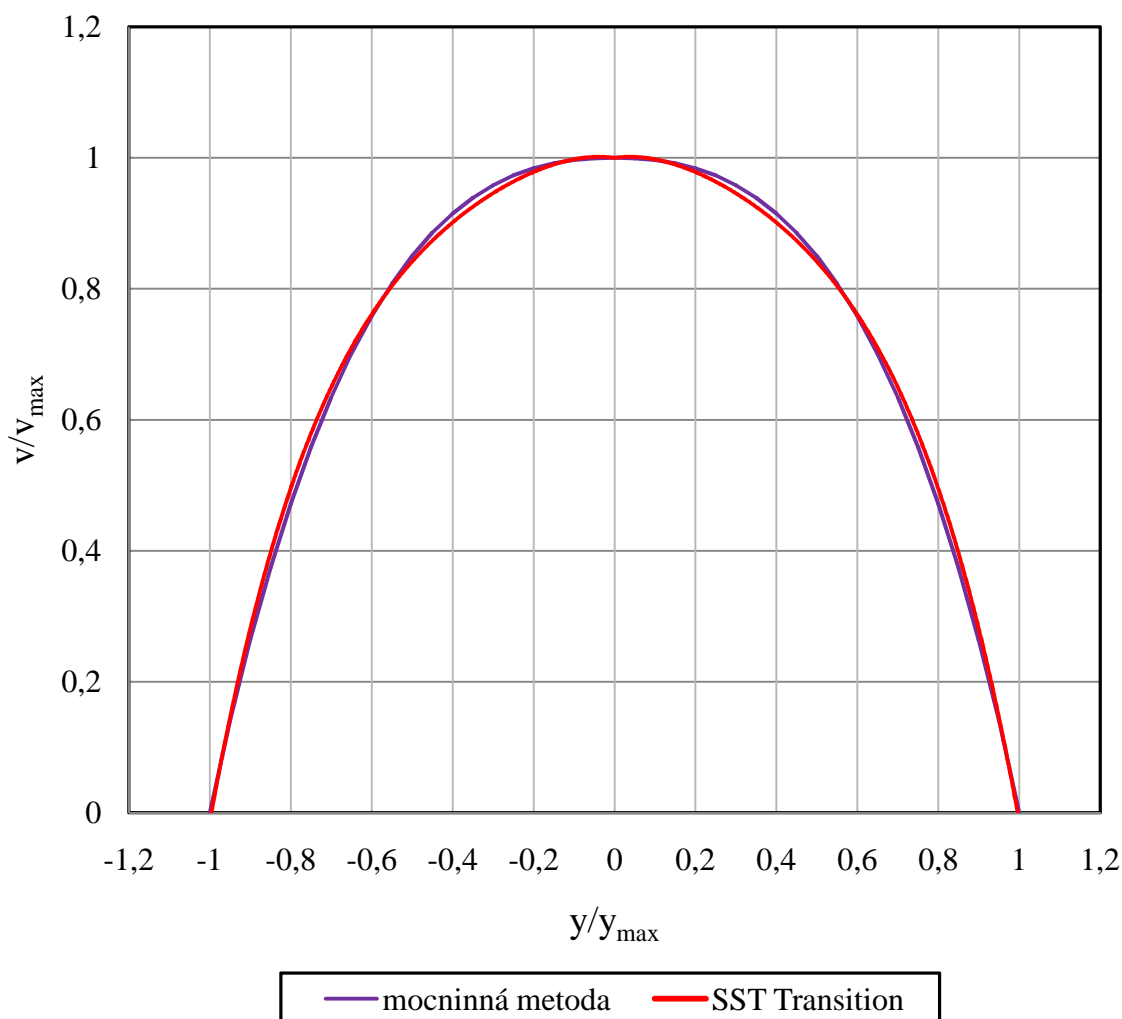


Obrázek 21 Srovnání rychlostního parabolického profilu s rychlostním profilem, jenž byl získán mocninnou aproximací

Výsledná rovnice rychlostního profilu po aplikaci mocninné aproximační metody (rov. (33)) je vyjádřena následujícím vztahem

$$\frac{v}{v_{\max}} = 2\varepsilon - 2\varepsilon^2. \quad (37)$$

Pošinovací tloušťka parabolického rychlostního profilu získaného mocninnou aproximační metodou (obr. 21) je rovna 0,33 mm. Impulsová tloušťka nabývá hodnoty 0,13 mm, a tedy výsledný tvarový parametr mezní vrstvy se rovná 2,51.



Obrázek 22 Srovnání rychlostního profilu SST Transition s rychlostním profilem, jenž byl získán mocninnou aproximací

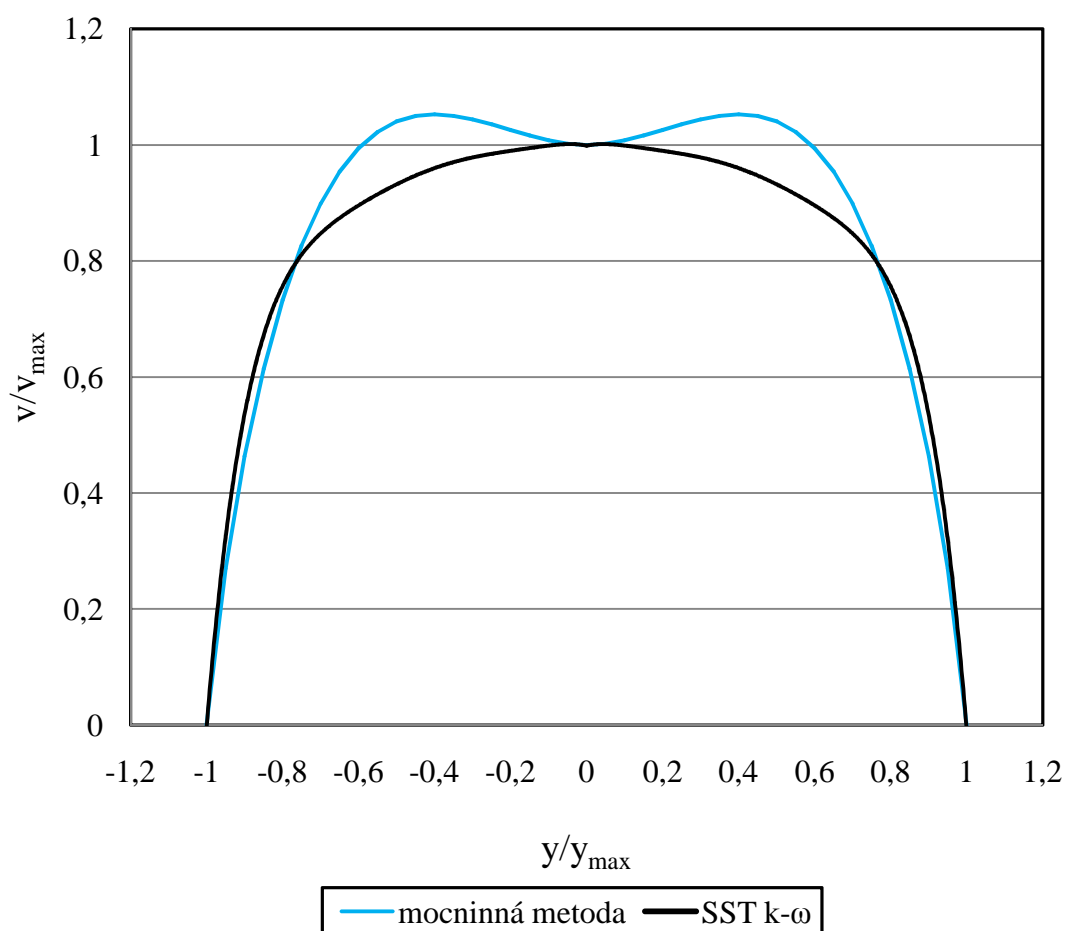
Výsledná rovnice rychlostního profilu po aplikaci mocninné aproximační metody (rov. (33)) je vyjádřena následující rovností

$$\frac{v}{v_{max}} = 3\varepsilon - 3\varepsilon^{1,9} + \varepsilon^{2,7}. \quad (38)$$

Pošinovací tloušťka rychlostního profilu SST Transition získaného mocninnou aproximační metodou (obr. 22) je rovna 0,26 mm. Impulsová tloušťka nabývá hodnoty 0,11 mm, a tedy výsledný tvarový parametr mezní vrstvy se rovná 2,32.

Pro výpočet rychlostního profilu SST k- ω není mocninná aproximační metoda (viz rov. (33)) opět vhodně zvolenou aproximací, ačkoliv pošinovací tloušťka, impulsová tloušťka a tvarový parametr již nenabývají záporných hodnot. Opět, jak je zřejmé z obrázku 23, dochází

k překročení rychlosti na ose x úzkého kanálu, a tedy maximální rychlost proudění není uprostřed úzkého kanálu.



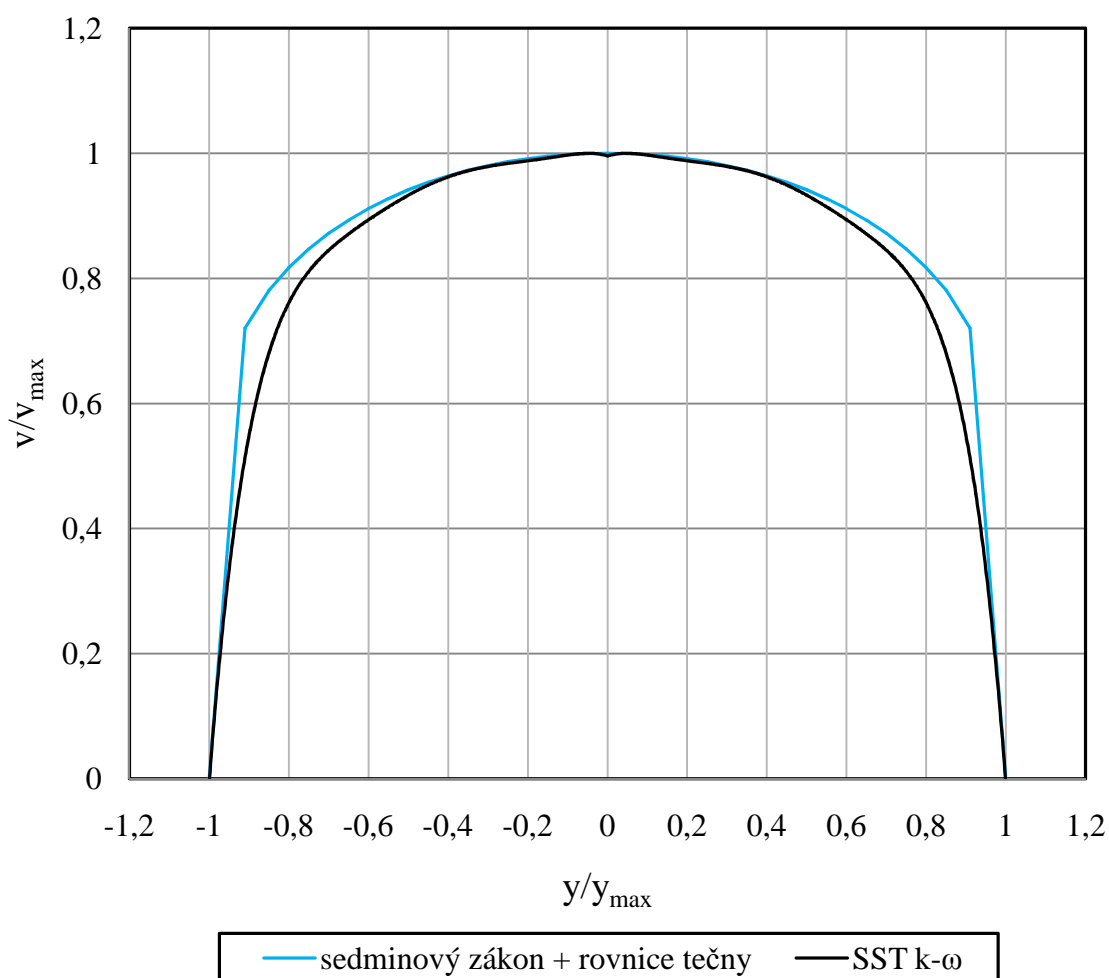
Obrázek 23 Srovnání rychlostního profilu SST $k-\omega$ s rychlostním profilem, jenž byl získán mocinnou aproximací

Je patrné (viz obr. 21 a 22), že v případě využití mocinné aproximační metody dochází téměř ke stoprocentní shodě rychlostních profilů získaných numerickou simulací (SST Transition a parabolický rychlostní profil) s rychlostními profily, jejichž předpisy byly získány právě na základě aplikace mocinné aproximační metody. Z toho lze soudit, že tato aproximační metoda je vhodná.

5.1.3. Sedminový zákon a rovnice tečny ke křivce rychlostního profilu

Jelikož Pohlhausenova aproximační metoda a mocinná aproximační nejsou vhodně zvolenými aproximačními metodami, k získání předpisu rychlostního profilu (viz obr. 24) získaného numerickou simulací pomocí matematického modelu SST $k-\omega$ je využít sedminový zákon (viz rov. (8)) a rovnice tečny ke křivce rychlostního profilu. Pošínovací tloušťka takto získaného

rychlostního profilu SST $k-\omega$ je rovna 0,13 mm. Impulsová tloušťka nabývá hodnoty 0,07 mm, a tedy výsledný tvarový parametr mezní vrstvy se rovná 1,75 mm.



Obrázek 24 Srovnání rychlostního profilu SST $k-\omega$ s rychlostním profilem, jenž byl získán aplikací sedminového zákona a rovnice tečny ke křivce rychlostního profilu

Výsledná rovnice rychlostního profilu po aplikaci sedminového zákona a rovnice tečny ke křivce rychlostního profilu je vyjádřena následující rovnicí

$$\frac{v}{v_{\max}} = \varepsilon^{1,7} + \frac{1}{7} \varepsilon(1 - \varepsilon). \quad (39)$$

5.1.4. Porovnání rychlostních profilů získaných aproximačními metodami

V tabulce 1, 2 a 3 jsou porovnány pošinovací tloušťky, impulsové tloušťky a tvarové parametry mezní vrstvy jednotlivých rychlostních profilů, jejichž předpisy byly získány na základě aplikace aproximačních metod (viz kap. 5.1).

Tabulka 1 Parabolický rychlostní profil - porovnání výsledků

	Pošinovací tloušťka mezní vrstvy [mm]	Impulsová tloušťka mezní vrstvy [mm]	Tvarový parametr
Pohlhausenova aproximační metoda	0,30	0,12	2,57
Mocninná aproximační metoda	0,33	0,13	2,51

Tabulka 2 Rychlostní profil SST Transition - porovnání výsledků

	Pošinovací tloušťka mezní vrstvy [mm]	Impulsová tloušťka mezní vrstvy [mm]	Tvarový parametr
Pohlhausenova aproximační metoda	0,25	0,11	2,35
Mocninná aproximační metoda	0,26	0,11	2,32

Tabulka 3 Rychlostní profil SST $k-\omega$ - porovnání výsledků

	Pošinovací tloušťka mezní vrstvy [mm]	Impulsová tloušťka mezní vrstvy [mm]	Tvarový parametr
Pohlhausenova aproximační metoda	0,00	-0,07	-0,03
Mocninná aproximační metoda	0,12	0,04	3,00
Sedminový zákon + rovnice tečny	0,13	0,07	1,75

5.2. Rozložení celkového tlaku podél osy x úzkého kanálu

Dle hodnot získaných z dostupných výsledků experimentů a numerických simulací (viz kap. 4) je rozložení celkového tlaku podél osy x úzkého kanálu vyjádřeno na základě aplikace lineární regrese, výsledkem je předpis lineární funkce, pomocí něhož lze dopočítat celkový tlak na ose x v kterémkoliv místě náběhové části úzkého kanálu, a tedy v závislosti na lokální souřadnici x . K vyjádření lineární funkce je zvolen předpoklad, že výsledná křivka získaná z optických měření (viz obr. 14) nabývá lineárního charakteru po celé délce úzkého kanálu, a tedy při aplikaci lineární regrese je uvažována pouze část této křivky – oblast 10 až 80 mm od vtoku úzkého kanálu.

Výsledná rovnice vyjadřující rozložení celkového tlaku podél osy x v náběhové části úzkého kanálu nabývá po aplikaci lineární regrese následujícího tvaru

$$p_i = (-0,002\ 549x + 0,728\ 529)p_{01}, \quad (40)$$

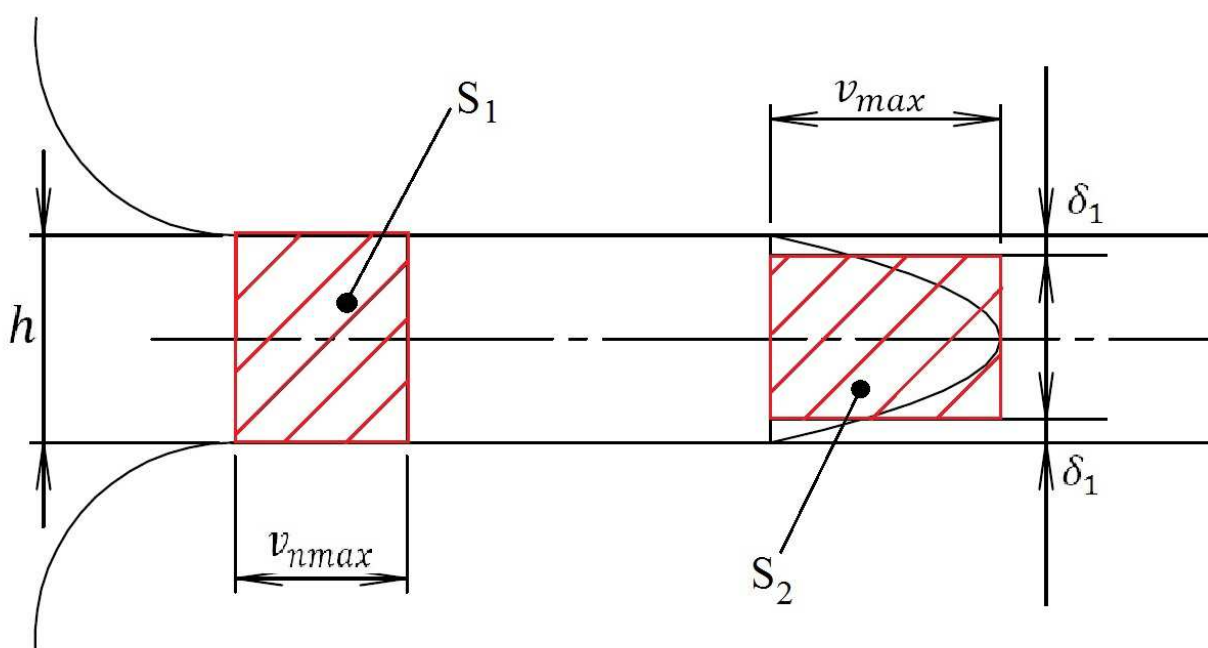
kde p_i je lokální tlak, p_{01} je tlak na vstupu úzkého kanálu a x je lokální souřadnice.

5.3. Tečné napětí na stěně úzkého kanálu

K výpočtu tečného napětí na stěně úzkého kanálu je třeba znát maximální rychlost proudění v_{max} , která je dopočítána na základě znalosti maximální rychlosti proudění tekutiny v náběhové části v_{nmax} úzkého kanálu (podle rov. (29)), ve které je předpokládáno izoentropické proudění (podle odst. 2.4), a pošinovací tloušťky plně vyvinutého rychlostního profilu SST $k-\omega$ (viz odst. 5.1.4), jehož předpis je získán (viz odst. 5.1.3) aplikací sedminového zákona a rovnice tečny ke křivce tohoto rychlostního profilu (viz obr. 15). Při výpočtu maximální rychlosti proudění v_{max} je aplikován předpoklad, že plochy S_1 a S_2 (viz obr. 25) se rovnají, a tedy

$$v_{max} = \frac{v_{nmax}}{h - 2\delta_1}, \quad (41)$$

kde δ_1 je pošinovací tloušťka mezní vrstvy a h je výška úzkého kanálu.



Obrázek 25 Maximální rychlosti proudění

Tečné napětí τ se pak vypočítá dle následující rovnosti

$$\tau_w = A v_{max} , \quad (42)$$

kde A je směrnice tečny ke křivce rychlostního profilu SST $k-\omega$ (viz obr. 15), a tedy A se rovná 8, a v_{max} je maximální rychlost proudění (viz rov. (41)).

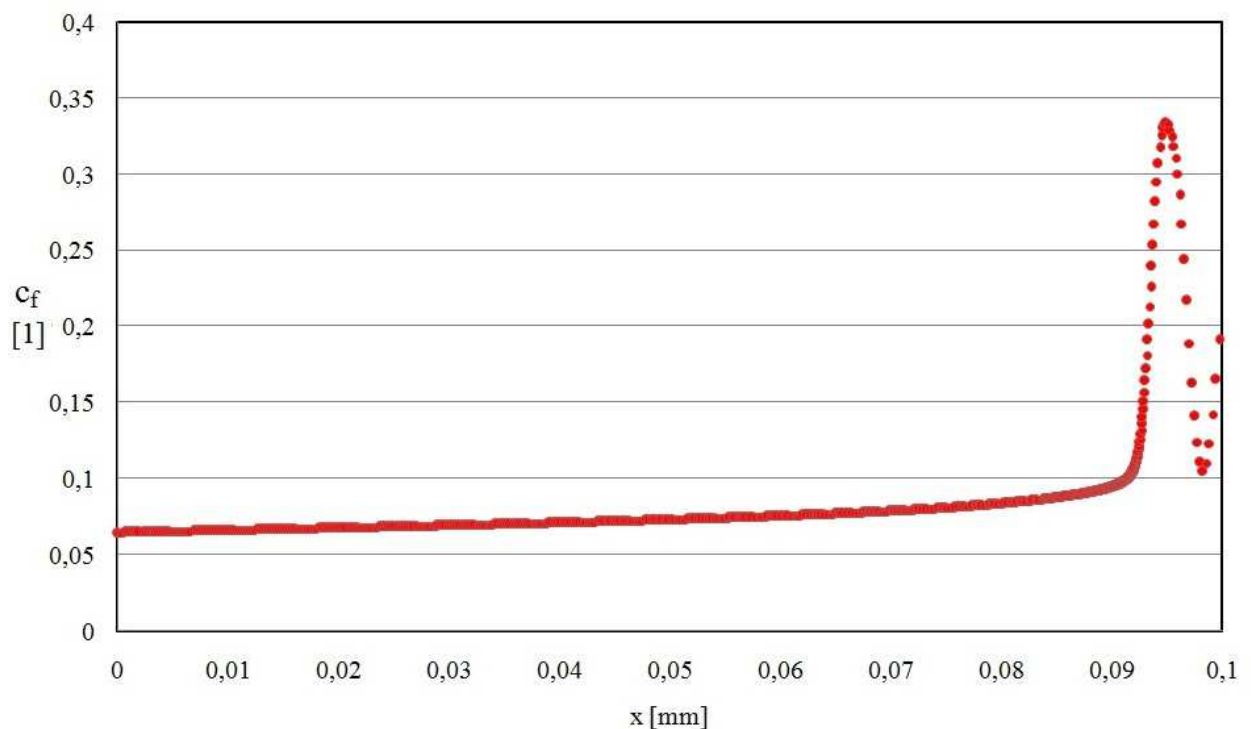
Součinitel tření c_f je dopočítán z následujícího vzorce

$$c_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho v^2} , \quad (43)$$

kde τ_w je tečné napětí (viz rov. (42)) na stěně úzkého kanálu, ρ je hustota a v je rychlost.

Výsledné tečné napětí τ na stěně úzkého kanálu dle rovnice (42) je 2 040,8 Pa, výsledná maximální rychlost dle rovnice (41) je rovna 255,1 m/s.

Na obrázku 26 je znázorněna závislost součinitele tření c_f na lokální souřadnici x .



Obrázek 26 Závislost součinitele tření na lokální souřadnici x

5.4. Rozběhová dráha úzkého kanálu

Dle dostupných materiálů [4] je konec rozběhové dráhy (viz kap. 2.5) předpokládán v oblasti 52 až 62 mm od vtoku úzkého kanálu (viz obr. 16 a 17).

6. ZÁVĚR

V předkládané práci jsou uvedeny dostupné výsledky experimentů a numerických simulací z proudění stlačitelné a vazké tekutiny úzkým kanálem. Tyto výsledky jsou následně zpracovány.

K získání předpisů funkcí rychlostních profilů proudění byly použity Pohlhausenova aproximační metoda, mocninná aproximační metoda, sedminový zákon a rovnice tečny ke grafu rychlostního profilu. Z dosažených výsledků vyplývá, že nejvhodněji zvolenou aproximační metodou je mocninná aproximační metoda v případě parabolického rychlostního profilu a rychlostního profilu SST Transition. K získání předpisu funkce rychlostního profilu SST $k-\omega$ se jako nejvhodněji zvolená aproximační metoda jeví sedminový zákon v kombinaci s rovnicí tečny ke křivce rychlostního profilu SST $k-\omega$ dostupného z numerické simulace. Pošínovací tloušťky mezní vrstvy, impulsové tloušťky mezní vrstvy a tvarové parametry mezní vrstvy doložené parabolickému rychlostnímu profilu a rychlostnímu profilu SST Transition, jejichž předpisy funkcí byly získány aplikací Pohlhausenovy aproximační metody a mocninné aproximační metody, se téměř neliší a řádově se pohybují v desetinách milimetrů. V případě rychlostního profilu SST $k-\omega$ lze uvažovat pouze hodnoty získané pomocí sedminového zákona a rovnice tečny ke křivce rychlostního profilu, které se opět řádově pohybují v desetinách milimetrů. Z dostupných numerických simulací byla stanovena délka rozběhové dráhy proudění, a tedy na základě lokace konce rozběhové dráhy lze předpokládat, kde je možné aplikovat předpoklady pro plně vyvinutý rychlostní profil proudění.

K výpočtu tečného napětí bylo využito dvourozměrné proudění, konkrétně Newtonův zákon vazkosti, součinitel tření byl doložen na základě znalosti maximální rychlosti proudění tekutiny úzkým kanálem, tečného napětí na stěně úzkého kanálu a rozložení hustoty dostupného z numerických simulací pomocí matematického modelu SST $k-\omega$. Maximální rychlost proudění byla stanovena využitím maximální rychlosti v náběhové části úzkého kanálu, jejíž hodnota byla získána pomocí vztahů izoentropického proudění, a pošínování tloušťky mezní vrstvy rychlostního profilu SST $k-\omega$.

Zároveň byl získán předpis lineární funkce, který umožňuje doložit celkový tlak na ose x v libovolném místě náběhové části úzkého kanálu, kde je předpokládáno izoentropické proudění. K výpočtu tohoto předpisu byly využity výsledky experimentů dostupné z pneumatických měření.

Při některých výpočtech nebyla uvažována stlačitelnost tekutiny, a tedy získané výsledky mohou být značně zkresleny. V dalších experimentech a měřeních se nabízí možnost řešení proudění stlačitelné a vazké tekutiny úzkým kanálem za využití vztahů, které uvažují právě stlačitelnost tekutiny, a následné srovnání s již dostupnými výsledky z experimentů a numerických simulací. V náběhové části úzkého kanálu je zároveň pravděpodobná akcelerace, která v předkládané práci není uvažována. Dalším významným problémem tématu je stanovení, zda je proudění v úzkém kanále laminární, nebo turbulentní. V této práci je při výpočtech tečného napětí a následně součinitele tření uvažováno proudění turbulentní, tedy je využíván rychlostní profil proudění získaný numerickou simulací pomocí matematického modelu SST $k-\omega$, nicméně přítomnost turbulentního proudění není výsledky potvrzena. Dalším podstatným přínosem by bylo vyjádření délky rozběhové dráhy jako funkce čísla Reynoldsova a charakteristického rozměru úzkého kanálu.

SEZNAM POUŽITÝCH SYMBOLŮ

Symboly

A	směrnice tečny ke křivce rychlostního profilu	[1]
a	koeficient (viz rov. (17))	[1]
a	rychlost zvuku	[m/s]
b	koeficient (viz rov. (18))	[1]
c	koeficient (viz rov. (19))	[1]
c_f	součinitel tření (viz rov. (43))	[1]
c_p	měrná tepelná kapacita při konstantním tlaku	[J/kgK]
d	koeficient (viz rov. (20))	[1]
d_h	hydraulický průměr	[m]
H	tvarový parametr mezní vrstvy (viz rov. (32))	[1]
h	výška úzkého kanálu	[m]
i	tlakový spád (viz rov. (7))	[Pa/m]
K_I	integrační konstanta	[1]
k	exponent (viz rov. (34))	[1]
l	délka úzkého kanálu	[m]
m	mocnitel (viz rov. (8))	[1]
n	exponent (viz rov. (33))	[1]
p	celkový tlak	[Pa]
p_{01}	tlak na vstupu úzkého kanálu	[Pa]
p_i	lokální celkový tlak	[Pa]
q	sdělené teplo	[J]
r	měrná plynová konstanta	[J/kgK]
s	entropie	[J/kgK]
T	teplota	[K]
T_{01}	teplota na vstupu úzkého kanálu	[K]
t	čas	[s]
v	rychlost	[m/s]
\bar{v}_x	střední rychlost turbulentního proudění (viz rov. (9))	[m/s]
v_*	třecí rychlost (viz rov. (10))	[m/s]
v^+	bezrozměrná rychlost (viz rov. (12))	[1]

v_a	rychlost na ose x úzkého kanálu	[m/s]
v_{nmax}	maximální rychlost v náběhové části úzkého kanálu	[m/s]
v_x	rychlost ve směru osy x	[m/s]
v_y	rychlost ve směru osy y	[m/s]
v_z	rychlost ve směru osy z	[m/s]
w	šířka úzkého kanálu	[m]
x	lokální souřadnice	[m]
y	odlehlost od stěny	[m]
y^+	bezrozměrná odlehlost (viz rov. (13))	[1]
y_{max}	maximální rychlost	[m/s]
z	lokální souřadnice	[m]

Řecké symboly

δ	tloušťka mezní vrstvy	[m]
δ_1	pošinovací tloušťka mezní vrstvy (viz rov. (30))	[m]
δ_2	impulsní tloušťka mezní vrstvy (viz rov. (31))	[m]
ε	poměr odlehlostí od stěny (viz rov. (16))	[1]
η	dynamická viskozita	[Pa·s]
κ	Kármánova konstanta	[1]
\varkappa	Poissonova konstanta	[1]
ν	kinematická viskozita	[m ² s]
ρ	hustota	[kg/m ³]
τ	tečné napětí	[Pa]
τ_w	napětí na stěně (viz rovnice (42))	[Pa]

Bezrozměrná čísla

Re	Reynoldsovo číslo	[1]
M	Machovo číslo	[1]

SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY

- [1] Dvořák, R. *Transsonické proudění*. Praha: Academia, 1986.
- [2] Luxa, M., Dvořák, R., Šimurda, D., Vimmr, J. *Gas Flow in Constant Area*. Vrije Universiteit Brusel: 10th International Symposium on Experimental and Computational, 2011, s. 52-58.
- [3] Shapiro, A. H. *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow*. New York: The Ronald Press Company, 1954.
- [4] Hála, J. *Compressible Fluid Flow through Minichannel*, Master Thesis. Praha: Fakulta strojní ČVUT, 2014.
- [5] Noskievič, J., a další. *Mechanika tekutin*. Praha: SNTL – Nakladatelství technické literatury, 1987.
- [6] Ježek, J., Váradiová, B., Adamec, J. *Mechanika tekutin*. Praha: Vydavatelství ČVUT, 2000.
- [7] Schlichting, H. *Boundary-Layer Theory*. New York: McGraw-Hill Book Company, 1979.
- [8] SlideShare. *Boundary Layer Displacement Thickness & Momentum Thickness*. [online]. 8.6.2014 [cit. 2016-06-05]. Dostupné z: <http://www.slideshare.net/Haroonmechno/fm2-3561164>.
- [9] Janalík, J. *Obtékání a odpor*. Ostrava: Vysoká škola báňská – Technická univerzita Ostrava, 2008.
- [10] Hála, J., Luxa, M., Bublík, O., Prausová, H., Vimmr, J. *Clearance Gap Flow: Extended Pneumatic Measurements and Simulations by Discontinuous Galerkin Finite Element Method*. EJP Web of Conferences, 114, 02034 (2016), Experimental Fluid Mechanics, Praha, 2015.

SEZNAM OBRÁZKŮ

Obrázek 1 Rychlostní profil laminárního proudění, proudění mezi dvěma rovnoběžnými deskami [6]	12
Obrázek 2 Rychlostní profil turbulentního proudění [6]	13
Obrázek 3 Turbulentní rychlostní profil u stěny [6].....	15
Obrázek 4 Křivky rychlostních profilů laminárního proudění získané Pohlhausenovou aproximační metodou	16
Obrázek 5 (a) tloušťka mezní vrstvy (b) pošinovací tloušťka mezní vrstvy [8]	19
Obrázek 6 Schéma úzkého kanálu [4]	21
Obrázek 7 Schéma okrajových podmínek měření [4]	21
Obrázek 8 Schéma uspořádání experimentu [10].....	22
Obrázek 9 Experimentální zařízení [4].....	22
Obrázek 10 Rozložení hustoty v úzkém kanále - dostupné z numerických simulací [4].....	23
Obrázek 11 Rozložení teploty v úzkém kanále - dostupné z numerických simulací [4]	23
Obrázek 12 Rozložení tlaku v úzkém kanále - dostupné z numerických simulací [4].....	24
Obrázek 13 Rozložení entropie v úzkém kanále - dostupné z numerických simulací [4].....	24
Obrázek 14 Rozložení poměru statického a celkového tlaku podél osy x	25
Obrázek 15 Rychlostní profily proudění získané numerickými simulacemi [4].....	25
Obrázek 16 Rozložení hustoty – SST k- ω [4].....	26
Obrázek 17 Interferogram úzkého kanálu [4].....	26
Obrázek 18 Srovnání rychlostního parabolického profilu s rychlostním profilem, jenž byl získán Pohlhausenovou aproximací.....	28
Obrázek 19 Srovnání rychlostního profilu SST Transition s rychlostním profilem, jenž byl získán Pohlhausenovou aproximací.....	29
Obrázek 20 Srovnání rychlostního profilu proudění SST k- ω s rychlostním profilem, jenž byl získán Pohlhausenovou aproximací.....	30
Obrázek 21 Srovnání rychlostního parabolického profilu s rychlostním profilem, jenž byl získán mocninnou aproximací	31
Obrázek 22 Srovnání rychlostního profilu SST Transition s rychlostním profilem, jenž byl získán mocninnou aproximací	32
Obrázek 23 Srovnání rychlostního profilu SST k- ω s rychlostním profilem, jenž byl získán mocninnou aproximací	33

Obrázek 24 Srovnání rychlostního profilu SST $k-\omega$ s rychlostním profilem, jenž byl získán aplikací sedminového zákona a rovnice tečny ke křivce rychlostního profilu.....	34
Obrázek 25 Maximální rychlosti proudění.....	36
Obrázek 26 Závislost součinitele tření na lokální souřadnici x	37