



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ENERGETICKÝ ÚSTAV

ENERGY INSTITUTE

NUMERICKÉ MODELOVÁNÍ VSTUPNÍ/VÝSTUPNÍ KOMORY VODNÍHO MEZICHLADIČE STLAČENÉHO VZDUCHU S NÁSLEDNOU ANALYTICKOU INTERPRETACÍ VÝSLEDKŮ

NUMERICAL MODELING OF THE WATER COOLED CHARGE AIR COOLER IN/OUT CHAMBER LEADING
TO DEVELOPMENT OF THE ANALYTICAL MODEL

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Martin Lasota

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Jan Pokorný, Ph.D.

BRNO 2016

Zadání diplomové práce

Ústav: Energetický ústav
Student: **Bc. Martin Lasota**
Studijní program: Strojní inženýrství
Studijní obor: Technika prostředí
Vedoucí práce: **Ing. Jan Pokorný, Ph.D.**
Akademický rok: 2015/16

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č. 111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma diplomové práce:

Numerické modelování vstupní/výstupní komory vodního mezichladiče stlačeného vzduchu s následnou analytickou interpretací výsledků

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

V současné době se v automobilovém průmyslu prosazují stále více přeplňované motory využívající mezichladičů plnicího vzduchu, jehož úkolem je ochlazovat stlačený vzduch vystupující z dmyhadla, což umožňuje dostat do válce vyšší hmotnost kyslíku a dosáhnout tak vyšší výkon motoru při zachování jeho zdvihového objemu. Tato práce se zabývá numerickou simulací vodního mezichladiče stlačeného vzduchu (Water cooled charge air cooler = WCAC). Pro simulace těchto zařízení jsou průmyslovým partnerem používány 1D modely WCAC implementované v Modelice, v kterých jsou řešeny výkony a tlakové ztráty pouze pro aktivní oblast výměníků. Ovšem tlakové ztráty vstupních/výstupních komor WCAC nejsou v modelu podrobně řešeny, přestože často mívají velmi významný vliv. Průmyslový partner poskytne geometrický model, na kterém student provede CFD simulace pro zvolené variace geometrie komory. Design komor se bude lišit několika parametry: např. úhel vstupu přípojného vedení a jeho poloměr. Na základě provedených CFD simulací bude provedena analýza o tom, jak změna daného parametru ovlivňuje tlakovou ztrátu. Získané poznatky budou sloužit jako podklad pro tvorbu 1D modelu v jazyce Modelica.

Cíle diplomové práce:

- 1) Rešerše zabývající se tématem predikce tlakových ztrát vstupní/výstupní komory vodního mezichladiče stlačeného vzduchu.
- 2) 3D CFD modelování proudění vzduchu na zjednodušené geometrii vstupní/výstupní komory vodního mezichladiče stlačeného vzduchu pro různé konfigurace.
- 3) Vývoj modelu pro vyhodnocování tlakových ztrát vstupní/výstupní komory vodního mezichladiče stlačeného vzduchu v jazyce Modelica.

Seznam literatury:

Fritzson, P. (2004): Principles of Object Oriented Modeling and Simulation with Modelica 2.1, Wiley-IEEE Press.

Fritzson, P. (2011): Introduction to Modeling and Simulation of Technical and Physical Systems with Modelica, Wiley-IEEE Press.

Fritzson, P., Pop, A., et al. (2012): OpenModelica Users Guide Version 2012-10-19 for OpenModelica 1.9.0 Beta2. Open Source Modelica Consortium.

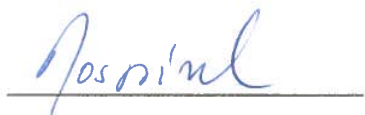
Shah, R.K. (2003): Fundamentals of heat exchanger design. John Wiley, New York.

VDI e.V. (2010): VDI heat atlas 2nd edition. Springer, Berlin.

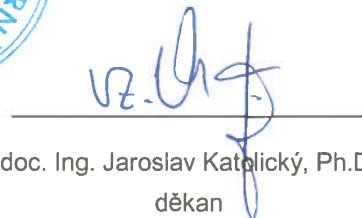
Versteeg, H.K. and Malalasekera, W. (2007): An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method, 2nd edition. Prentice Hall.

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2015/16.

V Brně, dne 27. 11. 2015



doc. Ing. Jiří Pospíšil, Ph.D.
ředitel ústavu



doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D.
děkan

Abstrakt

Diplomová práce se věnuje numerickým simulacím proudění vzduchu ve vodním mezichladiči stlačeného vzduchu (WCAC), konkrétně pak tlakovým úbytkům ve vstupní a výstupní komoře. Simulace byly provedeny ve Star-CCM+. Za použití fyzikálního modelu založeného na přístupu Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) byla vytvořena matice tlakových ztrát pro různé variace geometrie komory a počátečních podmínek proudění. Na základě výsledků z CFD byla provedena analýza vlivu proměnlivosti vstupních parametrů na diferenci tlakových ztrát a následně z těchto závislostí byl vytvořen 1D řešič v prostředí OpenModelica.

Summary

Diploma thesis deals with numerical simulations of an air flow in a water cooled charge air cooler (WCAC), specifically with pressure drops in inlet/outlet chamber. The simulations have been performed in a proprietary software Star-CCM+. Physical phenomena have been solved by the Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) equations and consequently a matrix of pressure drops for miscellaneous variations of chamber's geometry and the initial flow conditions has been created. Based on the CFD results, dependence between calculated pressure drops and changing parameters has been analyzed and finally a 1D solver has been developed and implemented into a software OpenModelica.

Klíčová slova

Star-CCM+, RANS, CFD, WCAC, OpenModelica, tlaková ztráta

Keywords

Star-CCM+, RANS, CFD, WCAC, OpenModelica, pressure drop

LASOTA, M. *Numerické modelování vstupní/výstupní komory vodního mezichladiče stlačeného vzduchu s následnou interpretací výsledků*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2016. 82 s. Vedoucí Ing. Jan Pokorný, Ph.D.

Prohlašuji, že tato práce je mým původním dílem, zpracoval jsem ji samostatně pod vedením Ing. Jana Pokorného, Ph.D. a s použitím literatury uvedené v seznamu.

Bc. Martin Lasota

Děkuji vedoucímu mé diplomové práce panu Ing. Janu Pokornému, Ph.D. za všechny diskuze nad tématy nejen fyzikálními, které jsme spolu za celou dobu vedli. Děkuji panu Ing. Jaroslavu Volavému, Ph.D. za jeho cenné rady k numerickému modelování. Děkuji panu Ing. Ondřejovi Pavlicovi za poskytnutí odborných konzultací ve firmě. Děkuji našemu Odboru termomechaniky a techniky prostředí za poskytnutí výpočetních kapacit.

Bc. Martin Lasota

Obsah

1	Úvod	3
2	Vodní mezichladič plicího vzduchu	4
2.1	Představení zařízení	4
2.2	Predikce tlakových ztrát	6
2.3	Modely predikce tlakových ztrát	11
3	Cíle práce	15
4	Numerické modelování	17
4.1	Matematický popis	18
4.1.1	DR pohybové	18
4.1.2	DR kontinuity	20
4.1.3	Modely turbulence	21
4.2	Star-CCM+	25
4.3	Preprocessing	26
4.3.1	Import a příprava geometrie	26
4.3.2	Sít	27
4.3.3	Počáteční a okrajové podmínky	30
4.3.4	Nastavení fyziky	31
4.3.5	Porous Region	32
4.3.6	Turbulence Specification	33
4.4	Processing	34
4.5	Postprocessing	36
5	Výsledky CFD simulací	38
5.1	Vliv průměru vstupu	38
5.2	Vliv průtoku	41
5.3	Vliv sklonu	44
5.4	Vliv zaoblení	46
6	Analýza výsledků a sestavení modelů	48
6.1	OpenModelica	48
6.2	Tvorba submodelu pro vstupní komoru	49
6.3	Tvorba submodelu pro výstupní komoru	55
6.4	Srovnání dvou přístupů vytváření submodelů	58
7	Závěr	62
7.1	Datový nosič	74

7.2	Tlakové ztráty komor WCAC	75
7.3	INLET tank	75
7.4	OUTLET tank	77
7.5	Vstupní komora (delší metoda)	79
7.6	Srovnání dvou submodelů	81

1 Úvod

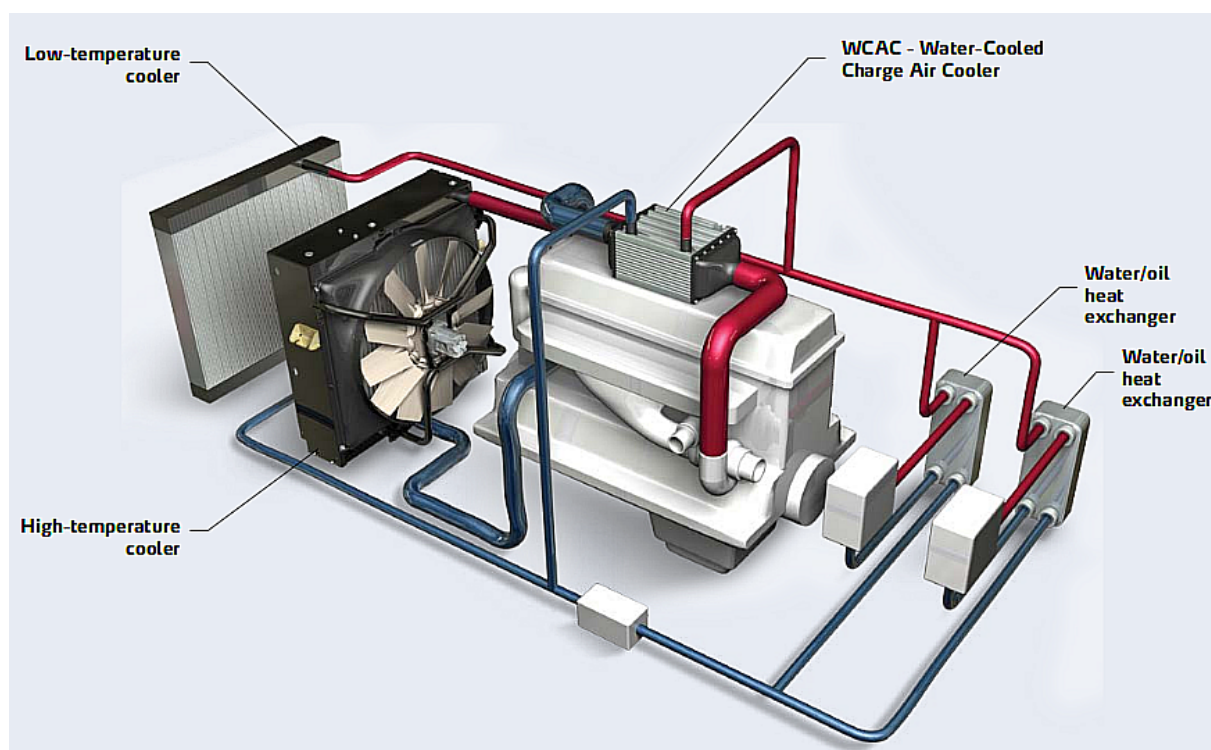
V současné době se stále více dbá na soulad člověka s přírodou, proto inženýři po celém světě hledají způsoby, jak vyvíjet automobily, které jsou šetrné k životnímu prostředí. Způsoby snižování emisí ve výfukových exhalacích motorů jsou spojeny se snižováním CO, NO_x, uhlovodíků a pevných částic do atmosféry. Snižování emisí je např. dosaženo pomocí nuceného plnění motoru pomocí turbodmychadel, která i při nízkém zatížení způsobují, že motor pracuje při co nejnižších otáčkách a dosahují tak potřebného výkonu. Oproti tomu atmosférické motory pracují při vyšších otáčkách i během nízkého zatížení a v testech spotřeby vycházejí neekonomicky. Je tedy logickým krokem do budoucna vybavit dieslovou nebo benzinovou jednotku turbodmyčadly, která vyšší výkon dodává nárazově, respektuje evropské emisní normy a snižuje spotřebu paliva při zachování stejného zdvihového objemu. A právě jedno ze zařízení přeplňovaného motoru je předmětem této předkládané práce. Jedná se o vodní chladič plicního vzduchu, který ochlazuje stlačený vzduch z turbodmychadla a navyšuje tak jeho hustotu ve spalovací komoře. V přivedeném médiu je tak zajištěn vyšší podíl kyslíku pro účinnější spalování. Tímto způsobem se při stejném zdvihovém objemu dosáhne vyššího výkonu motoru. Ovšem při průchodu média chladičem se nelze vyhnout tlakové ztrátě, která má negativní vliv na chladicí výkon. Hledá se tedy způsob, jak navrhnout chladič, aby nedocházelo k tak velkým úbytkům tlaku přiváděného média. Geometrie chladiče se skládá z komory vstupní, teplosměnné plochy (tzv. vlnovců) a komory výstupní. Zadavatel diplomové práce (DP), firma Hanon Systems, poskytla různé variace geometrií komor a jednotný vlnovcový kanál. Oblast vlnovců již byla z pohledu tlakových ztrát a chladicího výkonu řešena zaměstnanci firmy v minulosti a náplní této práce je rozšířit tuto oblast o řešení obou komor chladiče. S poskytnutými geometriemi byly provedeny CFD simulace proudění vzduchu ve Star-CCM+ a zaznamenány změny tlakových ztrát při změně parametrů komor a podmínek proudění. Zkoumán je vliv např. úhlu přívodu vzduchu do komory, průměru vstupního hrdla, způsobu přechodu mezi hrdlem a komorou atd. Závěrem jsou nové poznatky, vyznačené závislosti a hodnoty z CFD analýzy, jež jsou použity jako podklad pro vývoj 1D modelu napsaného v jazyce Modelica a implementovaného do prostředí s názvem OpenModelica. Vytvořený řešič poskytuje hodnotu tlakové ztráty při zadání čtyř vstupních parametrů (1 fyzikální a 3 geometrické). Tento rychlý nástroj tak může posloužit v dalším budoucím vývoji chladičů.

2 Vodní mezichladič plnicího vzduchu

V této kapitole je nejdříve představeno turbodmychadlo, přípojné vedení, mezichladič a poté je provedeno shrnutí poznatků o predikci tlakových ztrát uvnitř mezichladiče.

2.1 Představení zařízení

Schéma zapojení vodního mezichladiče plnicího vzduchu si můžeme prohlédnout na obr. 2.1. V anglosaské literatuře je pro tento typ mezichladiče používána zkratka WCAC (z angl. Water-Cooled Charge Air Cooler). Používejme tedy tuto zkratku v celé práci.



Obrázek 2.1: Umístění WCAC [25]

Chladicí zařízení v důsledku způsobuje zvýšení středního efektivního tlaku na píst a tím zvyšuje výkon motoru. Především ve vyšších stupních komprese, např. v [45] je srovnání atmosferického a přeplňovaného motoru, které ukazuje až třetinové zvýšení skutečného výkonu motoru v kW oproti atmosferickému. To by znamenalo zvětšit atmosferický motor a tím dosáhnout stejného výkonu jako u přeplňovaného motoru. Tím zcela jistě nedojde ke snížení množství paliva a podkročení přísných emisních norem (v současné době platí emisní norma Euro VI) [32]. Zápis z konference TerraGreen [38] obsahuje jednoznačný apel na automobilky ze strany odborníků, aby došlo k vylepšení výkonu motoru a snížení škodlivých emisí právě úpravou přívodu vzduchu do hlavy válce. Do roku 2020 je předpoklad zpřísnění emisních norem, aby CO_2 nebylo vyšší než 95 g km^{-1} . Proto se s výhodami začaly rozvíjet motory přeplňované. Přeplňování motorů je obvykle zajišťováno prostřednictvím turbodmychadla (poháněného proudem spalin) nebo kompresorem

(poháněného řemenem, řetězem, ozubenými koly). Nevýhodami turbodmychadel je často zpožděný nástup plnění, což vedlo k nástupu turbodmychadel s nízkou setrvačností a variabilní geometrií. Další variantou jsou relativně nové dvoukompresorové turbodmychadla s dvoustupňovým přeplňováním, které mají prodlevu přeplňování velmi malou, to je zajištěno variabilními klapkami, více v [16]. Nová technologie přeplňování je kategorie turbodmychadel s asistencí elektromotoru. To je nový trend, který sledují některé světové automobilky [29], protože při nízkých otáčkách není proud spalin tak velký, aby efektivně poháněl lopatky turbodmychadla, zapojují se tedy zvlášť elektromotory, např. indukční asynchronní motor, který udržuje efektivní otáčky rotoru za každých okolností (přerazování na jiný rychlostní stupeň). Urbanec a kol. [27] již vyvinuli elektrifikovaná turbodmychadla pro osobní automobily a nyní je testují. Doba přeplňování u těchto elektrifikovaných turbodmychadel se pohybuje v desetinách sekundy (u mechanických předchůdců je to okolo jedné sekundy).

Nyní se zaměříme na přípojné vedení. Tvar přípojného vedení má vliv na dynamické plnění válce. Válce jsou plněny přetlakovými vlnami, které zvětšují plnění směsi nebo vzduchu a tím způsobují zvětšení točivého momentu motoru. Každá změna zdvihu válce způsobí kolísání tlaku, proto je dynamické přeplňování podstatné. Délka sacího potrubí je volena s uvažováním obecného předpokladu, že dlouhé potrubí je použito pro vyšší výkony při vyšších otáčkách a naopak pro vysoký výkon při nízkých otáčkách je potrubí kratší. Zde je možné lépe přizpůsobit potrubí, protože jsme brali v úvahu dynamické přeplňování s vícebodovým vstřikováním, kde nám potrubím proudí pouze vzduch a nikoliv směs jako u potrubí s centrálním vstřikováním. Ke zlepšení plnění může přispět rezonanční efekt, který při konkrétních otáčkách může schopnost plnění navyšovat a jindy při vysokých zatíženích snižovat. [43]

U pulzního dynamického plnění se přípojné vedení zkracuje, aby přetlaková vlna plnila funkci plnění válce za vyšších otáček. Kdyby bylo sací potrubí delší, pak by přetlaková vlna narazila na uzavřený sací ventil. Sací ventil se při vyšších otáčkách pohybuje velmi rychle a doba otevření ventilu se tak zkracuje, proto délka sacího potrubí je parametr, který má přímý vliv. Ostatními parametry jakými jsou např. doba otevření ventilu a rychlost přetlakové vlny, již nelze měnit. Další zařízení umožňuje měnit délku přípojného vedení, kde přítomný posuvný mechanismus je vybaven řídicí jednotkou, která pracuje se vstupní informací o otáčkách motoru a hmotnosti nasávaného vzduchu. Tato řídicí jednotka ovládá elektromagnetické ventily, klapky, šoupátka aj. Druhý způsob přeplňování je již zmiňovaný rezonanční, který funguje tak, že frekvence sání ventilu (otáčky motoru) je shodná s frekvencí kmitání vln sloupce tekutiny. Jinými slovy řečeno, tlaková pulzace od uzavírání sacího ventilu vybudí rezonanční kmity a zajistí účinnější dynamické plnění. [11]

Nyní se zabýváme překročením provozních teplot v souvislosti s teplotou. Přehřívání motoru způsobuje vznícení paliva či směsi dříve než je ideální, pak následují rázy, klepání, vysoká zátěž klikového ústrojí, tepelná roztažnost dílů, degradace oleje při mazání atd. S narůstající teplotou klesá teoretická tepelná účinnost motoru. Naopak při přechlazení kondenzuje palivo na stěnách válců a ředí olej. Následkem je zadření motoru a zvýšení kouřivosti u vznětových motorů. Vodou chlazené motory se doporučuje udržovat při teplotě 85 až 95 °C. Vzduchem chlazené motory v rozmezí teplot 160 až 180 °C. U motorů nižších výkonů s nezakrytým motorem se používá náporové chlazení. U motorů větších výkonů se používá nucený oběh vzduchu realizovaný dmychadlem, ventilátorem, ejektorovým chlazením atd. [2]

WCAC pracuje na principu chlazení stlačeného vzduchu pomocí přídavného okruhu, ve kterém je obsaženo chladivo v rozmezí teplot -40 až 130 °C. Pro srovnání, stlačený vzduch má teplotu v rozmezí -40 až 250 °C. Jako chladivo se používá např. směs vody a propylen glykolu (30 %). Chladicí okruh může mít dvě varianty, nízkoteplotní okruh nebo kombinaci nízko a vysokoteplotního okruhu. Zapojení obou okruhů přináší snížení rychlosti ventilátoru, tím je zajištěna nižší hladina akustického tlaku. Běžné chladicí systémy jsou nastaveny tak, aby vyhověly maximálním požadavkům na chlazení v každém čase a za všech okolností. Kombinací chladicích okruhů pak není potřeba mít maximální chladicí výkon v každé větvi současně, tím se o 20 až 30 % mohou zredukovat rozměry chladicích jednotek a snížit příkony ventilátorů. Shrnutí hlavních výhod zařízení WCAC oproti předešlé generaci chladičů jsou: snadná instalace (lehký hliník), úspora paliva, omezení hlučnosti zařízení, snížení tlakových ztrát a podkročení emisní normy (Euro 6, Tier 4F). [25]

2.2 Predikce tlakových ztrát

Zařízení WCAC je výměník tepla, který funguje na principu přenosu tepla mezi dvěma médii (stlačený vzduch a směs vody). Zabývejme se nyní tímto výměníkem v rovině tlakových ztrát. Výpočty tlakových ztrát Δp obecně se určují v celé uvažované oblasti, včetně rozšíření, omezení, spojů, ventilů, vlnovců (core) atd. Představme si postupně způsoby jak postupovat při řešení Δp . Naše první rovnice (2.1) pro přípojné vedení kruhového průřezu zahrnuje oba druhy proudění, ať už laminární, anebo turbulentní, a počítá tlakovou ztrátu Δp , kde ζ je odporový součinitel, a je faktor závislý na povaze proudění, ρ je hustota tekutiny a w je rychlost proudění. V případě proudění v trubicih nebo potrubím, platí (2.2), kde l_t je délka trubice a d_i je průměr trubice. V případě svazku trubek platí (2.3), kde n_t je počet trubek. Pro proudění přes ventil nebo tvarovky platí $a_f=1$. [39]

$$\Delta p = \zeta a_f \frac{\rho w^2}{2} \quad (2.1)$$

$$a_f = f \left(\frac{l_t}{d_i} \right) \quad (2.2)$$

$$a_f = f \left(\frac{n_t l_t}{d_i} \right) \quad (2.3)$$

Odporový součinitel ζ je funkčně závislý na Reynoldsově čísle Re . Závislost pro laminární proudění můžeme vidět v (2.4), kde Re_i je Reynoldsovo číslo pro konkrétní proud (proto index i) a μ je dynamická viskozita proudu. Poté po dosazení zmíněného vztahu (2.4) do (2.1) obdržíme vyjádření Hagen-Poiseuillova zákona, viz (2.5), kde w_i je rychlost proudění konkrétního média. Závislosti odporového součinitele pro turbulentní proudění jsou rozděleny podle rozsahu Reynoldsova čísla. V rozsahu $3 \cdot 10^3$ až $1 \cdot 10^4$ dostáváme Blasiovu rovnici představenou v (2.6). V rozsahu $2 \cdot 10^4$ až $2 \cdot 10^6$ aplikujeme rovnici Hermannovu (2.7) a pro Re větší než 10^6 je závislost popsána Prandtlovou a von Kármánovou rovnicí (2.8). [39]

$$\zeta = \frac{64}{Re_i} = \frac{64\mu}{w_i \rho d_i} \quad (2.4)$$

$$\Delta p = \frac{32\mu w_i l_t}{d_i^2} \quad (2.5)$$

$$\zeta = \frac{0,316}{\sqrt[4]{Re_i}} \quad (2.6)$$

$$\zeta = 0,005 + \frac{0,396}{Re_i^{0,3}} \quad (2.7)$$

$$\frac{1}{\sqrt{\zeta}} = -0,8 + 2\log(Re_i\sqrt{\zeta}) \quad (2.8)$$

Tlaková ztráta je dále ovlivněna geometrií a vlastnostmi proudícího média, např. tlaková ztráta v oblasti vlnovců je navrhována tak, aby byla dominantní (až 90 %) u většiny výměníků s prouděním vzduchu. Důvod dominance je vysvětlen později v textu. Vstup do oblasti vlnovců je doprovázen kladnou tlakovou ztrátou a výstupní úsek z oblasti vlnovců naopak zápornou tlakovou ztrátou, k rychlejšímu pochopení tohoto výroku si pomozme rovnicí (2.9), kde před svorkou „výstup“ si všimněme znaménka mínus (záporná tlaková ztráta). Účinek na vstupu a výstupu se mnohdy vykompenzuje. Zanedbat vykompenzování tlakových ztrát těchto úseků si nedovolíme tehdy, pokud v rovnici (2.9) jsou σ , L a f hodnoty příliš nízké nebo $r_h(D_h)$ jsou hodnoty příliš vysoké. Slovní popis těchto veličin je následující: σ je poměr plochy s minimálním volným proudem $A_{0,f}$ k čelní ploše proudu $A_{0,i}$, viz (2.10). L je délka vlnovců ve směru proudění. Další veličina f je Fanningův třecí faktor, viz (2.11), což je poměr smykového napětí τ_w na stěně ke kinetické energii (tomu zbytku). G je hmotnostní tok vlnovcem s matematickým vyjádřením v (2.12), kde ρ_i je hustota na vstupu, u_f je rychlost s indexem f znamenající finální, ve druhém členu je \dot{m} průtok doménou a zbytek již známe. Pro úplnost, g_c je proporciální konstanta zrychlení z 2. Newtonova pohybového zákona, vraťme se ještě k rov. (2.9), kde K_c je bezrozměrný ztrátový součinitel stažení proudu na vstupu do výměníku a K_e je bezrozměrný ztrátový součinitel rozšíření proudu na výstupu z výměníku. [34]

$$\frac{\Delta p}{p_i} = \frac{G^2}{2g_c\rho_i p_i} \left[\underbrace{(1 - \sigma^2 + K_c)}_{\text{VSTUP}} + 2 \underbrace{\left(\frac{\rho_i}{\rho_o} - 1\right)}_{\text{HYBNOST}} + \underbrace{f \frac{L}{r_h} \rho_i \left(\frac{1}{\rho}\right)}_{\text{TŘENÍ}} - \underbrace{(1 - \sigma^2 - K_e) \frac{\rho_i}{\rho_o}}_{\text{VÝSTUP}} \right] \quad (2.9)$$

$$\sigma = \frac{A_{0,f}}{A_{0,i}} \quad (2.10)$$

$$f = \frac{\tau_w}{\rho u_m^2} 2g_c = \frac{\tau_w}{G^2} 2g_c \rho \quad (2.11)$$

$$G = \rho_i u_f = \frac{\dot{m}}{A_{0,f}} \quad (2.12)$$

Hlavním zdrojem tlakové ztráty jsou především dvě oblasti, které způsobují tlakové ztráty majoritně, jimi jsou již zmíněná oblast vlnovců a oblast zařízení pro distribuci tekutiny, tím jsou např. komory, hrdla a přípojné vedení. Jestliže tlaková ztráta v přípojném vedení, hrdle a komorách je snižována, pak tlaková ztráta v oblasti vlnovců dominuje

a tím se zajišťuje uniformní (rovnoměrný) tok tekutiny přes teplosměnnou plochu, což vede k účinnějšímu přenosu tepla. Pokud uniformita zajištěna není, vážně se sníží výkonnost samotného výměníku. Shrňme si, jaké čtyři zdroje tlakových ztrát jsme vyznačili svorkami v rov. (2.9) a co ty členy znamenají. [34]:

- Vstup:
Tlaková změna asociovaná náhlou kontrakcí nebo relaxací proudu.
- Hybnost:
Tlaková ztráta způsobená změnou hustoty tekutiny v důsledku navýšení nebo snížení tlaku na element tekutiny.
- Tření:
Tlaková ztráta na teplosměnné ploše způsobená třením
- Výstup:
Tlaková změna asociovaná náhlou kontrakcí proudu nebo relaxací na rozhraní geometrií.

Dále tam obecně patří i tlaková ztráta způsobená gravitačním polem a změnami polohy proudění. Gravitační účinek však v rovnici nehledejme, neboť pro plyny se obecně zanedbává. Tlakovou ztrátu mimo vlnovcovou oblast je potřeba udržovat co nejvíce minoritní. Obecně menší než 10 % z celku, obvykle je to 25 až 30 % v závislosti na návrhu výměníku. Návrh výměníku by měl vycházet z teorie, že tekutina bude distribuována uniformně na každém vstupu do výměníku a přes oblast vlnovců. V praxi je však špatná uniformita toku obvyklá a významně snižuje žádaný přestup tepla. Špatná distribuce proudu může být indukována následujícími příčinami: Geometrií výměníku, tím je myšleno samotný návrh geometrie, technologické nedostatky a výrobní tolerance. Dále provozními podmínkami výměníku, jako např. chemická reakce při vícefázovém proudění. Špatnou distribucí proudu, což úzce souvisí s konstrukcí a výrobou (např. tvrdé pájení), avšak pochybení tohoto charakteru se týká pouze konkrétního výměníku a nemůže být významně ovlivněno provozem.

Makroskopickou nerovnoměrnost proudu si představme jako důsledek špatné konfigurace vstupního hrdla nebo omezení plynulého toku proudu. Tento druh nerovnoměrnosti neovlivňuje kondukcii tepla na místní teplosměnné ploše, ale významně zvyšuje tlakové ztráty výměníku a tím obecně znevažuje topný nebo chladičí faktor. Pro predikování velikosti tlakové ztráty zaviněnou geometrií a skladbou výměníku se používá počítačové modelování proudu. Neexistuje přesná teorie schopná predikovat tlakové ztráty vlivem nerovnoměrnosti proudu ve výměníku. To proto, že při nerovnoměrnosti distribuce proudu, statický tlak na vstupu do vlnovců a na výstupu z vlnovců nebude uniformní, a odtud platí, že konstantní tlakovou ztrátu přes vlnovce nemůžeme očekávat. Doporučuje se proto přibližné řešení bez rigorózního modelování všech podmínek. Rovnice (2.13) zdůrazňuje rozdíl tlaků Δp_{inc} , že vstupní a výstupní skutečná tlaková ztráta způsobená třením v oblasti vlnovců Δp_{max} bude vždy větší než při uniformním toku Δp_{uni} . [34]

$$\Delta p_{inc} = \Delta p_{max} - \Delta p_{uni} \quad (2.13)$$

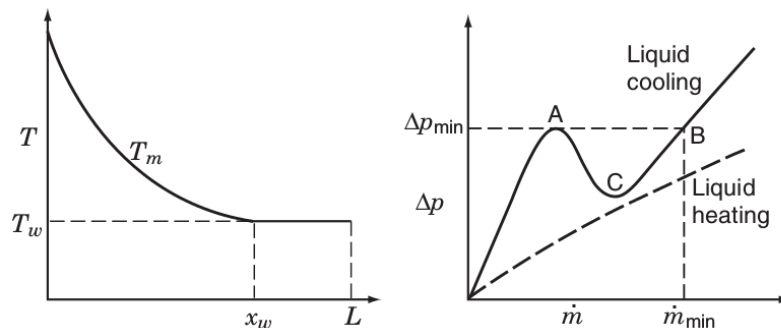
Zabývejme se nyní provozními podmínkami ovlivňující uniformitu proudění. Provoz výměníku je spjat s teplotním spádem, stanovením kritických teplot, mnohdy také se změnou fáze. [34] To vše nevyhnutelně vede ke změně termofyzikálních vlastností, např. změně

viskozity, viz dynamická viskozita z Newtonova zákona pro newtonovské tekutiny v (2.14), kde vystupuje τ jako tečné napětí, μ je dynamická viskozita (vazkost), $\frac{dv}{dy}$ je gradient rychlosti ve směru kolmém na rychlost. Newtonovské tekutiny nemají dynamickou viskozitu závislou na gradientu rychlosti. Dynamická viskozita plynů roste s nárůstem teploty, závislost si prohlédneme v Sutherlandově vzorci (2.15), kde A a C jsou látkové konstanty a T je absolutní teplota. [37]

$$\tau = \mu \frac{dv}{dy} \quad (2.14)$$

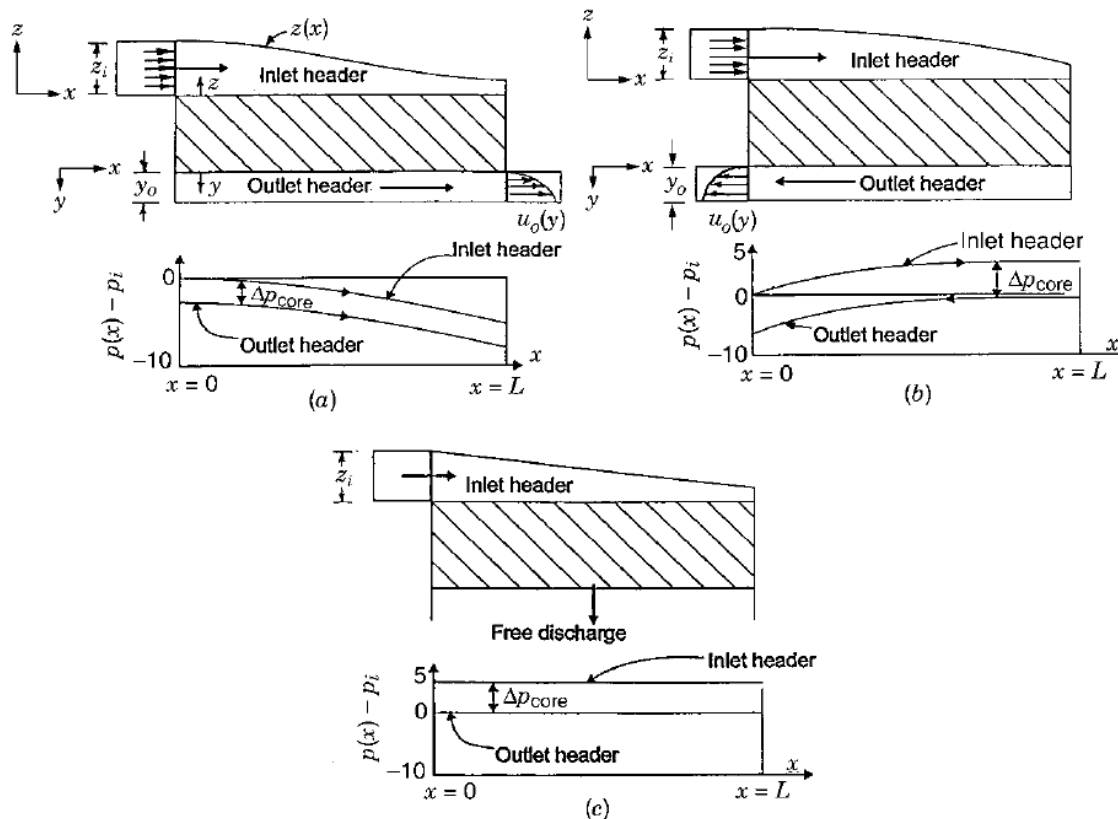
$$\mu = A \frac{\sqrt{T}}{1 + \frac{C}{T}} \quad (2.15)$$

Velké změny ve viskozitě tekutiny se také projeví v odlišném přenosu tepla. Jestliže máme tekutinu, která má být ochlazena, pak podle Muellera [23], [24] je tlaková ztráta přes teplosměnnou plochu vyšší u laminárního proudění ($\Delta p \propto \mu$) než v případě turbulentního proudění $\Delta p \propto \mu^{0,2}$ v závislosti právě na dynamické viskozitě. Proud chlazené viskózní tekutiny je závislý na délce vlnovce, chladičím faktoru, střední teplotě proudu T_m , teplotě stěny T_w atd. Celková tlaková ztráta mezi vstupem a výstupem oblasti vlnovců může být popsána dvěma regiony. Region mezi vstupem do vlnovce a vzdáleností x_w , ve které dochází k ustálení střední teploty T_m na teplotu stěny T_w , viz obr. 2.2 vlevo a platí, že $\mu = f(T_m)$. Druhým regionem je zbylá oblast, tj. oblast mezi x_w a koncem vlnovců, kde platí $\mu = f(T_w)$. Při nízkém průtoku, viz 2.2 vpravo, roste tlaková ztráta rapidně, téměř lineárně, než dosáhne bodu A, v místě, kde $T_m = T_w$ a Δp klesne do bodu C a pak opět pokračuje ve stoupajícím trendu. Pokud výměník obsahuje více vlnovců (tenkých průchodů), v rozsahu A až B přibudou další křivky, rovněž závislé na změně dynamické viskozity s průběhem teplotní difference. V místě mezi body A a B je produkován nestabilní proud. Pokud je průtok, u kterého předpokládáme uniformní distribuci proudu, větší než \dot{m}_{min} , pak nevystanou problémy s nestabilitou a nerovnoměrností proudu. Nezapomínejme, že tento rozbor uvažuje plně vyvinuté laminární proudění, dynamickou viskozitu měnící se v průběhu proudění, třecí síly a teplota stěny je konstantní a nižší než vstupní teplota. Viskózní tekutina je ohřáta v doměně s konstantní teplotou stěny a poté je viskozita postupem proudu danou oblastí snižována (viskozita plynů s klesající teplotou klesá, u kapalin roste). Pokud je stanovena okrajová podmínka taková, že teplota stěny je konstantní, pak se zvyšující se teplotou plynu je výrazná nerovnoměrná distribuce proudu. [34]



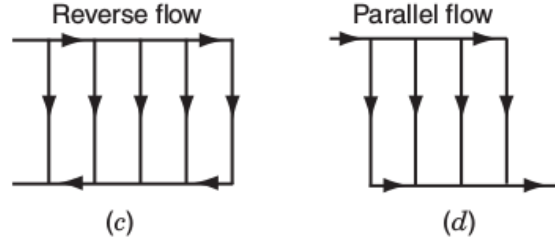
Obrázek 2.2: Laminární proudění oblastí vlnovců [34]

Nyní se zabýváme zařízeními, jež distribuují proud mezi přípojným vedením a teplosměnnou plochou. Takovým přechodovým zařízením může být tlaková komora (v angl. se používá označení header, tank, box nebo distributor). Přicházející proud do komory výměníku musí být navržen tak, aby v této komoře byla udržena co možná nejnížší hodnota tlakové ztráty a co možná nejvyšší rovnoměrnost objemového toku. Vstupní komora má obvykle jeden vstup (boční nebo středový) a více bočních výstupů např. do oblasti vlnovců a výstupní komora více vstupů a boční výstup. Na obr. (2.3) je ukázka výměníků s normálním souproutým režimem (souprout), s otočením proudu (protiproud) a prouděním s volným výtokem. [34]



Obrázek 2.3: a) souprout b) protiproud c) s volným výtokem [34]

Vstupní komora s sebou nese větší tlakovou ztrátu, protože plocha mezi přípojným vedením a vstupní komorou se poměrově zvětší 5 až 50 krát. Je proto nemožné zajistit rovnoměrný tok ve vstupní komoře při takovém rozšíření. Proud, který se dostává do tlakové komory se různě separuje, buď se oddělí volně, anebo se rozmělní na protější stěně. Tyto separace proudu přináší zvýšení Δp a neuniformitu toku při dalším postupu do oblasti vlnovců. K separaci proudu může navíc přispět eroze materiálu. Návrh výstupní komory může být méně kriticky navrhován, neboť proud z oblasti vlnovců do výstupní komory je ustálenější po průchodu ustalujícími a geometricky jednoduchými vlnovci. K minimalizaci Δp vzhledem k separaci proudu, se oblast kontrakce do výstupního přípojného vedení vyhlazuje, tím se vyhneme otáčení proudu nazpět do komory, viz obr. 2.4. Obraty a ohyby proudu způsobují odstředivé síly, které se podílí na nerovnoměrném rozložení tlaků. Shrňme si hlavní požadavky na tlakové komory. Geometrie tlakové komory by měla být provedena tak, aby obstarala přijatelně uniformní tok do oblasti vlnovců při přijatelně nízkém Δp bez mechanismů přenosu tepla. [34]



Obrázek 2.4: c) obrácený d) souběžný [34]

Teorie pro tlakové komory, které jsme mohli vidět na obr. (2.3), je odvozena Londonem [17], jenž vycházel z práce Perlmuttera [28]. Teorie je založena na studii podmínek proudění a odpovídajícímu tvaru komory. Předpokládá se proudění ustálené, neviskózní a s konstantní hustotou. Existují různé konfigurace přivádění proudu do vstupní komory (mezi úhly 0 až 90°). Jak jsme mohli vidět na obr. 2.4, první případ je kategorizován jako souprůdný, kdy vstupní a výstupní tlaková komora jsou na protilehlých stranách. Druhý případ jsou protiproudé tlakové komory, kdy proud vstupuje a vystupuje na stejné straně (naš případ). Třetím případem jsou tlakové komory s volným výtokem, kdy je přítomna vstupní komora a výstupní komora je bez přípojného vedení. [17]

2.3 Modely predikce tlakových ztrát

Modely pro predikci tlakových ztrát, teoretických tvarů a distribucí proudu pro základní tři typy, jak jsme si zapamatovali z obr. 2.3, budou představeny v této kapitole.

Jako první si představme teoretický model pro komoru s konfigurací protiproudou, která na obr. 2.3 je označena jako b) a zároveň je to konfigurace, které se věnuje tato práce. Výpočet tlaku ve vstupní komoře tohoto typu zapojení si můžeme prohlédnout v (2.16), kde indexy i a o budou pro následující rovnice znamenat, že i je vstup do vstupní komory a o označuje výstup z výstupní komory. Dalšími zatím nedefinovanými veličinami jsou x^* , což je poměr x -ové pozice proudu k celkovému posunu L , tj. $x^* = \frac{x}{L}$, h_i je kinetická energie vztažená na jednotku délky pro vstupní komoru, k hlubšímu pochopení je vztah h_i k prohlédnutí v (2.17), ale zpět ke vztahu 2.16, kde ρ_i , resp. ρ_o je hustota na vstupu, resp. výstupu, z_i a y_o jsou rozměry geometrie v dané ose a umístění. Výpočet tlakové ztráty ve vstupní komoře je uveden v rov. (2.18) a pro výstupní komoru v rov. (2.19), kde h_o je již zmíněná kinetická energie vztažená k délce, ale tentokrát pro výstupní komoru, viz (2.20). [34]

$$\frac{p_i - p(x^*)}{h_i} = \frac{\pi^2}{4} (x^*)^2 \frac{\rho_i}{\rho_o} \left(\frac{z_i}{y_o} \right)^2 \quad (2.16)$$

$$h_i = \left(\frac{\rho u_m^2}{2g_c} \right)_i = \frac{\Delta p}{\frac{\rho g}{g_c}} \quad (2.17)$$

$$\frac{\Delta p_i}{h_i} = 1 + \frac{\pi^2}{12} \frac{h_o}{h_i} \quad (2.18)$$

$$\frac{\Delta p_o}{h_i} = 0,645 \frac{h_o}{h_i} \quad (2.19)$$

$$h_o = \left(\frac{\rho u_m^2}{2g_c} \right)_o \quad (2.20)$$

Model pro výpočet celkové tlakové ztráty obou komor je uveden v rov. (2.21). Dalším teoretickým modelem pro konfiguraci typ protiproud je model určující vhodný profil tlakové komory, prohlédněme si tento model v rov. (2.22) a naučme se s modelem pracovat, abychom více porozuměli souvislostem. Určíme si geometrii vstupní komory, ale vyjádříme $\frac{z}{y_o}$ jako funkci x^* , dále prohlásíme $h_i = h_o$ a $\frac{\rho_i}{\rho_o} = 1,4$. Řešíme za těchto předpokladů: a) proud ve vstupní a výstupní komoře má jednotlivé hustoty tekutin konstantní, b) rychlost na vstupu je uniformní, c) rychlost a tlaková ztráta na vstupu je funkcí pouze x -ové osy, d) tekutina je neviskózní v obou komorách, e) tlak na výstupu je funkcí pouze posunu na ose x , f) rychlost v oblasti vlnovců je uniformní, g) hloubka komor je jednotná. [34] Použitím Bernoulliho rovnice rozepsané v (2.23), můžeme vstupní tlak dát do závislosti k tlaku v jakémkoliv bodě na ose x . Poté rozepíšeme rovnici kontinuity do rov. (2.24), odkud $v = \text{konst}$ a také $vL = u_i z_i$. Nyní můžeme stanovit, že tlaková ztráta, jak jsme ji popsali v rov. (2.16) (netřeba listovat), může být nahrazena pravou stranou v rov. (2.25), pokud prohlásíme $y = \text{konst}$.

$$\frac{\Delta p_t}{h_i} = 1 + 1,467 \frac{h_o}{h_i} \quad (2.21)$$

$$\frac{z}{y_o} = \frac{1 - x^*}{\left[\left(\frac{\pi^2}{4} \right) \left(\frac{\rho_i}{\rho_o} \right) (x^*)^2 + \left(\frac{y_o}{z_i} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (2.22)$$

$$p_i - p(x) = \frac{\rho_i}{2g_c} (u^2 - u_i^2) \quad (2.23)$$

$$u_i z_i = u z(x) + v x = v(L - x) + v x = vL = u_o y_o \frac{\rho_o}{\rho_i} \quad (2.24)$$

$$\frac{p_i - p(x^*)}{h_i} = \frac{\pi^2}{4} (x^*)^2 \frac{\rho_i}{\rho_o} \left(\frac{z_i}{y_o} \right)^2 = \frac{\pi^2}{4} h_o (x^*)^2 \quad (2.25)$$

Nyní z rovnice kontinuity (2.26), kde vystupuje vstupní plocha A_i , výstupní plocha A_o , střední rychlost vstupní $u_{m,i}$, střední rychlost výstupní $u_{m,o}$ a hustoty proudu vstupního a výstupního, můžeme získat drobnou úpravou rov. (2.27), ve které poměr vstupní a výstupní plochy vykrátíme do podoby $\frac{y_o}{z_i}$. Dále v rov. (2.28) využijeme definice kinetické energie v prvním kroku a ve druhém kroku zjednodušíme zápis. Dosazením (2.27) do (2.28), získáme finální závislost $\frac{y_o}{z_i}$, viz rov. (2.29), kterou dosadíme do rov. (2.30).

$$\rho_i A_i u_{m,i} = \rho_o A_o u_{m,o} \quad (2.26)$$

$$\frac{u_{m,i}}{u_{m,o}} = \frac{\rho_o A_o}{\rho_i A_i} = \frac{\rho_o y_o}{\rho_i z_i} \quad (2.27)$$

$$\frac{h_i}{h_o} = \frac{\left(\frac{\rho u_m^2}{2g_c} \right)_i}{\left(\frac{\rho u_m^2}{2g_c} \right)_o} = \frac{\rho_i}{\rho_o} \left(\frac{u_{m,i}}{u_{m,o}} \right)^2 \quad (2.28)$$

$$\frac{h_i}{h_o} = \frac{\rho_o}{\rho_i} \left(\frac{y_o}{z_i} \right)^2 \quad (2.29)$$

$$\frac{z}{y_o} = \frac{1 - x^*}{\left[\left(\frac{\pi^2}{4} \right) \left(\frac{\rho_i}{\rho_o} \right) (x^*)^2 + \left(\frac{y_o}{z_i} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} = \frac{1 - x^*}{\left(\frac{\rho_i}{\rho_o} \right) \left(\frac{\pi^2}{4} (x^*) + \frac{h_i}{h_o} \right)^{\frac{1}{2}}} = \frac{1 - x^*}{1,4 \left(\left(\frac{\pi^2}{4} \right) (x^*)^2 + 1 \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.30)$$

Pro protiproudou konfiguraci se používá pro zabezpečení odpovídajícího tlakového profilu $z_i = \left(\frac{2}{\pi} y_o \sqrt{\frac{\rho_o}{\rho_i}} \right)$, čímž docílíme potřebné uniformní distribuce proudu a minimalizace ztrát v tlakové komoře. Podívejme se, pouze stručně a bez hledání závislostí, na modely pro souprroudou konfiguraci, které jsou uvedeny v rov. (2.31) až (2.35). Pro souprroudou konfiguraci tlakových komor je také požadavek na z_i , které by mělo být pro ideální provoz vysoké, nebo nižší než y_o na výstupu, viz (2.31). Model pro stanovení tlaku ve vstupní komoře je pro souprroudou konfiguraci uveden v rov. (2.32). Dále si uvedeme vztahy pro tlakové ztráty na vstupu v rov. (2.33) a výstupu (2.34). Celková tlaková ztráta teoretického modelu tlakové komory při této konfiguraci je uvedena v rov. (2.35). [34]

$$\frac{z}{y_o} = \frac{1 - x^*}{\left(\left(\frac{y_o}{z_i} \right)^2 - \left(\frac{\pi^2}{4} \right) \left(\frac{\rho_i}{\rho_o} \right) (1 - (1 - x^*)^2) \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.31)$$

$$\frac{p(x^*) - p_i}{h_i} = \frac{\pi^2 \rho_i z_i}{4 \rho_o y_o} [1 - (1 - x^*)^2] \quad (2.32)$$

$$\frac{\Delta p_i}{h_i} = \frac{1}{3} \quad (2.33)$$

$$\frac{\Delta p_o}{h_i} = 0,645 \frac{h_o}{h_i} = 0,645 \frac{4}{\pi^2} \quad (2.34)$$

$$\frac{\Delta p_t}{h_i} = 0,595 \quad (2.35)$$

Modely pro proudění s konfigurací volného výtoku jsou úplnost kapitoly uvedeny v rov. (2.36) až (2.38) pouze informativně. První zmíněná rov. (2.36) má význam pro návrh ideálního profilu vstupní tlakové komory v konfiguraci s volným výtokem. Druhá rov. (2.37) slouží ke stanovení odhadu tlakové ztráty vstupní komory tohoto typu zapojení bez výstupní komory. Třetí rov. (2.38) určuje celkovou tlakovou ztrátu tohoto typu zapojení a protože tlaková komora na výstupu chybí, jedná se o stejný zápis jako u rov. (2.37), akorát s jiným indexem. [34]

$$\frac{z}{z_i} = 1 - x^* \quad (2.36)$$

$$\frac{\Delta p_i}{h_i} = 1 \quad (2.37)$$

$$\frac{\Delta p_t}{h_i} = 1 \quad (2.38)$$

Následuje shrnutí. Jestliže má konstruktér svobodnou volbu, který typ tlakové komory použít, pak nejlépe odůvodnitelným rozhodnutím s cílem získat nejnižší Δp je protiproudá konfigurace. Z pohledu nízkého Δp je druhá nejlepší varianta s volným odtokem a jako poslední souproudá konfigurace. Tlaková ztráta Δp ve vstupní komoře je u těchto tří konfigurací vždy vyšší v porovnání s komorou výstupní. Výstupní komora je pak spojena s velmi nerovnoměrným rozložením rychlostí. [34] K těmto třem konfiguracím se také přidávají různé alternativy, kdy proud vstupuje pod jiným úhlem, aby se snížila neuniformita toku. Pak je tady často zdlouhavé hledání různých variant geometrií komor s optimální distribucí proudu, ale vzhledem k nedostatku teoretického „backgroundu“, je nejlepší alternativou pro výzkum distribuce proudu a tlakových ztrát 3D CFD modelování, kterému se z velké části věnuje tato práce.

3 Cíle práce

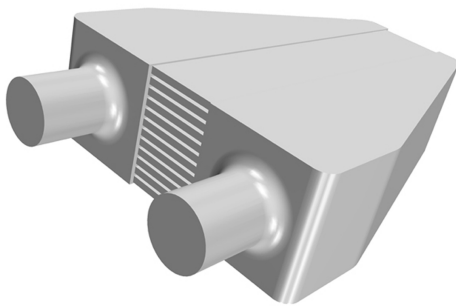
Firma Hanon Systems zadala provést numerickou simulaci proudění stlačeného vzduchu na komorách mezichladiče. Tyto poskytnuté geometrie komor byly importovány do programu Star-CCM+ v počtu 108 komor a později byly komory v programu spojeny tak, aby jedna simulace řešila vstupní a výstupní komoru přímo, počet požadovaných simulací firmou se tak snížil na 54. Srovnání mezi skutečnou geometrií a zjednodušenou geometrií připravenou pro numerickou simulaci si můžeme prohlédnout na obr. 3.1 až 3.4, kde na obr. 3.1 a 3.3 jsou zařízení WCAC s přívodem ze strany (úhel 90°) a na obr. 3.2 a 3.4 jsou zařízení WCAC s přívodem shora (úhel 0°). Další zadané geometrie, které nejsou vyneseny na obrázcích, jsou rozdílné natočením přípojného vedení na úhel 45°, dále je to změna průměru přípojného vedení postupně 40, 50, 60 mm a pro všechny zařízení WCAC také varianta s přechodem ostrým a zaobleným.



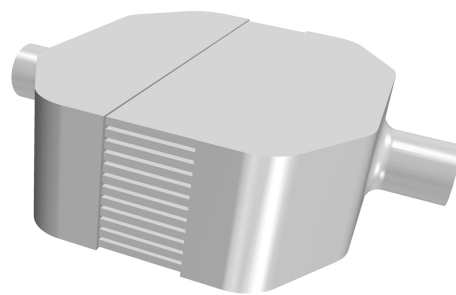
Obrázek 3.1: Úhel 90° [47]



Obrázek 3.2: Úhel 0° [46]



Obrázek 3.3: Úhel 90°



Obrázek 3.4: Úhel 0°

Abychom docílili čísla 54, každá komora bude nasimulována pro tři průtoky, viz tab. 3.1, která dále definuje podmínky proudění. Přiváděný vzduch o teplotě T_{in} je stanoven na 150° C a vstupní tlak p_{in} na hodnotu 1,5 bar. Hlavní předpoklady pro řešení zadaného úkolu jsou následující: Proudění je řešeno jako izotermální, stálé a s časově neměnnými vlastnostmi proudícího média, tj. hustota média je definována pomocí konstanty (nikoliv jako funkce) a tím je úloha stanovena jako nestlačitelná. Disipace mechanické energie v důsledku proudění je idealizována na nulu, tj. adiabatické proudění.

Cílem práce je provést tyto analýzy:

- Analýzu vlivu změny průměru D přípojného vedení na tlakovou ztrátu Δp
- Analýzu vlivu zaoblení R (ostrý a zaoblený přechod) při průchodu stlačeného vzduchu výměníkem na tlakovou ztrátu Δp
- Analýzu vlivu změny úhlu natočení přípojného vedení s (spout), kterým vstupuje a vystupuje stlačený proud vzduchu, na tlakovou ztrátu Δp
- Analýzu vlivu změny průtoku \dot{m} na tlakovou ztrátu Δp u všech konfigurací výměníku

Tabulka 3.1: Zadané okrajové podmínky proudu

Veličina	Hodnota	Jednotka
T_{in}	150	°C
p_{in}	1,5	bar
$\dot{m}_{in,1}$	0,1	kg s ⁻¹
$\dot{m}_{in,2}$	0,2	kg s ⁻¹
$\dot{m}_{in,3}$	0,3	kg s ⁻¹
p_{out}	1,0	atm

Tyto zjištěné závislosti poslouží pro vývoj 1D řešiče tlakových ztrát závislého na všech těchto výše zmíněných čtyřech parametrech, tj. $\Delta p = \Delta p(D, \dot{m}, s, R)$. OpenModelica je softwarové prostředí, ve kterém má tento řešič fungovat.

4 Numerické modelování

V této kapitole se nejdříve seznámíme s numerickým modelováním proudění (matematický popis a modely turbulence). Poté si představíme program Star-CCM+ a ihned nato přijde konkrétní aplikace Star-CCM+ na diplomové téma.

Numerické modelování je možné chápat jako napodobování reality pomocí matematického aparátu. Stanovíme-li si např. za úkol nasimulovat fyzikální jev v přírodě, který je dobře popsáný současnou fyzikou, musíme do počítače implementovat matematický model, na kterém provedeme simulaci. Výsledky simulace jsou vždy kvalitní, pokud matematika obsažená ve fyzikálním modelu správně podchycuje simulovanou realitu a pokud je simulační oblast vhodně diskretizována. Ne vždy je ale možné napodobit reálnou situaci v celém jejím rozsahu a hledají se zjednodušení, jak popsat fyzikální děj modelem, který je numericky řešitelný za pomoci dostupného výpočetního software a výpočetní techniky. Někdy je tento úkol napodobit realitu natolik matematicky náročný, že řešení příslušných rovnic neexistuje a použitá metoda ani k cíli nevede. Poté se prohlásí, že řešení je závislé na parametrech aproximace, nebo-li úloha nekonverguje, protože ani nemá k čemu. Poté je model a metoda nepoužitelná.

Roubíček [31] uvedl příklad, že i renomovaní termodynamici se někdy nevyhnou kompromisům a parafrázuje předního vědce zkoumajícího seismické vlny: „Ignorování druhého zákona termodynamiky model sice nezlepší, ale život někdy zjednoduší.“ I když v přírodě nikdy nebylo pozorováno, že by se entropie v uzavřeném systému snižovala. Někdy se z pohledu výpočetního času a náročnosti nelze zjednodušení vyhnout. Matematické simulace i přes svůj multidisciplinární charakter mají široký rozsah aplikovatelnosti. Představme si například, že chceme zkoumat elektroniku na mikro či nano úrovni, chování částic, živé buňky, mezní stavy jaderného reaktoru aj. Zde narážíme na problém, že tyto experimenty jsou finančně náročné a nelze prozkoumat stejný experiment za všech situací.

Jedna z možností je aplikovat CFD (Computational Fluid Dynamics). Především v posledním desetiletí CFD sehrává významnou roli na poli vědy a techniky. Používá se v mnohých oblastech živé a neživé vědy, např. v biomedicině při výrobě nových léků, v optimalizaci přenosu tepla a látky, návrhu chlazení tiskových spojů aj. CFD se připojila k dobře zavedené sadě nástrojů FEA (Finite Element Analysis) pro mechaniku těles, ale stala se součástí inženýrských nástrojů CAE (Computer Aided Engineer) až za několik desetiletí, neboť se dlouho hledaly použitelné rovnice pro řešení spleťových Navier-Stokesových rovnic. Tyto rovnice překvapivě dobře modelují proudění tekutin v celé oblasti od jednofázového nestlačitelného laminárního proudění až po vícefázové stlačitelné turbulentní proudění. [22]

Ve vývoji CFD sehrává svou klíčovou roli metoda konečných objemů FVM (Finite Volume Method). Jedná se o numerickou metodu, která transformuje parciální diferenciální rovnice reprezentující zákony zachování přes jednotlivé objemy do sady diskrétních algebraických rovnic pro každý konečný objem. Prvním krokem, jak je běžné u metody konečných diferencí FDM (Finite Difference Method) a metody konečných prvků FEM (Finite Element Method), diskretizujeme geometrickou doménu. Poté integrujeme diferenciální rovnice pro celý objem a aplikujeme teorém divergence. Abychom stanovili derivované členy, je zapotřebí mít definované hodnoty na hraničních plochách (boundaries), abychom dokázali udělat sumu integrálů přes jednotlivé plochy. [22] Proces získávání výsledků je hardwarově náročný, ale stále je tato metoda relativně levná oproti experimentu, např. parametrická studie by znamenala vyrobit a otestovat v laboratoři každý zkoumaný

produkt. Numerické simulace při vhodném namodelování fyzikálního jevu, mohou parametrickou studii provést bez nutnosti výroby velké množiny testovacích vzorků.

4.1 Matematický popis

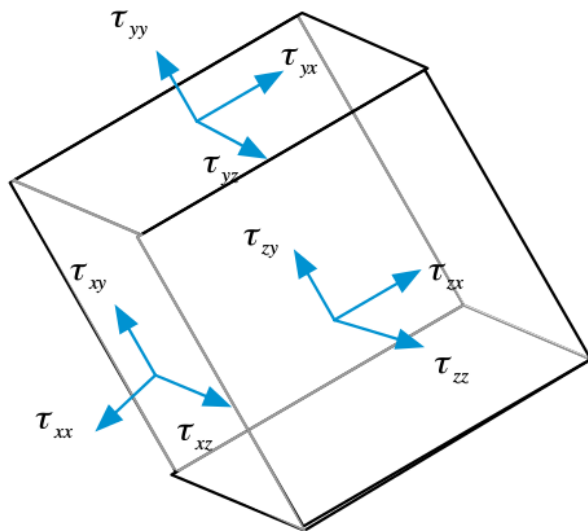
V následující kapitole se seznámíme s tím, na čem jsou založeny numerické simulace proudění. Při spuštění simulace se začnou řešit Navier-Stokesovy rovnice s počátečními a okrajovými podmínkami. Nejdříve si představme aplikovanou fyziku a poté turbulentní modely.

Fyzikální vyjádření proudění tekutiny za použití diferenciálních rovnic (DR) pohybových (známé jako Navier-Stokesovy (NS), vyplývající z obecné Cauchyho pohybové rovnice [4]), DR kontinuity a DR energie jsou základem pro numerické modelování v laminárním a turbulentním režimu proudění. Fyzikální přístup při odvození DR pohybových je uveden jako první v této kapitole a jen pro x-ovou osu, neboť rovnice pro další osy lze odvodit analogicky (postačuje zaměnit indexy ve výsledném tvaru rovnic). Poté následuje odvození DR kontinuity. Odvození NS pro zákon zachování energie není demonstrováno v této práci, ale je k prostudování např. zde [1], [18].

Uvažovaná tekutina nemá prázdná místa ve formě bublinek a rozpuštěných plynů. Tekutina také neobsahuje směsi a nenastává změna skupenství. [44] Nyní jsme udělali předpoklady o tekutině a můžeme začít s odvozeními.

4.1.1 DR pohybové

Tyto rovnice jsou základem pro tvorbu matematického modelu, který popisuje pohyb tekutin tak, že změna hybnosti části tekutiny zapříčiní změnu tlaku a disipačních vazkých sil uvnitř tekutiny. Představme si, že máme element tekutiny ve tvaru krychle, přičemž počátek souřadnicového systému se nachází ve středu krychle. Suma všech sil působících na povrch lze nahradit pravou stranou této rovnice (4.1). [40]



Obrázek 4.1: Infinitesimální element tekutiny [22]

$$\begin{aligned}
 \sum_{\forall} F = & \left[\tau_{xx} \left(x + \frac{\Delta x}{2}, y, z \right) - \tau_{xx} \left(x - \frac{\Delta x}{2}, y, z \right) \right] \Delta y \Delta z + \\
 & + \left[\tau_{yx} \left(x, y + \frac{\Delta y}{2}, z \right) - \tau_{yx} \left(x, y - \frac{\Delta y}{2}, z \right) \right] \Delta x \Delta z + \\
 & + \left[\tau_{zx} \left(x, y, z + \frac{\Delta z}{2} \right) - \tau_{zx} \left(x, y, z - \frac{\Delta z}{2} \right) \right] \Delta x \Delta y - \\
 & - \left[p \left(x + \frac{\Delta x}{2}, y, z \right) - p \left(x - \frac{\Delta x}{2}, y, z \right) \right] \Delta y \Delta z, \quad (4.1)
 \end{aligned}$$

kde τ má význam smykového napětí (τ_{xx} , τ_{xy} , τ_{xz} jsou jeho složky) (první index znamená v rovině kolmé na osu x a druhý index znamená ve směru osy x), Δx , Δy , Δz jsou velikosti hran v příslušné rovině a p je statický tlak.

Po vydělení (4.1) součinem $\Delta x \Delta y \Delta z$ a provedení limitního přechodu $\lim_{\Delta x, \Delta y, \Delta z \rightarrow 0}$ je získán vztah

$$\sum_{\forall} F = \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (4.2)$$

který se dá zapsat také jako

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (4.3)$$

Levá strana rovnice je řešena substanciální derivací (symbol D) a jejím vztahem k parciální derivaci podle času,

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \underbrace{\rho \frac{\partial u_i}{\partial t}}_{\text{Lokální zrychlení}} + \underbrace{\rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_{\text{Konvektivní zrychlení}}, \quad (4.4)$$

kde ρ je objemová hmotnost, t je čas, u_i je rychlost v x -ovém směru, kde spodní index i si lze představit jako funkci $i = 1(x)$, naproti tomu index j je nutno chápat jako $\sum_{j=1}^3 u_j = u_x + u_y + u_z$. První tři členy na pravé straně rovnice (4.2) jsou přepsány Einsteinovou sumační konvencí a zbytek rovnice ponechán. Nyní pravou stranu rovnice (4.4) dejme do rovnosti s pravou stranu z rovnice (4.2). Získáme hybnostní rovnici elementu tekutiny v x -ovém směru

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (4.5)$$

Dalším krokem je aplikovat vypočítanou závislost, že smykové napětí pro 2D proudění je přímo úměrné rychlosti deformace, a to lze vyjádřit

$$\tau_u = \mu \frac{\partial u}{\partial y}. \quad (4.6)$$

Pro 3D proudění je tato závislost komplikovanější, lze např. nalézt v [1]. Vektorový zápis DR pohybové pro nestlačitelnou Newtonovskou tekutinu má tento tvar

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \nabla \vec{u} \right) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{u}, \quad (4.7)$$

kde $\vec{u} = (u_1, u_2, u_3)^T$ má význam rychlostního pole a μ je dynamická viskozita kapaliny. Pro složkový zápis platí rov. (4.8) [40]

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right). \quad (4.8)$$

4.1.2 DR kontinuity

Rovnice kontinuity vychází z fyzikálního zákona o zachování hmotnosti. Pro kontrolní objem dV musí být hmotnost proudící tekutiny konstantní ($m = \text{konst}$, $dm = 0$). Změny hmotnosti jsou dvojí: lokální v závislosti na čase ($\frac{\partial}{\partial t} \neq 0$) a konvektivní v závislosti na posunutí ($\frac{\partial}{\partial x} \neq 0$). Uveďme si nejdříve, jak to bude pro ustálené proudění nestlačitelné tekutiny ($\frac{\partial}{\partial t} \neq 0$ a $\rho = \text{konst}$)

$$\begin{aligned} & -u_x \left(x + \frac{\Delta x}{2}, y \right) \Delta y + u_x \left(x - \frac{\Delta x}{2}, y \right) \Delta y - \\ & -u_y \left(x, y + \frac{\Delta y}{2} \right) \Delta x + u_y \left(x, y - \frac{\Delta y}{2} \right) \Delta x = 0, \end{aligned} \quad (4.9)$$

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{u_x \left(x + \frac{\Delta x}{2}, y \right) - u_x \left(x - \frac{\Delta x}{2}, y \right)}{\Delta x} + \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{u_y \left(x, y + \frac{\Delta y}{2} \right) - u_y \left(x, y - \frac{\Delta y}{2} \right)}{\Delta y} = 0, \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} = 0, \quad (4.11)$$

kde u_x , u_y jsou složky rychlosti v ose x a y [40]. Nyní postupme k odvození rovnice kontinuity pro 1D proudění obecně stlačitelné ($\rho \neq \text{konst}$) a konstantním rozložením rychlosti po průřezu

$$dm_k = dm_{k2} - dm_{k1} = \rho S u_x dt + \frac{\partial \rho S u_x dt}{\partial x} dx - \rho S u_x dt, \quad (4.12)$$

$$dm_t = dm_{t2} - dm_{t1} = \rho S dx + \frac{\partial}{\partial t} \rho S dx dt - \rho S dx, \quad (4.13)$$

$$dm = dm_k + dm_t = \frac{\partial}{\partial x} (\rho S u_x dt) dx + \frac{\partial}{\partial t} (\rho S dx) dt = 0, \quad (4.14)$$

kde dm_k je konvektivní změna hmotnosti mezi kontrolními body 2 a 1, ρ je hustota tekutiny, S je průřez zkoumané oblasti, u_x je složka rychlosti tekutiny (v případě nerovnoměrného rychlostního profilu se uvažuje střední rychlost), $\frac{\partial}{\partial x}$ má význam posunutí, dt je krátký časový úsek a dm_t je lokální změna hmotnosti. [37]

Pro DR kontinuity pro stlačitelné 3D proudění tekutiny (4.15) lze postupovat s uvažováním objemové hmotnosti a zavedením diferenciálního operátoru nabla (∇) pro eukleidovský prostor \mathbb{R}^3 , ale pozor, tento operátor (notace) má zde význam divergence ($\text{div} = \nabla \cdot$) vektorového pole

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \left(\frac{\partial \rho u_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho u_y}{\partial y} + \frac{\partial \rho u_z}{\partial z} \right) = \underbrace{\frac{\partial \rho}{\partial t}}_{\text{Akumulační člen}} + \underbrace{\nabla \cdot (\rho \vec{u})}_{\text{Hmotnostní toky přes hranice}} = 0. \quad (4.15)$$

4.1.3 Modely turbulence

Do těchto NS rovnic jsou dodány složky rychlosti (flukтуаční a časově průměrované, viz 4.16), za účelem simulovat turbulenci. Tento turbulentní model nese název Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations (zkráceně RANS) a je založen na časovém zprůměrování rychlosti. Pro srovnání: Large Eddy Simulation (LES), je založena na zprůměrování objemovém [44]. Mějme tedy rozklad veličin na složku v čase průměrnou a flukтуаční:

$$u(t) = \bar{u} + u'(t), \quad (4.16)$$

kde

$$\bar{u} = \int_0^T u(t) dt, \quad \bar{u}' = 0. \quad (4.17)$$

Během RANS simulace se průměruje součin flukтуаčních složek rychlosti a tyto členy nelze vyjádřit pomocí počítaných proměnných, proto je potřeba tyto členy uzavřít, aby se následně daly vyjádřit pomocí počítaných proměnných. K tomuto se nejčastěji používá model $k-\epsilon$ nebo $k-\omega$, kde veličiny v názvu jsou právě ty proměnné, ze kterých lze dopočítat měřítka turbulence, ale zpět ke zmíněným veličinám: k reprezentuje turbulentní kinetickou energii, ϵ specifickou disipaci a ω frekvenci vírů. [44] Další varianty modelů turbulence jsou např. zde [49]. Z těchto veličin lze dopočítat měřítka turbulence. Model $k-\epsilon$ určuje turbulentní viskozitu. Používá se Boussinesqova hypotéza a základní vztah:

$$\mu_t = C_v \frac{k^2}{\epsilon}, \quad (4.18)$$

kde μ_t [Pas] je turbulentní viskozita (fyzikální vlastnost proudění), C_v [1] je empirická konstanta, k [$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$] je turbulentní kinetická energie a ϵ [$\text{m}^2 \text{s}^{-3}$] je rychlost disipace. Vírová turbulentní viskozita μ_t je přibližně rovna součinu rychlostního měřítka u a délkového měřítka l ($\mu_t \approx u l$). Modely turbulence pak vyjadřují skalární veličiny ve zvoleném měřítku a určují rozložení konstanty úměrnosti μ_t v proudovém poli. Základním kamenem pro tvorbu modelu je využití Boussinesqovy hypotézy, kdy Reynoldsova napětí jsou úměrná středním gradientům rychlosti jako je tomu u vazkých napětí [22]

$$\tau = \underbrace{\mu \frac{du}{dy}}_{\text{laminární proudění}} = \underbrace{\mu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}}_{\text{turbulentní proudění}} = \tau_t, \quad (4.19)$$

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}, \quad (4.20)$$

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij}, \quad (4.21)$$

kde $-\overline{\rho u'_i u'_j}$ je Reynoldsovo turbulentní napětí, δ_{ij} [-] je Kroneckerovo delta (jako identická matice, kde na hlavní diagonále jsou jedničky a jinde nuly, pokud se rovná řádek a sloupec ($i = j$), pak $\delta_{ij} = 1$), ν_t je turbulentní (kinematická) viskozita a k [m^2s^{-2}] je turbulentní kinetická energie

$$k = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 \overline{u'_j u'_j} = \frac{1}{2} (\overline{u_1'^2} + \overline{u_2'^2} + \overline{u_3'^2}). \quad (4.22)$$

Upravením rovnice pohybové

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} + \bar{f}_i, \quad (4.23)$$

lze za použití Boussinesqovy hypotézy získat

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} + \nu_t \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} + \bar{f}_i, \quad (4.24)$$

kde jsme provedli tuto úpravu

$$\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\nu_t \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \nu_t \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{2}{3} k \delta_{ij} \right)}_0, \quad (4.25)$$

$$\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} = -\nu_t \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2}. \quad (4.26)$$

Boussinesqova hypotéza předpokládá ν_t jako izotropní skalární veličinu, v případě že chceme ν_t řešit anizotropně, použijeme RSM (Reynolds Stress Models). Model turbulence $k-\epsilon$ tedy řeší transportní rovnice pro k a ϵ a modeluje Reynoldsovo napětí pomocí Boussinesqovy hypotézy. Pojďme se nyní podívat zblízka, jak funguje model $k-\epsilon$ Standard od tvůrců Launder a Spalding [15]. Tento semi-empirický model předpokládá, že proudění je plně turbulentní a molekulární viskozita je zanedbatelná. Model je využíván pro úlohy s vysokými hodnotami Re , velkým zakřivením a zavíráním proudu. [42] Představme si následující transportní rovnice

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \underbrace{\frac{\mu_t}{\sigma_k}}_{\sigma_k=1} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \epsilon - Y_M + S_k, \quad (4.27)$$

kde σ_k je konstanta modelu (označena svorkou), G_k je generace kinetické energie k v důsledku gradientů střední rychlosti, G_b je generace k v důsledku vztlaku, Y_M je příspěvek od fluktuujících dilatací při stlačitelném turbulentním proudění k celkové disipaci, S_k je uživatelsky definovaný zdrojový člen. Druhá transportní rovnice má tento zápis

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\epsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \underbrace{\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon}}_{\sigma_\epsilon=1,3} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + \underbrace{C_{1\epsilon}}_{1,44} \frac{\epsilon}{k} (G_k + \underbrace{C_{3\epsilon}}_{\tanh(\frac{u_r}{u_g})} G_b) - \underbrace{C_{2\epsilon}}_{1,92} \rho \frac{\epsilon^2}{k} + S_\epsilon, \quad (4.28)$$

$$\mu_t = \rho \underbrace{C_\mu}_{0,09} \frac{k^2}{\epsilon}, \quad (4.29)$$

kde $\sigma_\epsilon, C_{1\epsilon}, C_{2\epsilon}$ jsou konstanty modelu, hodnota $C_{3\epsilon}$ je určena ze složky rychlosti rovnoběžné s vektorem gravitace u_r a složkou rychlosti kolmé k vektoru gravitace u_g (C_{3k} určuje rozsah ovlivnění ϵ pomocí vztlaku).

Modely $k-\epsilon$ většinou nadhodnocují turbulentní viskozitu a lépe konvergují. Modely $k-\epsilon$ s modifikovanou transportní rovnicí, např. $k-\epsilon$ RNG (Re-Normalisation Group), lépe postihují proudění při nízkých Re , anebo namísto ϵ se použije jiná charakteristika turbulence, např. frekvence vřív ω . [50] Pro srovnání se podívejme na model $k-\omega$ Standard od Wilcoxe [48]. Tento model oproti $k-\epsilon$ Standard je přesnější v blízkosti stěn a se vzdáleností přesnost řešení klesá. Model $k-\omega$ nachází své uplatnění při smykovém proudění (nikoliv ve volném proudu). Pro úplnost si vypíšeme transportní rovnice pro tento model

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k + S_k, \quad (4.30)$$

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}, \quad (4.31)$$

kde G_k je generace k v důsledku gradientů střední rychlosti, Y_k představuje disipaci k vlivem turbulence, S_k je uživatelsky definovaný zdrojový člen, Γ_k je efektivní difuzivita k a σ_k je turbulentní Prandtlovo číslo pro k . Druhá transportní rovnice má zápis

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega + S_\omega, \quad (4.32)$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega}, \quad (4.33)$$

kde Γ_ω je efektivní difuzivita ω , G_ω je generace specifické disipace energie ω , Y_ω je disipace ω vlivem turbulence, S_ω je uživatelsky definovaný zdrojový člen a σ_ω je turbulentní Prandtlovo číslo pro ω . Turbulentní viskozita μ_t je

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega}, \quad (4.34)$$

kde α^* je korekční činitel, stanoven dle Reynoldsova čísla. Hodnoty korekcí k nahlédnutí [35]. Představené modely mají své přednosti, to dalo za vznik integrování $k-\epsilon$ do $k-\omega$ a vzniku modelu $k-\omega$ SST (Shear Stress Transport), který je o něco přesnější, protože blízko stěny je počítáno modelem $k-\omega$ (který se na to lépe hodí) a dále od stěn modelem $k-\epsilon$. Samozřejmě existují i snazší modely, které jsou užitečné např. při výpočtech obtékání profilu křídla, ale nejsou vhodné např. pro výpočty odtržení proudu. Důvodem je, že tyto algebraické modely turbulentní viskozitu odhadují nikoli z transponovaných veličin, ale

z gradientu rychlosti a vzdálenosti od stěny, jak vidíme v (4.35), kde l_m je zmiňovaná vzdálenost od stěny. [50]

$$\mu_t = \rho l_m^2 \frac{\partial v}{\partial y} \quad (4.35)$$

V předchozím textu byly představeny turbulentní modely RANS, které jsou založeny na časovém průměrování fluktuací a na stanovení turbulentní viskozity. Další metodou jak predikovat chování tekutiny je metoda LES (Large Eddy Simulation), která slouží pro řešení turbulentního vazkého proudění. LES počítá filtrovanou 3D nestacionární Navier-Stokesovu rovnici. Filtrovány jsou malé vírové útvary z proudového pole. Metoda je specializována na přenos hybnosti, hmoty a energie velkými víry, které jsou řešeny jako časově a prostorově závislé. Malé víry jsou řešeny tzv. subgridními modely [14]. Model LES neprůměruje časové fluktuace jako modely RANS, ale v časových krocích je přímo počítá. Průměrování probíhá v prostorových souřadnicích (objemové průměrování). Tato metoda řeší časové a prostorové pulzace velkých turbulentních vírů (větších než je rozměr buňky) s velkou přesností a detailností řešení. [50]

Z pohledu přesného a detailního řešení je potřeba zmínit metodu DNS (Direct Numerical Simulation). Tato metoda je schopná řešit i ty nejmenší víry vzniklé při turbulentním proudění. Tyto malé vírové objekty se charakterizují měřítkem rychlostním v_k , délkovým L_k , časovým τ_k . Tím, že se jedná o malé víry, lze uvažovat, že difúzní a konvekční členy jsou v rovnováze. Difúzní člen je uveden v (4.36) a konvekční v (4.37), kde vystupují kinematická viskozita ν a vektor rychlosti \vec{u} . Jestliže porovnáme pravé strany těchto rovnic, pak odvodíme (4.38). [33]

$$\nu \nabla^2 \vec{u} \approx \frac{\nu v_k}{L_k^2} \quad (4.36)$$

$$\vec{u} \nabla \vec{u} \approx \frac{v_k^2}{L_k} \quad (4.37)$$

$$\frac{v_k L_k}{\nu} = Re_k = 1 \quad (4.38)$$

Nyní využijeme definici disipace (4.39), kde tenzor napětí S_{ij} je rozepsaný v (4.40). Z definice disipace je po aplikování dimenzionální analýzy získán odhad disipace, viz (4.41). Porovnáním se vztahem (4.42) získáme Kolmogorova mikroměřítko turbulence, viz (4.43), která charakterizují nejmenší turbulentní útvary, při nichž se mění disipace ϵ na teplo. [44]

$$\epsilon = 2\nu S_{ij} S_{ij} \quad (4.39)$$

$$S_{ij} = \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (4.40)$$

$$\epsilon \approx \frac{\nu}{\tau_k^2} \quad (4.41)$$

$$v_k = \frac{L_k}{\tau_k} \quad (4.42)$$

$$\tau_k = \left(\frac{\nu}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{2}}, L_k = \frac{\nu^{\frac{3}{4}}}{\epsilon^{\frac{1}{4}}}, \nu_k = \nu\epsilon^{\frac{1}{4}} \quad (4.43)$$

Tato Kolmogorova turbulentní mikroměřítkka je složité zjistit, proto se dělají odhady. Tyto odhady jsou nazývány Taylorova mikroměřítkka, viz (4.44) a leží mezi Kolmogorovým délkovým mikroměřítkem a integrálním délkovým mikroměřítkem, viz (4.45), kde L je velikost velkých vírů, které nesou energii turbulentního pohybu, $\langle \rangle$ má význam zprůměrování, u' je fluktuace rychlosti, x, τ_0 je prostorové a časové umístění a Re_L je Reynoldsovo číslo charakterizující největší měřítko turbulence. V turbulentním proudu se nachází spousta turbulentních útvarů různých měřítek. Čím vyšší je Re číslo v proudu, tím širšího rozsahu tyto měřítko dosahují. Zmíněná metoda DNS nepoužívá odhad měřítek, ale přímo počítá Kolmogorova mikroměřítkka turbulence. Váhově je tato metoda rovnocenná s experimentem. S metodou se setkáme spíše v teoretickém výzkumu. [33]

$$\frac{L_k}{L} \approx Re_L^{-\frac{3}{4}}, \frac{\lambda}{L} \approx Re_L^{-\frac{1}{4}}, \frac{L_k}{\lambda} \approx Re_L^{-\frac{1}{4}} \quad (4.44)$$

$$L = \int_0^\infty \frac{\langle u'(x, \tau_0)u'(x + \Delta x, \tau_0) \rangle}{\langle u'(x, \tau_0)u'(x, \tau_0) \rangle} dx \quad (4.45)$$

4.2 Star-CCM+

STAR-CCM+ je ucelený nástroj pro řešení fyzikálních úloh přenosu tepla, napjatosti, proudění kontinua a pohybu disperzní fáze. STAR-CCM+ je objektově orientovaný program, kde uživatel provádí úkony na interaktivním modelu. [6] Představme si hlavní nástroje STAR-CCM+ pro práci s geometrií a výpočetní sítí:

- 3D-CAD Modeler
- CAD Embedding
- Surface Preparation Tools
- Automatic Meshing Technology

Vlastní geometrii vytvořenou v 3D-CAD modeláři je možno uložit jako 3D-CAD model a pokračovat v pre-processingu přímo v programu. Častějším případem použití tohoto modeláře je úprava již získané geometrie z jiného CAD prostředí, např. pro odstranění zdvojených křivek, aby se docílilo uzavřeného objemu, anebo provést re-simulaci za stejných podmínek a drobného zásahu do geometrie. CAD Embedding umožňuje, aby STAR-CCM+ byl schopný provádět simulace na geometriích získaných z prostředí SolidWorks, CATIA V5, Pro/Engineer atd. Surface Preparation Tools je nástroj, který pomáhá uživateli spojovat rozpojené křivky, odfiltrovat překrývající se části, spravit povrchovou síť u komplexní geometrie (např. Filled Holes bylo použito v našem případě pro vložení interface) atd. Jestliže se jedná o síť rozsáhlou, ale s drobnými chybami (program nabízí tabulku detekovaných nedokonalostí), pak lze užít automatické opravy sítě. Automatic Meshing Technology je program, jenž automaticky vygeneruje bez intervence uživatele

buď polyhedrální, anebo hexahedrální objemovou sítí. Automaticky vytvoří vysoce kvalitní vrstvy prizmatických buněk na všech stěnách domény, což nemusí být vždy přínosné. Ve výsledku je obvykle síť kvalitní, protože je sledován rostoucí poměr velikostí buněk ve směru expanze a jiná kritéria na síť. [6]

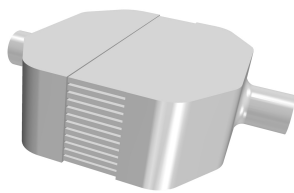
Nyní přichází kapitoly 4.3 Pre-processing, 4.4 Processing a 4.5 Post-processing, kde začíná vlastní řešení numerických simulací pomocí Star-CCM+. Setkáme se v nich s nastavením sítě, definováním fyzikálních podmínek proudění, průběhem simulací a exportem dat. Výsledkům simulací se poté věnuje samostatná kapitola 5.

4.3 Preprocessing

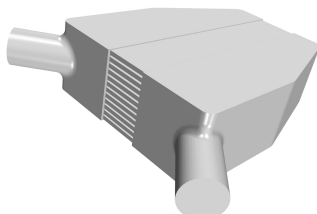
Důležitým krokem před zahájením vlastní CFD simulace (tzv. preprocessing) je příprava geometrie, výpočetní sítě, výběr fyzikálního modelu, stanovení okrajových a počátečních podmínek, detailní specifikace simulovaného problému atd.

4.3.1 Import a příprava geometrie

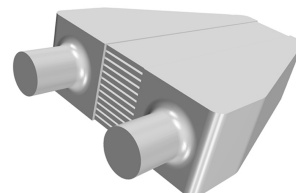
Vytvoření geometrického modelu v CAD programech je následováno jeho importem do CFD programu. Jedním z vhodných formátů k importu geometrie do CFD je formát „igs“. Tento formát je univerzální pro přenos základních geometrických entit mezi parametrickým modelářem a simulačním programem. Importovat lze body, křivky, plochy a celé objemy. Pomocí booleanovských operací je z konstruktérské součásti získán objem, ve kterém je řešeno proudění. Kvalita výsledných simulací je úzce spjata s kvalitou výpočetní sítě. Pro dosažení konvergence řešení a zkrácení výpočetního času je výhodné zaoblit ostré hrany a jiné problémové oblasti (tím jsou myšleny geometrické tvary, které by šly jen obtížně diskretizovat). Tyto úpravy je možné si dovolit pouze v případě, že podstatně neovlivní simulované výsledky. Nyní přejdeme k samotnému postupu. Naimportujeme geometrii jako regions (nikoliv jako parts), protože následující makra, která byla vytvořena pro jednotlivé případy, jsou funkční po tomto typu naimportování. Vytvořit tři makra, každé pro 16 simulací a obsáhnout tak celou matici případů, není možné, protože geometrie se liší zaoblením a každá křivka (Feature Curve) navíc (nebo chybějící) zastaví chod makra. Vzniklo tedy několik maker, které zautomatizovaly téměř celý pre-processing. Některá makra se liší pouze okrajovými podmínkami a nebylo by tedy obtížné je přepsat, ale problémem je, že i zde jsou dosazeny analyticky spočtené hodnoty Turbulence Intensity a Turbulent Length Scale závislé na konkrétním přiváděném proudu. Navíc každé nastavení obsahuje jiné požadavky na zjemnění sítě, a to z důvodu dodržení kritérií na kvalitu sítě a dosažení přípustného rozsahu hodnot stěnové funkce. Vzhledem k vysokému počtu simulací, byly jednotlivé komory spojeny k sobě a vznikla simulace počítající tlakové ztráty rovnou obou komor. K tomuto spojení byla geometrie upravena ve Star-CCM+ pomocí Surface launcher a nástroje Manage Threshold, kterým bylo dotvořeno 12 ploch, aby následně na plochách mohl být stanovena přechodová oblast interface mezi dvěma doménami a Report pro sledování veličiny hodnoty absolutního tlaku. Na obr. 4.2 až 4.4 jsou představeny tři importované geometrie s konstantním průměrem hrdla a se zaoblením, lišící se úhlem náběhu proudu vzduchu. V průběhu celé práce jsou komory pro rychlou orientaci oštitkovány podle tab. 4.1.



Obrázek 4.2: Úhel 0°



Obrázek 4.3: Úhel 45°



Obrázek 4.4: Úhel 90°

Tabulka 4.1: Označení konkrétního typu WCAC

top, angle, side	natočení přípojného vedení 0°, 45°, 90°
OFF, ON	bez zaoblení, se zaoblením
40, 50, 60	průměr přípojného vedení v mm
0,1; 0,2; 0,3	průtok v m.s ⁻¹

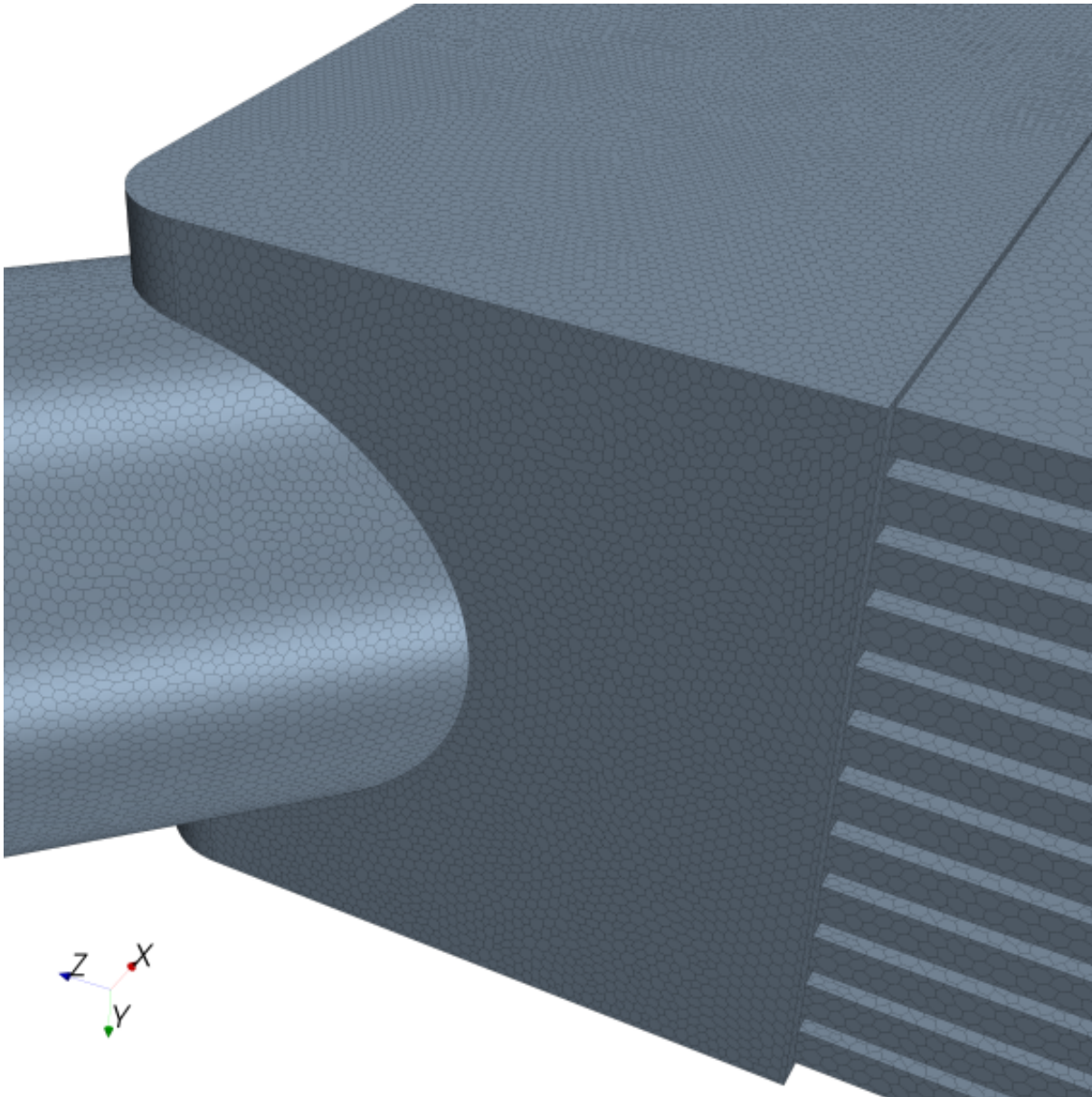
4.3.2 Síť

Síť, která je nekvalitní nejen zpomalí výpočetní dobu simulace, ale také přináší nepřesné výsledky. Dalšími faktory limitující rychlost výpočtu je např. počet rovnic, náročnost použitého modelu, (fyzikální modely jsou v kapitole 4.1.3), tvar použité buňky atd. Při posledním faktoru je potřeba si počínat obzvláště opatrně, neboť možnost použít rovnoměrného rozložení při ideálním počtu buněk a s pravidelným tvarem není vždy možné. Proto v praxi z ekonomických důvodů převládá trend minimalizace počtu buněk (časový důvod) s dosažením dostatečné kvality sítě, a to především v oblasti mezních vrstev. Tyto vrstvy si představme jako oblast blízko stěny, ve kterých dochází k prudkým změnám hodnot fyzikálních veličin, bylo by proto nepřesné řešit např. podchycení teplotního profilu při přirozené konvekci tepla a tyto výpočty provést na pár buňkách. Proto se obvykle provede zhuštění buněk pomocí prizmatických vrstev (Prism Layers). Nabízí se úvaha, že více vrstev znamená přesnější výpočet, ale to neplatí vždy. K vysvětlení je využit tento vztah

$$y+ = \frac{l_m u_\tau}{\nu}, \quad (4.46)$$

ve kterém $y+$ je bezrozměrná vzdálenost od stěny, l_m je vzdálenost od stěny, u_τ je třetí rychlost a ν je kinematická viskozita. Jestliže je zvýšeno zjemnění ve směru kolmém ke stěně l_m (snížení výšky prizmatické vrstvy), pak je snížena i hodnota $y+$, a ta má své limitní hodnoty z pohledu použitelnosti fyzikálního modelu [44]. Pokud $y+ > 30$, pak dobrou shodu s experimentem má použití modelu Standard k- ε (nejpřesnější pro $y+ \in (100 \div 300)$). Naopak pro $y+ < 30$ je doporučen model Low k- ε (nejpřesnější pro $y+ < 1$). [8]

Síť je tvořena prvky, např. pro 2D úlohy jsou to křivočaré trojúhelníky a čtyřúhelníky (triangle a quadrilateral), v 3D úlohách jsou to mnohostěnné (polyhedrální) buňky. Ukázka námi vygenerované polyhedrální sítě je na obr. 4.5, kde si prohlédneme napojení přípojného vedení na vstupní komoru. Všechny námi řešené případy proudění obsahují polyhedrální síť, která při komplexnějších geometriích přináší znatelnou úsporu objemových buněk. Kvalita sítě rozhoduje o tom zdali řešení bude konvergovat k správnému řešení či nikoliv. Kvalitní síť se vyznačuje vhodně zvolenou velikostí buňky, především v exponovaných oblastech.



Obrázek 4.5: Ukázka použití polyhedrálních elementů

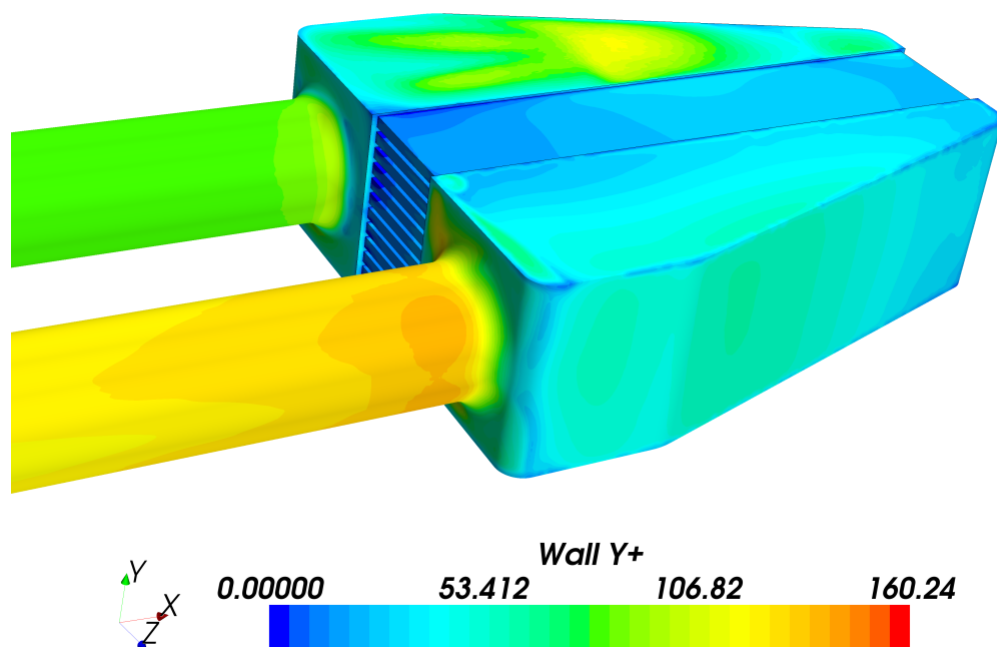
Rovněž přechody a rozdíly ve velikosti mezi sousedními buňkami jsou plynulé. V případech jednoduchých geometrií lze s výhodou využít strukturované sítě, které zaručují nižší náročnost na operační paměť a rychlejší konvergenci úlohy. V případě nestrukturované sítě, kdy buňky na sebe „nesedí“ (anebo se jedná o hranici mezi Fluid a Solid), je jedním z řešení vložit Interface. Kvalitu sítě si může uživatel softwaru nechat graficky zobrazit. Výpočty těchto ukazatelů lze detailněji prostudovat v [5] a pro rychlé shrnutí to jsou např. tyto: Aspect Ratio je poměr hran prvků, maximální hodnotu určíme dle stabilizátoru. Volume Change je poměr objemů dvou velikostí buněk, kvůli numerické difuzivitě. Skew poskytuje informaci o tom, jak je daná buňka zkosená, což lze do jisté míry ošetřit numerickým řešičem. Wrap Angle ukazuje, jak moc jsou dvě plochy zdeformované do sebe. Tyto elementy se pro účinnost numerického řešení metodou konečných objemů nesmí překrývat. Rozhodnutí o velikosti buňky učiníme podle $y+$ v oblasti přístěnné, také podle problémových míst, kde existuje předpoklad zavíření.

Modelování proudění u stěny má být dle požadavků zadavatele řešeno některým z dostupných fyzikálních modelů $k-\epsilon$ z nabídky Star-CCM+ a s požadavkem na použití stěnové funkce s hodnotami y^+ na stěně komory v rozsahu 50 až 70. V našem případě se jedná o standardní modelování proudění u stěny, proto použití boundary prism layers je na zvážení autora. Posledním požadavkem na síť je zjemnění v oblasti napojení komory a porézního regionu.

Vzhledem k velkému počtu případů, byla pro každý model vytvořena individuální síť. V následující tab. 4.2 jsou uvedeny tloušťky prizmatických vrstev pro komory side-OFF a side-ON. Tyto tloušťky jsou odlišné na různých regionech, ale vždy je použita pouze jedna prizmatická vrstva. První sloupec v tabulce označuje, kterého simulovanému případu se to týká, druhý sloupec značí tloušťku prizmatické vrstvy, která byla nastavena na všech stěnách a která platí tak dlouho, dokud není některá oblast konkrétně specifikována. Třetí sloupec je tloušťka prizmatické vrstvy na protilehlé stěně vstupní komory, do které prudce naráží proud (v simulacích je tato plocha pojmenována jako problem surface) a čtvrtý sloupec je tloušťka prizmatické vrstvy na všech stěnách výstupní komory. Tyto tloušťky se volily s ohledem na zachování vhodného rozsahu y^+ . Hodnoty zmíněných tlouštěk se hledají tak, že se spustí několik simulací s různými tloušťkami a podle dosaženého y^+ se „odladí“ tloušťka prizmatické vrstvy, na obr. 4.6 je ukázka kontroly y^+ .

Tabulka 4.2: Prism layer

Typ	Celá oblast [mm]	IN komora [mm]	OUT komora [mm]
side, OFF, 40, 0,3	0,6	0,7	1,0
side, OFF, 50, 0,3	0,8	0,6	1,0
side, OFF, 60, 0,3	0,8	0,6	1,0
side, ON, 40, 0,3	0,9	0,6	1,0
side, ON, 50, 0,3	0,7	0,6	1,0
side, ON, 60, 0,3	0,9	0,7	1,0

Obrázek 4.6: Ukázka y^+ na konfiguraci side-ON-50-0,2

Je nutno podotknout, že existuje i kalkulačka pro výpočet požadovaného y_+ , viz [7]. Nastavení parametrů sítě lze pro každý model dohledat v příloze. Dalším parametrem je velikost tzv. surface size, která určuje plochu povrchové buňky. Program dovoluje stanovit minimální velikost (min value) a cílovou velikost (target value), čehož bylo využito namísto striktního požadavku na parametr sítě. Prizmatická vrstva a surface size spolu velmi podstatně souvisí, neboť velká diference mezi buňkami naruší požadovaný rozsah y_+ a znehodnotí výsledky, proto hodnoty surface size a prism layer jsou ve většině regionech podobné hodnotám, jaké jsme viděli v tab. 4.2. Nastavení 0,5 až 1,4 mm je surface size pro region vstupní komory, která musí obsahovat detailnější povrchovou síť kvůli požadavkům na výsledky simulace. Nastavení 1,0 až 1,4 mm je oblast, do které prudce naráží přiváděný proud a při nastavení 0,5 až 1,4 mm se v této oblasti významně zvýšila hodnota y_+ . Problém byl vyřešen posunutím nejmenší velikosti surface size na 1 mm. Vstup do oblasti vlnovců obsahuje 12 malých plošek, na kterých je předepsáno 1,4 až 2,0 mm. Totéž pro výstupních 12 plošek. Výstupní komora je pokryta povrchovými buňkami v rozmezí 2,0 až 2,5 mm. Výstupní přípojné vedení je shodné s nastavením vstupního a s ohledem na průměr přípojného vedení je u obou využito protažení pomocí funkce extruder, která protahuje o délku desetinásobku velikosti průměru přípojného vedení.

4.3.3 Počáteční a okrajové podmínky

Přiváděné médium vstupuje do výměníku přípojným vedením za těchto podmínek:

Tabulka 4.3: Okrajové podmínky na vstupu

T_{in}	150	°C
p_{in}	1,5	bar
\dot{m}	0,1	kg s ⁻¹
	0,2	kg s ⁻¹
	0,3	kg s ⁻¹

Na výstupu z celého výměníku je na přípojném vedení stanovena podmínka uvedená v rov. 4.47, kde 0 Pa má význam atmosferického tlaku. Hodnota tlakové ztráty pro vstupní komoru je počítána vztahem 4.48, který znamená, že od 1,5 bar je odečtena suma dílčích tlaků $p_{interiors}$, které se vyskytují na rozhraní mezi komorou a porézním regionem. Pro výstupní komoru je použit vztah 4.49, kde od sumy dílčích přetlaků na rozhraní mezi porézním regionem a komorou je odečten atmosferický tlak. Zmíněné vyhodnocení tlakové ztráty je nastaveno ve Star-CCM+ v uzlu Reports na Surface Average příslušných ploch, viz 4.50 pro vstupní komoru a 4.51 pro výstupní.

$$p_{out} = 0 \text{ Pa} \quad (4.47)$$

$$dp_{in} = p_{in} - p_{interiors} \quad (4.48)$$

$$dp_{out} = p_{interiors} - p_{out} \quad (4.49)$$

$$\$p_{inlet_tank_fReport} - \$p_{inlet_tank_iReport} \quad (4.50)$$

$$\$p_outlet_tank_fReport - \$p_outlet_tank_iReport \quad (4.51)$$

4.3.4 Nastavení fyziky

Fyzikálního pojetí proudění skrz doménu musí být zdefinováno pečlivě a s rozvahou, neboť zde narážíme na limity, že ne každý fyzikální model je pro naše účely vhodný. Úloha je řešena jako stacionární. Důvodem je, že nestacionární úlohy vyžadují speciální síť pro každý průtok, vhodné nastavení časového kroku a celkově větší opatrnost kvůli konvergenci úlohy. Ve výsledku by simulace sice přinesly přesnější výsledky, ale na této průmyslové úrovni to není hlavní zájem, protože se poté s výsledky dále pracuje poměrovými přepočty a vložím korekcí za účelem adaptace na mírně odlišné podmínky provozu výměníku.

Model $k - \varepsilon$ Standard je vhodný pro vysoké Re a proudění plně turbulentní. Jiný model $k - \varepsilon$ RNG (Re-Normalisation Group) bychom volili pro přesnější řešení vířivého proudění, obsahuje DR pro efektivní viskozitu a turbulentní Pr. Poslední zmíněný model z nabídky $k - \varepsilon$ se nazývá $k - \varepsilon$ Realizable, který je doporučován pro simulaci velkého zakřivení proudu a tvorby vířů, obsahuje modifikaci transportní rovnice ze střední kvadratické fluktuace vířivosti, tzn. jinou formulaci turbulentní viskozity. [5] Jako nejvhodnější byl vybrán zmíněný model $k - \varepsilon$ Realizable.

V tabulce 4.4 je uvedeno fyzikální nastavení společně pro všechny simulace. Uvědomme si, že některé úlohy by bylo vhodnější řešit jiným fyzikálním modelem vzhledem k Re číslu, ale poté bychom nemohli v závěru vytvořit řešič pro čtyři parametry jako je v zadání, ale např. by přibyl pátý parametr „ $k - \varepsilon$ “. Fyzikální nastavení je univerzální, ale každý model obsahuje trochu odlišnou síť, aby zůstal zachován požadovaný rozsah $y+$.

Tabulka 4.4: Použité fyzikální modely

Model	Model specification
Space model	Three Dimensional
Time model	Steady state
Material model	Gas
Equation of state model	Constant density
Flow model	Segregated flow
Energy model	Segregated flow isothermal
Viscous regime model	Turbulent
Turbulence model	$k-\varepsilon$
$k-\varepsilon$ model	Realizable
Wall treatment	High $y+$
Convection scheme	2nd order

Jestliže se rychlost a teplota v proudovém poli nemění s časem, pak nazýváme proudění jako stálé (Steady Flow). Zmíněný typ proudění je snazší modelovat a analyzovat, ale ve většině výměníků steady flow nenastává a proto se použije dodatečná úprava aproximací. Nestálé proudění, tzv. unsteady flow, registrujeme, pokud veličiny jako teplota, rychlost a tlak se mění s časem. Takovéto změny jsou důsledkem zvýšení nebo snížením teploty na stěně výměníku, kolísání přiváděného vzduchu atd. V některých případech se setkáváme s tím, že při steady flow se vytváří vírové útvary jako von Kármánova stezka, kdy při obtékání válce tekutinou, dochází na povrchu zadní strany válce k odtržení mezní vrstvy.

To vede ke vzniku úplavu a vírovému dynamickému buzení konstrukcí, např. mostů. Úplav je oblast, kde se mezní vrstva od povrchu válce odtrhla a nastalo turbulentní proudění. [36]

4.3.5 Porous Region

Abychom postihli tlakové ztráty co nejlépe s ohledem na skutečný design výměníku, uvažujeme oblast vlnoců jako porézní region. Definování porézního regionu vyžaduje následující kroky. Pomocí nástroje Launch Surface Repair byla vytvořena nová plocha, která je využita jako interface mezi Fluid a Porous (mezi vstupní komorou a vstupem do oblasti vlnoců). Pro oblast vlnoců je potřeba stanovit porézní součinitele Porous Inercial Resistance a Porous Viscous Resistance z Darcyho zákona [6], viz rov. (4.52), kde \vec{v} je vektor rychlosti média, P_I je Porous Inercial Resistance a P_V je Porous Viscous Resistance. Pro stanovení těchto hodnot si nejdříve vyhledejme fyzikální vlastnosti proudícího média, viz tab. 4.5.

$$\frac{\Delta p}{L} = -(P_I |\vec{v}| + P_V) \vec{v} \quad (4.52)$$

Tabulka 4.5: Fyzikální vlastnosti média [3]

Tlak	1,5	bar
Teplota	90	°C
Hustota	1,439	kg.m ⁻³
Dynamická viskozita	21,496	10 ⁻⁶ Pa.s

Zadavatel tématu práce poskytl data, viz tab. 4.6, která definují tlakovou ztrátu v oblasti vlnoců (tj. jádra výměníku). Na základě těchto dat byly stanoveny vlastnosti porézního média, a to pro teplotu 90 °C a tlak $p_{in} = 1,5$ bar, viz tab. 4.7.

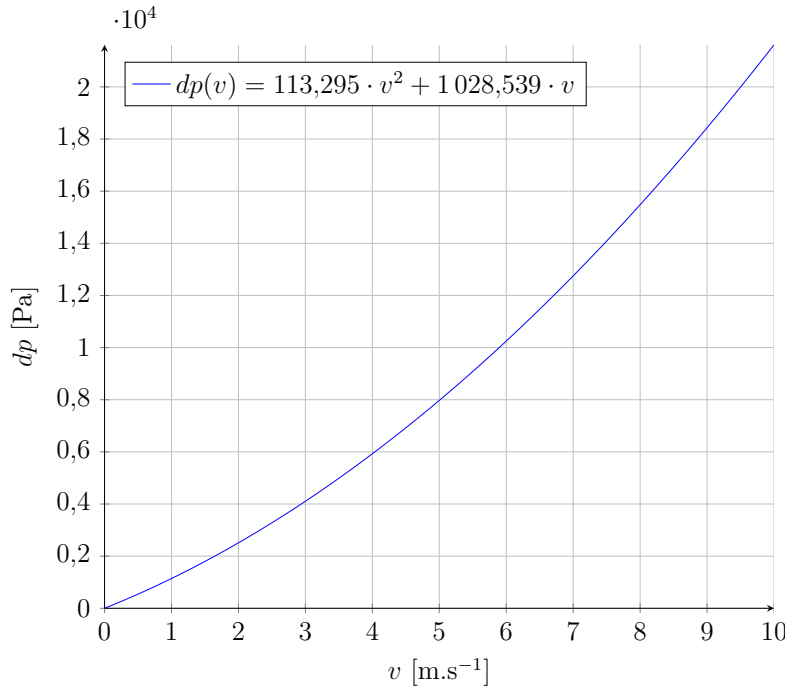
Tabulka 4.6: Tabulka od zadavatele

T [°C]	p_{in} [Pa]	\dot{m} [$\frac{\text{kg}}{\text{h}}$]	Δp [Pa]
156	255 000	200,0	2 098
156	255 000	417,5	5 711
156	255 000	600,0	9 461

Tabulka 4.7: Přepočtená tabulka

T	p_{in}	\dot{m}	dp	ρ	μ	S_{IN}	v	\dot{m}
[°C]	[Pa]	[kg.h ⁻¹]	[Pa]	[kg.m ⁻³]	[10 ⁻⁶ Pa.s]	[m ²]	[m.s ⁻¹]	[kg.s ⁻¹]
90	150 000	200	3 566,6	1,439	21,496	$1,41 \cdot 10^{-2}$	2,742	0,056
90	150 000	417,5	9 708,7	1,439	21,496	$1,41 \cdot 10^{-2}$	5,724	0,116
90	150 000	600	16 083,7	1,439	21,496	$1,41 \cdot 10^{-2}$	8,225	0,167

Z rovnice kontinuity je možné stanovit rychlosti, které poslouží při vynesení do grafu, viz obr. 4.7. Nyní jsou tyto tři body proloženy polynomem druhého stupně a zakončeny v nule. Získané konstanty z předpisu funkce jsou dosazeny do vztahů (4.53) a (4.54). Tyto vztahy jsou definované podle Ergunova fyzikálního modelu a do Star-CCM+ se zadávají jako Field Function. [6]



Obrázek 4.7: Závislost tlakové ztráty na rychlosti

$$P_I = \frac{2A}{\rho L} = \frac{2 \cdot 113,295}{1,439 \cdot 0,050} = 3\,149,300 \frac{\text{kg}}{\text{m}^4}, \quad (4.53)$$

$$P_V = L \cdot \frac{\eta}{B} = 0,050 \cdot \frac{21,496 \cdot 10^{-6}}{1\,028,539} = 1,045 \cdot 10^{-9} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3 \text{s}}. \quad (4.54)$$

Hodnotu Inercial Resistance (P_I) lze získat ze vztahu (4.53), ve kterém A je první koeficient z předpisu funkce, viz obr. 4.7. Dále L je délka vlnovce (0,050 m) a ρ je hustota média, viz tab. 4.7. Hodnota Porous Viscous Resistance (P_V) je spočtena pomocí vztahu (4.54), kde η je dynamická viskozita a B je druhý koeficient z předpisu funkce, viz obr. 4.7. Výše uvedený výpočet odporových součinitelů je součástí elektronické přílohy.

4.3.6 Turbulence Specification

Určování turbulentních parametrů. Jakmile proud vstupuje do domény na inletu, pak výpočetní program požaduje specifikovat turbulenci. Program Star-CCM+ umožňuje přímo zadat hodnoty pro Turbulence Intensity (T_I) a Turbulent Length Scale (T_{LS}), nikoliv však do Initial Conditions, aby nedošlo k ovlivnění průběhu výpočtu. Tyto hodnoty T_I a T_{LS} jsou získány analyticky. Hodnota Turbulent Intensity je stanovena jako hodnota směrodatné odchylky fluktuace rychlosti k střední hodnotě rychlosti, anebo se hodnota stanoví přímo z Re čísla, které je spočteno ze vztahů (4.55) až (4.57) a posléze dosazeno do empirického vztahu (4.58).

$$\dot{m} = 0,1 \frac{\text{kg}}{\text{s}}, D = 0,060 \text{ m}, \nu = 19,518 \cdot 10^{-6} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}, \rho = 1,233 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \text{ a } \eta = 24,073 \cdot 10^{-6} \text{ Pa s}$$

$$A = \frac{\pi D^2}{4} = 0,003 \text{ m}^2 \quad (4.55)$$

$$w = \frac{\dot{m}}{A\rho} = 28,675 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (4.56)$$

$$Re = \frac{wD}{\nu} = 88\,148 \quad (4.57)$$

$$T_I = 0,16 Re^{-\frac{1}{8}} = 0,039 \quad (4.58)$$

$$T_{LS} = 0,07 D = 0,004 \text{ m} \quad (4.59)$$

Hodnota T_I pod 1 % znamená, že turbulentní intenzita je nízká a od 10 % nahoru je vysoká. Např. Turbulentní intenzita v experimentálních nízko-turbulentních větrných tunelech dosahuje velmi nízkých hodnot až pod 0,05 %. [5] T_{LS} je fyzikální velikost související s velikostí velkých vírů obsahující turbulentní energii. V plně vyvinutém proudě distribuovaném v potrubí s kruhovým průřezem, je D omezeno velikostí potrubí, turbulentní víry nemohou být větší než průměr potrubí. Aproximovaný vztah mezi D a fyzikální velikostí potrubí byl již uveden v (4.59), kde D je relevantní rozměr potrubí. Faktor 0,07 je založen na maximální hodnotě směšovací délky plně vyvinutého proudy v potrubí. Pokud potrubí kruhové není, pak je D stanoveno z hydraulického průměru D_h , který si definujeme vzápětí. [9] Vzhledem ke kontinuitě proudy nelze deaktivovat backflow, proto je T_I a T_{LS} spočteno také pro každý vlnovcový kanál, což vede k vyjádření hydraulického průměru D_h pro obdélníkový průřez, viz (4.61) podle [12]. Hodnota Re a D_h je nastavena podle jednoho vybraného vlnovcového kanálu, viz (4.61) a (4.63). Uvedené výpočty turbulentních parametrů jsou součástí elektronické přílohy.

$$\dot{m} = \frac{0,1}{12} \frac{\text{kg}}{\text{s}}, a = 0,255 \text{ m}, b = 0,050 \text{ m}, \nu = 19,518 \cdot 10^{-6} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}, \rho = 1,233 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}, \eta = 24,073 \cdot 10^{-6} \text{ Pa}\cdot\text{s}.$$

$$S_v = ab = 0,012 \text{ m}^2 \quad (4.60)$$

$$D_h = \frac{2ab}{(a+b)} = 0,083 \text{ m} \quad (4.61)$$

$$w = \frac{\dot{m}}{S_v\rho} = 0,527 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (4.62)$$

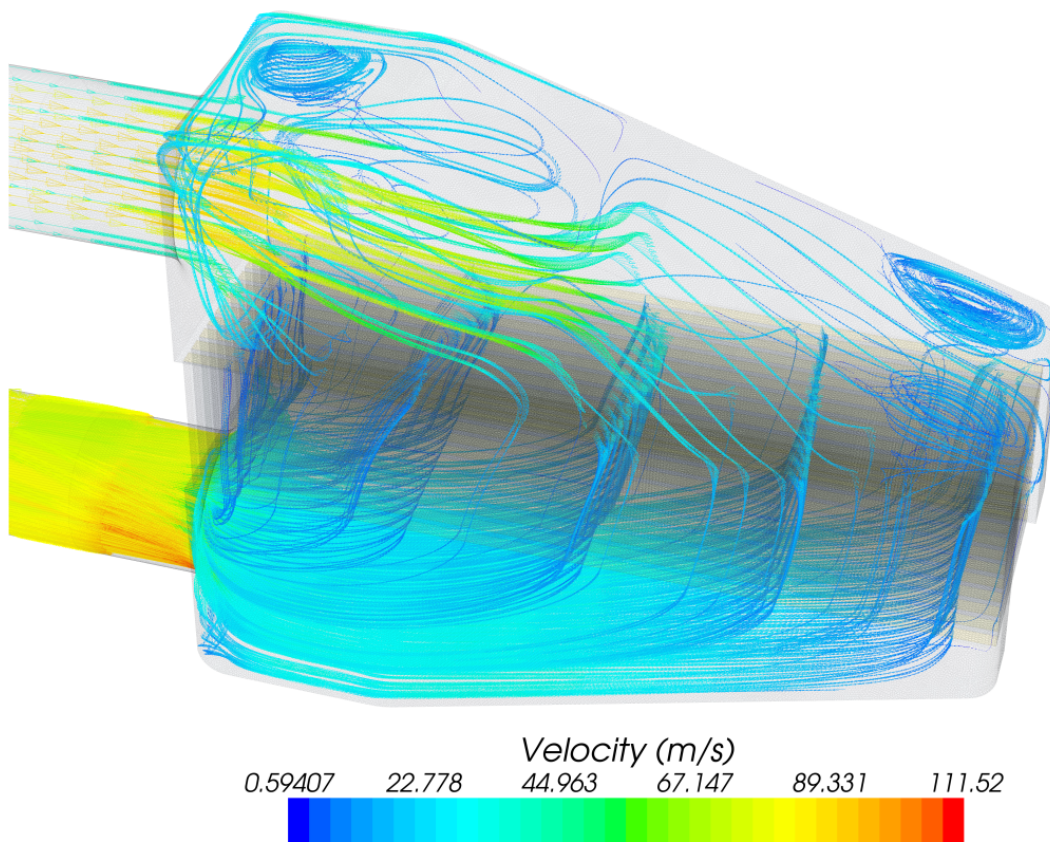
$$Re = \frac{wD_h}{\nu} = 2\,268 \quad (4.63)$$

4.4 Processing

Processing (running) lze sledovat po spuštění simulace v reálném čase na okně s normalizovanými rezidui, která nám poskytují informaci o průběhu konvergence úlohy, ale také můžeme sledovat grafický průběh počítané veličiny, viz obr. 4.8 a informovat se o distribuci proudy, koncentraci turbulentních útvarů atd. Zpět k processingu. Iterujeme, dokud rozdíl mezi aritmetickým průměrem obecné veličiny \bar{m} a obecné veličiny m_i není přijatelně malý. Reziduál můžeme definovat jako směrodatnou odchylku, tj. odchylku mezi \bar{m} a m_i

na síti. Je užitečné zavést měřítko rezidua s průměrnou hodnotou \bar{m} v doméně. Rezidua bez měřítka, např. 0,01 by mohly být relativně malé, jestliže \bar{m} v doméně je 10 000, ale mohla by být relativně velká, kdyby \bar{m} bylo např. 0,9. Proto se zavádí normalizovaná rezidua, viz (4.64), kde v prvním kroku si můžeme všimnout té zmiňované směrodatné odchylky. Pokud jsou rezidua nízká, pak suma změn počítané veličiny pro všechny buňky je malá a znamená to, že se výsledek v příští iteraci už příliš nemění. Rezidua jsou závislá od modelu, který uživatel použije, pro případ simulování přirozené konvekce proudění obvykle rezidua moc neklesnou, protože zde chybí „pořádná“ dynamika tekutin. Uspokojivou hodnotou je v inženýrské praxi myšleno $1 \cdot 10^{-4}$, ale pokud si necháme vykreslovat některou veličinu a vidíme, že výsledek sledované veličiny je ustálený u nějaké hodnoty, pak můžeme výpočet prohlásit za zkonvergovaný a simulaci vypnout. [5]

$$R_n = \left(\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (m_i - \bar{m})^2}{n}} \right) \left(\frac{n}{\sum_{i=1}^n m_i} \right) = \frac{\sqrt{n \sum_{i=1}^n (m_i - \bar{m})^2}}{\sum_{i=1}^n m_i} \quad (4.64)$$



Obrázek 4.8: Vektory rychlosti. Konfigurace side-ON-50-0,2.

U všech simulací se dosáhlo konvergence úlohy po ≈ 350 iteračních krocích. Některé případy konvergují rychleji, a to z důvodů o něco kvalitnější sítě s plynulejším přechodem a méně komplikovaném proudění kontinua. Průběh simulace byl pozastaven, aby po několika prvních desítkách iterací byl řád přesnosti z 1st order změněn na 2nd order.

V konkurenčním softwaru Fluent je možnost standardní inicializace, kdy Fluent sám vygeneruje rychlosti a tlaky, ale tento způsob postrádá logiku, proto se obvykle používá hybridní inicializace, která počítá jako 1st order v porovnání se Star-CCM+. Kompletní strom nastavení každé simulace je součástí elektronické přílohy. V nastavení je rovněž uvedena doba naplnění stop kritéria (1000 iterací). V průměru každá simulace trvala cca 12 hodin, simulací bylo provedeno 54 (pokud nepočítáme zkušební simulace, ve kterých se testoval vliv sítě nebo výběr fyzikálního modelu na výsledné řešení a průběh konvergence). Množství simulací odpovídá cca 650 hodinám výpočtů a zisku 80 GB dat, které přirozeně nemohou být součástí DVD, avšak exportované CFD výsledky ano, např. tabulované hodnoty tlakových ztrát všech komor jsou součástí jak elektronické, tak papírové přílohy (??).

4.5 Postprocessing

Star-CCM+ umožňuje zpracovat pouze ty veličiny, které byly označeny ke sledování (Reports). Po simulaci bez reportů nelze veličiny zpětně získat. K reportům lze přiřadit veličinu skalární, anebo vektorovou v konkrétním bodě, ploše a objemu. Tyto veličiny se poté mohou zanést do vlastní definice (Expression), viz tab. 4.8, kde vyhodnocení tlakových ztrát je definováno jako Scalar Field Function a veličina Absolute Total Pressure.

Tabulka 4.8: Definování Field Function

Reports	Expression
dp_inlet_tank	\$p_inlet_tank_fReport - \$p_inlet_tank_iReport
dp_outlet_tank	\$p_outlet_tank_fReport - \$p_outlet_tank_iReport

Iniciální tlak vstupní komory `p_inlet_tank_i` je definován:

```
[_inlet tank: _INLET]
```

Finální tlak vstupní komory `p_inlet_tank_f` je definován jako součet dílčích ploch:

```
[_inlet tank: Filled Holes [Filled Holes],
_inlet tank: Filled Holes 2 [Filled Holes 2],
_inlet tank: Filled Holes 3 [Filled Holes 3],
_inlet tank: Filled Holes 4 [Filled Holes 4],
_inlet tank: Filled Holes 5 [Filled Holes 5],
_inlet tank: Filled Holes 6 [Filled Holes 6],
_inlet tank: Filled Holes 7 [Filled Holes 7],
_inlet tank: Filled Holes 8 [Filled Holes 8],
_inlet tank: Filled Holes 9 [Filled Holes 9],
_inlet tank: Filled Holes 10 [Filled Holes 10],
_inlet tank: Filled Holes 11 [Filled Holes 11],
_inlet tank: Filled Holes 12 [Filled Holes 12]]
```

Iniciální tlak výstupní komory `p_outlet_tank_i` je definován jako součet těchto dílčích ploch:

```

_outlet tank: Filled Holes 2 2 [Filled Holes 2 2],
_outlet tank: Filled Holes 3 2 [Filled Holes 3 2],
_outlet tank: Filled Holes 4 2 [Filled Holes 4 2],
_outlet tank: Filled Holes 5 2 [Filled Holes 5 2],
_outlet tank: Filled Holes 6 2 [Filled Holes 6 2],
_outlet tank: Filled Holes 7 2 [Filled Holes 7 2],
_outlet tank: Filled Holes 8 2 [Filled Holes 8 2],
_outlet tank: Filled Holes 9 2 [Filled Holes 9 2],
_outlet tank: Filled Holes 10 2 [Filled Holes 10 2],
_outlet tank: Filled Holes 11 2 [Filled Holes 11 2],
_outlet tank: Filled Holes 12 2 [Filled Holes 12 2],
_outlet tank: Filled Holes 13 [Filled Holes 13]]

```

Finální tlak výstupní komory `p_outlet_tank_f` je definován:

```
[_outlet tank: _OUTLET]
```

Grafické výsledky byly vykresleny v rovině řezu (plane section): Origin [0.0, 0.0, 0.0] m,m,m a Normal [0.0, -1.0, 0.0] m,m,m.

Grafické zobrazení fyzikálních veličin (rychlost, absolutní tlak, vířivost, Y^+) proběhlo na zmíněné plane section při nastavení jednotného pohledu „kamery“ pro konkrétní konfiguraci (top, angle a side). Nastavení těchto souřadnic je uvedeno v tab. 4.9 a obrázky z tohoto místa jsou v kap. 5.

Tabulka 4.9: Camera setting

Top			Angle			Side		
Position	Focal	View Up	Position	Focal	View Up	Position	Focal	View Up
-0,043	-0,062	0,000	0,012	0,046	0	-0,049	-0,049	0
0,777	-0,223	0,006	0,852	-0,528	-0,038	0,717	-0,361	0
-0,008	-0,013	-1	-0,069	-0,017	-1	-0,006	-0,006	-1

Během simulace se námi nadefinované veličiny, anebo námi vybrané veličiny z nabídky programu, ukládají do Report a Plot. Report vytváří tabulku hodnot veličiny během iterování a Plot vytváří graf sledované veličiny v závislosti na iterování. Po skončení simulace se tabulkové hodnoty exportují a jsou zpracovány Matlabem, který je součástí elektronické přílohy.

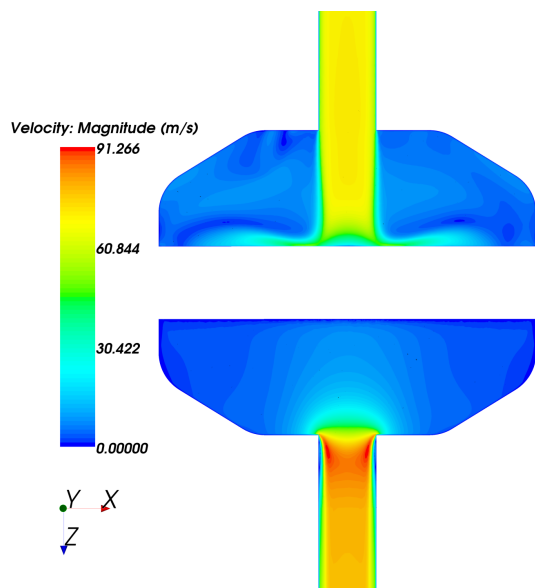
5 Výsledky CFD simulací

Nadcházející kapitola přináší grafické výsledky numerických simulací pořízené na geometriích zařízení WCAC. Grafické srovnání vývoje rychlostních a s nimi souvisejících tlakových poměrů v jednotlivých komorách poskytuje velmi názornou formou, jaké změny lze dosáhnout při drobné změně nastavení. V této kapitole se dozvíme, jak změna geometrie nebo počátečních podmínek ovlivňuje distribuci proudu. Ke každé komoře bude čtenáři nabídnuta i informace o změně tlakové ztráty, kterou zvyšují nebo snižují tyto parametry:

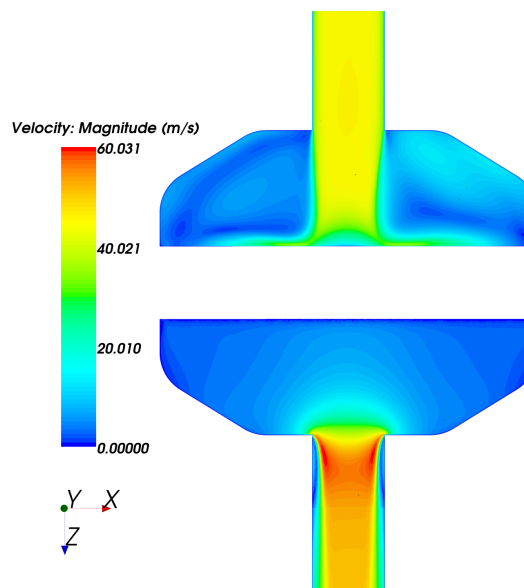
- změna průměru přípojného vedení D
- změna průtoku \dot{m}
- změna úhlu přípojného vedení s
- změna z ostrého přechodu mezi přípojným vedením a komorou na hladký R

5.1 Vliv průměru vstupu

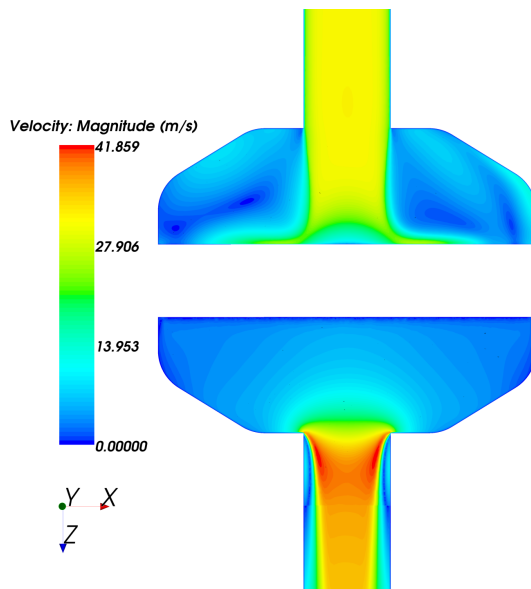
Zde si prohlédneme rychlostní profily komory top-OFF-0,1 na obr. 5.1 až 5.2 a postupně zvyšování přípojného vedení ze 40 mm na 50 mm a nakonec na 60 mm na obr.. Rychlosti na vstupu (žlutá barva) se s rozšiřujícím průměrem snižují (≈ 70 , ≈ 50 , ≈ 30 m.s⁻¹) a na výstupu z WCAC se rychlosti zvyšují (červená barva), kde vidíme, jak proud naráží na ostrý přechod a vlivem viskozity vytváří dynamický rychlostní profil generující mezní vrstvu. Kromě snižování rychlostí s vyšším D se snižuje Δp obou komor ze ≈ 4 kPa na $\approx 1,5$ kPa a v posledním případě s největším průměrem hrdla na $\approx 0,7$ kPa.



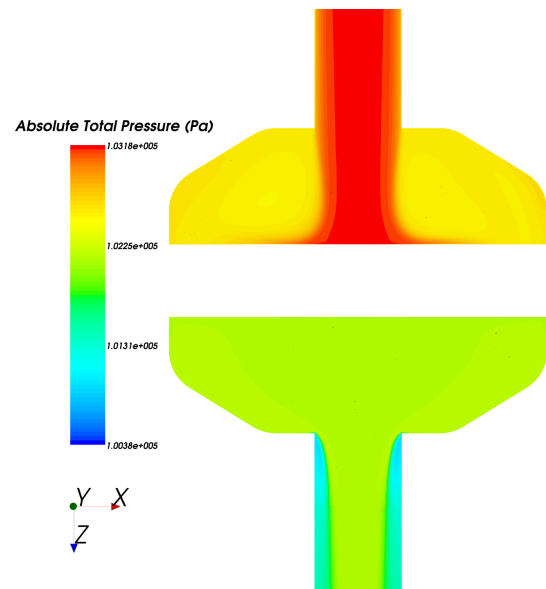
Obrázek 5.1: Rychlostní pole komory top-OFF-40-0,1



Obrázek 5.2: Rychlostní pole komory top-OFF-50-0,1

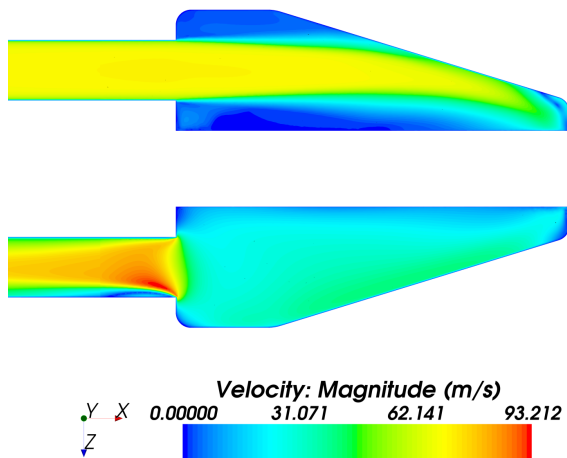


Obrázek 5.3: Rychlostní pole komory top-OFF-60-0,1

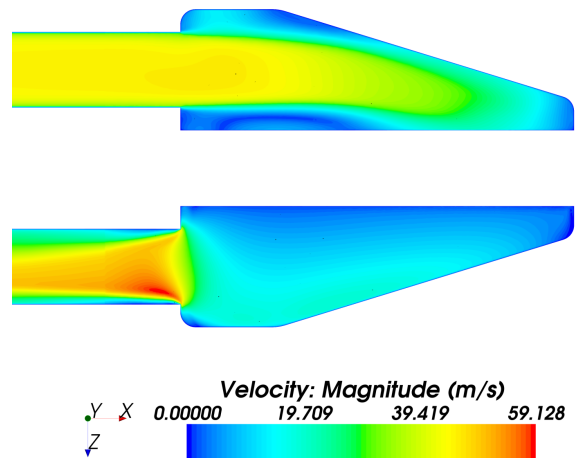


Obrázek 5.4: Tlakové pole komory top-OFF-60-0,1

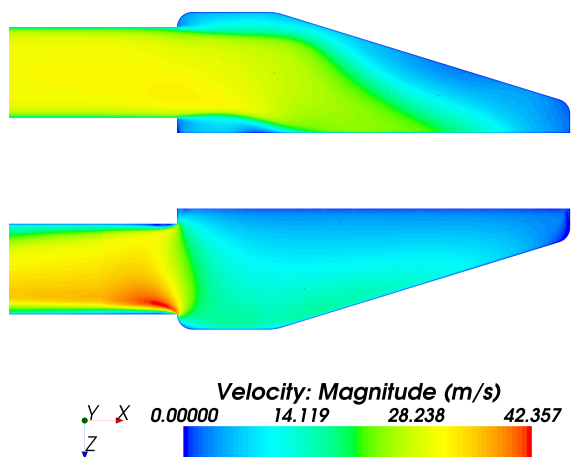
Při navyšování průměru komory side-OFF-0,1 na obr. 5.5 až 5.7 je patrné, že proud ve vstupní komoře ztrácí rychlost a nenaráží tak prudce do protější stěny. Tlaková ztráta vstupní komory při největším nárazu o rychlosti $\approx 70 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ je $\approx 2,9 \text{ kPa}$, při navýšení průměru hrdla o 10 mm se sníží rychlost $\approx 0,6$ krát a sníží se $\Delta p \approx 3,2$ krát na hodnotu $\approx 0,9 \text{ kPa}$ a další navýšení průměru o 10 mm sníží rychlost ve vstupní komoře na $\approx 30 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ a Δp o $\approx 0,6 \text{ kPa}$ na hodnotu $\approx 0,3 \text{ kPa}$. U výstupní komory jsou Δp nižší než u vstupní a odstupňovány $\approx 1,2, \approx 0,6, \approx 0,3 \text{ kPa}$. Délka přípojného vedení není stejná, protože k ustálení proudu bylo standardně nastaveno prodloužení ductingu o hodnotu desetinásobku D .



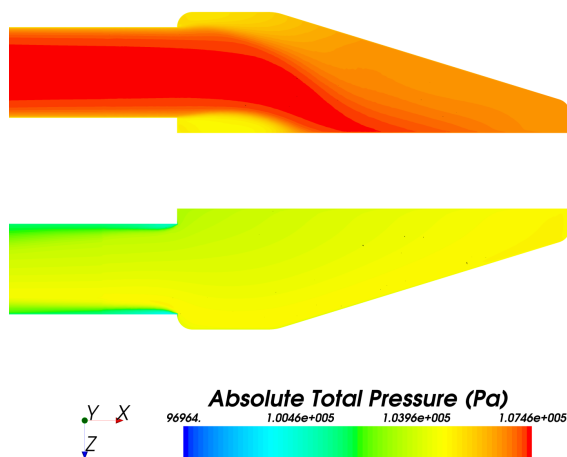
Obrázek 5.5: Rychlostní pole komory side-OFF-40-0,1



Obrázek 5.6: Rychlostní pole komory side-OFF-50-0,1

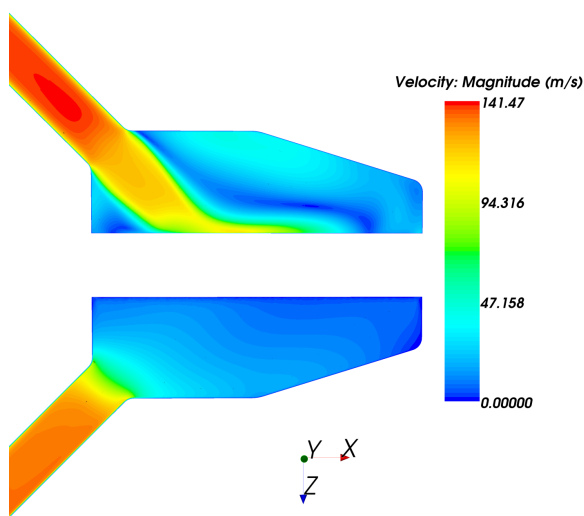


Obrázek 5.7: Rychlostní pole komory side-OFF-60-0,1

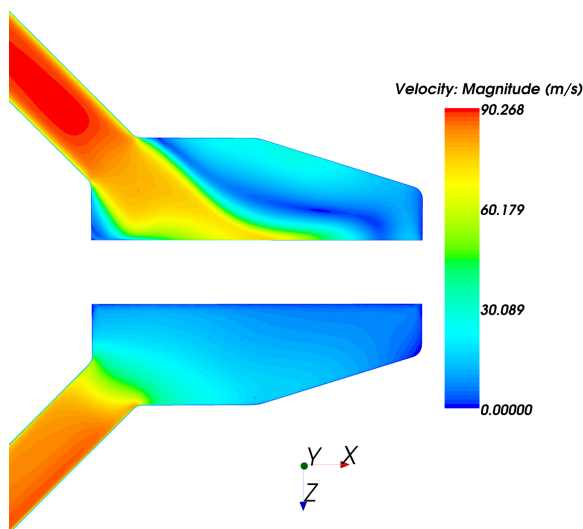


Obrázek 5.8: Tlakové pole komory side-OFF-60-0,1

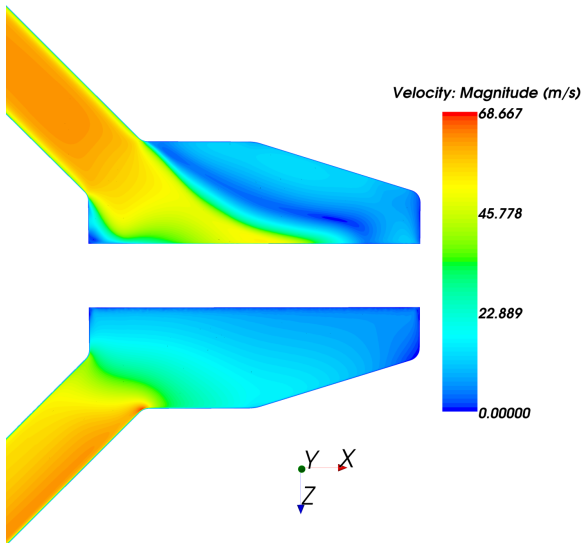
Rychlostní profily komor angle-ON-0,2 na obr. 5.9 až 5.11. První uvedená je komora s průměrem 40 mm, rychlost při náhlém rozšíření geometrie sníží svou rychlost, Δp obou komor dosahuje $\approx 2,4$ kPa, druhá varianta má $\approx 2,7$ krát nižší Δp obou komor, a to $\approx 0,9$ kPa. Varianta s průměrem přípojného vedení 60 mm má rovnoměrnější rozložení proudu vzduchu, což se projeví na Δp obou komor s výsledkem $\approx 0,45$ kPa. Při stejném průtoku $0,2 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ dosahují rychlosti na vstupu rostoucím D hodnot $\approx 150, \approx 90, \approx 70 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.



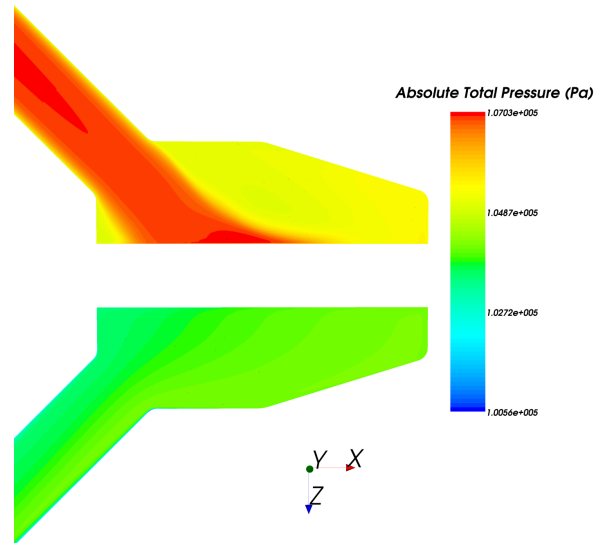
Obrázek 5.9: Rychlostní pole komory angle-ON-40-0,2



Obrázek 5.10: Rychlostní pole komory angle-ON-50-0,2



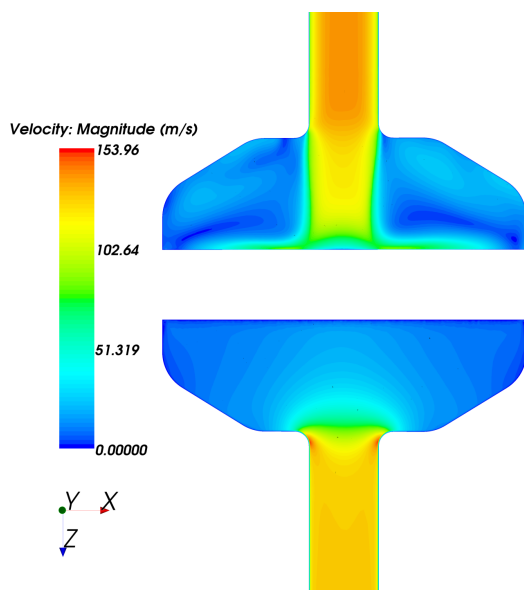
Obrázek 5.11: Rychlostní pole komory angle-ON-60-0,2



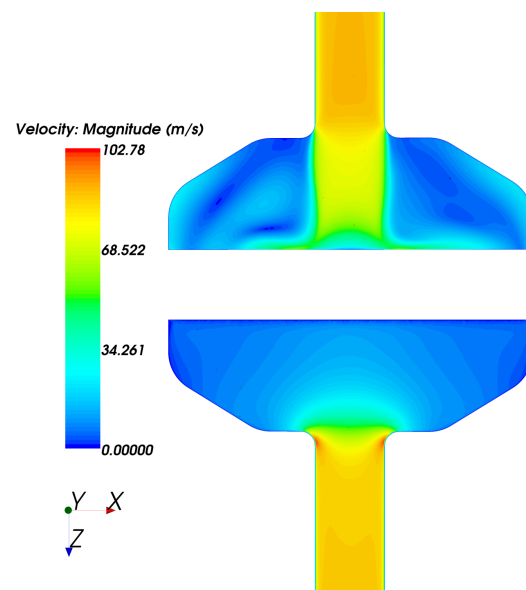
Obrázek 5.12: Tlakové pole komory angle-ON-60-0,2

5.2 Vliv průtoku

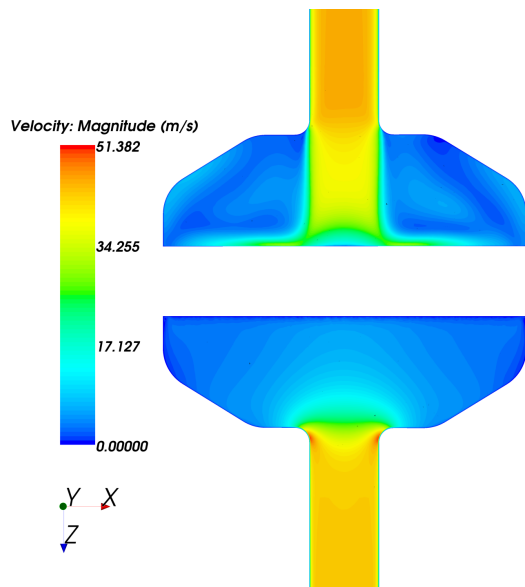
Komory top-ON-50 na obr. 5.13 až 5.15, které jsou seřazeny od vysokého průtoku k nízkému. Tlaková ztráta při průtoku $0,3 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ dosahuje Δp až $\approx 10,4 \text{ kPa}$. Snížením průtoku o $0,1 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ dochází k úspoře $\approx 7,2 \text{ kPa}$, což je snížení tlakové ztráty $\approx 3,2$ krát. V případě třetího chladiče s průtokem $0,1 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ je ztráta ve vstupní komoře $\approx 0,6 \text{ kPa}$ a ve výstupní komoře $\approx 0,3 \text{ kPa}$, celkově $0,9 \text{ kPa}$ ($\approx 3,5$ krát nižší než v případě průtoku $0,2 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ a $\approx 11,5$ krát než v případě průtoku $0,3 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$).



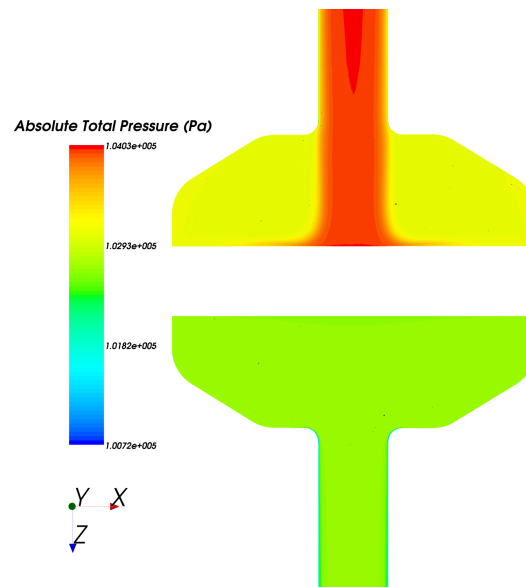
Obrázek 5.13: Rychlostní pole komory top-ON-50-0,3



Obrázek 5.14: Rychlostní pole komory top-ON-50-0,2

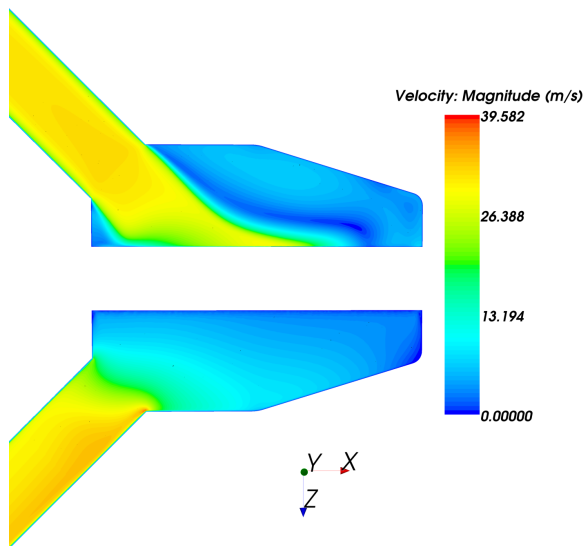


Obrázek 5.15: Rychlostní pole komory top-ON-50-0,1

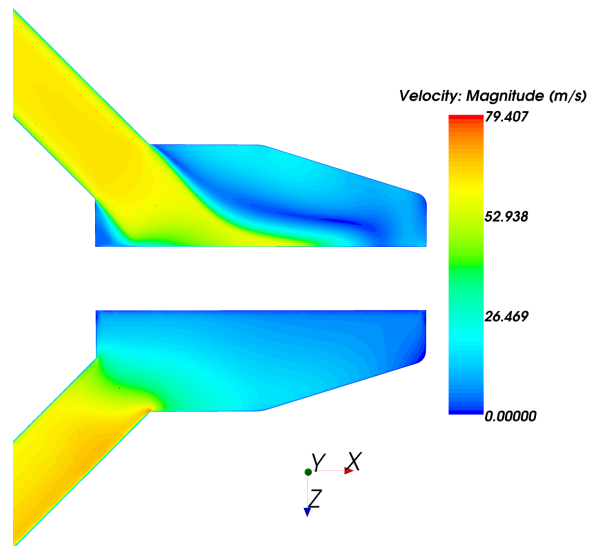


Obrázek 5.16: Tlakové pole komory top-ON-50-0,1

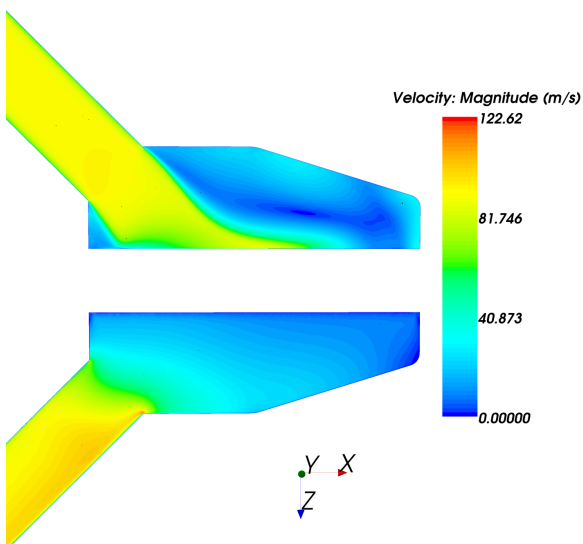
Některé případy nelze na první pohled rozeznat, které proudění je dynamičtější. Např. komora angle-OFF-60 na obr. 5.17 až 5.19 s přibývajícím průtokem téměř nemění svůj rychlostní profil, ale maximální dosažené rychlosti se pohybují ≈ 40 , ≈ 80 a $\approx 120 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ s celkovými tlakovými úbytky $\approx 0,9$, $\approx 2,3$ a $\approx 5,5 \text{ kPa}$.



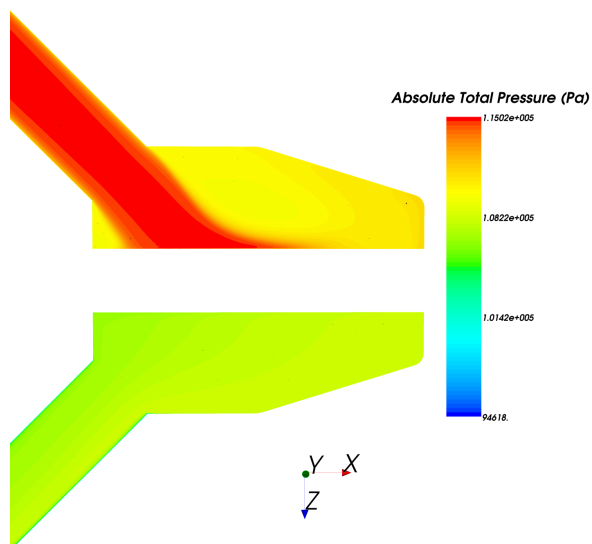
Obrázek 5.17: Rychlostní pole komory angle-OFF-60-0,1



Obrázek 5.18: Rychlostní pole komory angle-OFF-60-0,2

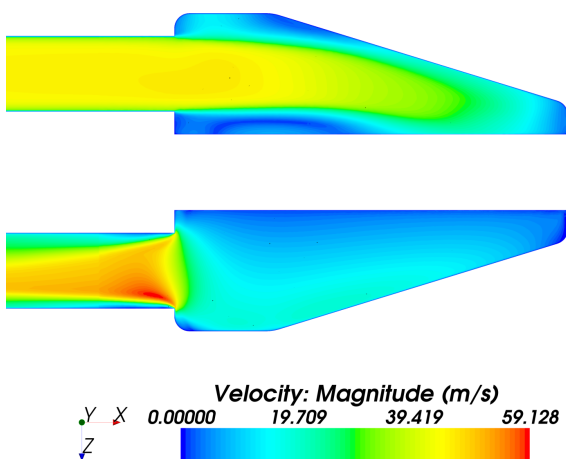


Obrázek 5.19: Rychlostní pole komory angle-OFF-60-0,3

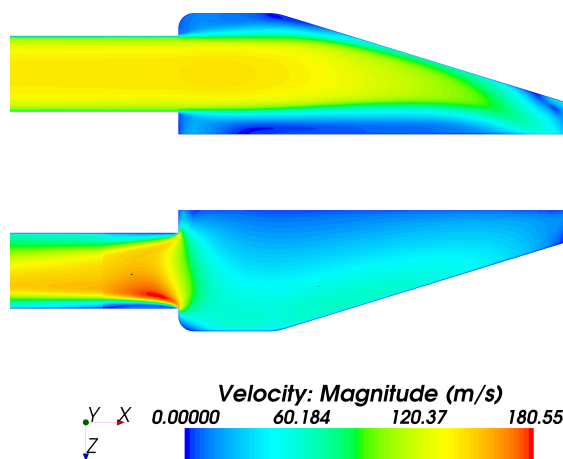


Obrázek 5.20: Tlakové pole komory angle-OFF-60-0,3

Na komoře side-OFF-50, viz obr. 5.21 až 5.22 při změně průtoku z 0,1 na 0,3 kg.s⁻¹ je vidět protažení rychlostního pole ve vstupní komoře a snížení rovnoměrnosti proudu na komoře výstupní. Tlaková ztráta těchto chladičů je při pomalejším proudění $\approx 45 \text{ m.s}^{-1}$ je $\approx 4,0 \text{ kPa}$ a při zrychlení na 0,3 kg.s⁻¹ a rychlosti $\approx 140 \text{ m.s}^{-1}$ se zvýší $\approx 3,8$ krát na hodnotu $\approx 15,2 \text{ kPa}$.



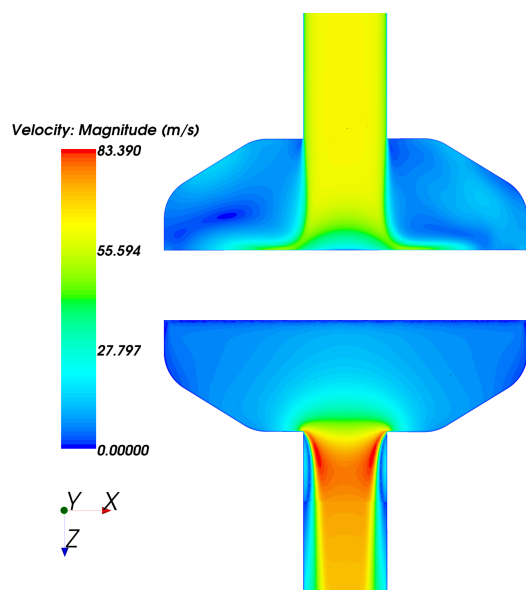
Obrázek 5.21: Rychlostní pole komory side-OFF-50-0,1



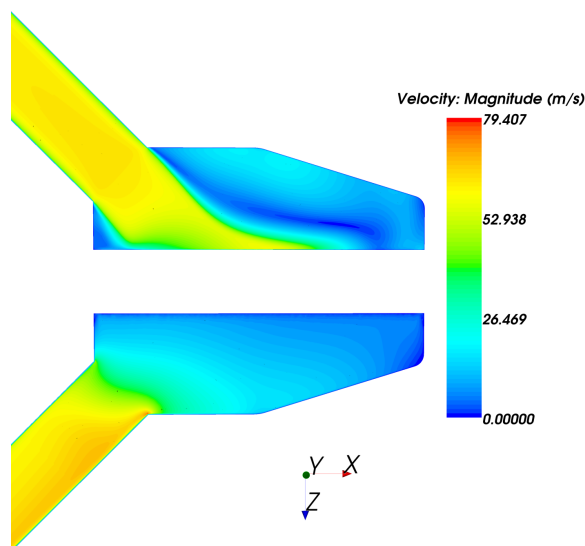
Obrázek 5.22: Rychlostní pole komory side-OFF-50-0,3

5.3 Vliv sklonu

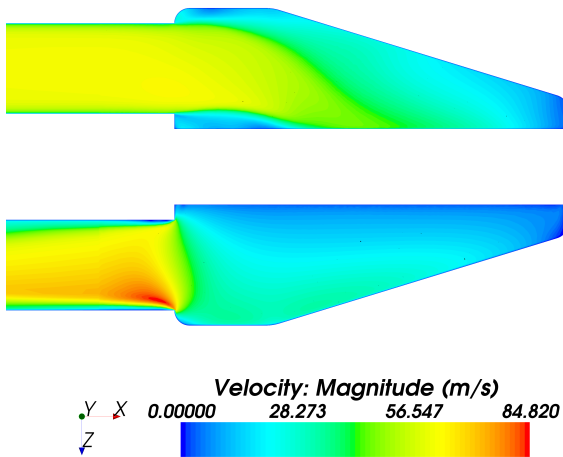
Provedme srovnání vlivu různých úhlů natočení na proudění vzduchu komorou OFF-60-0,2 na obr. 5.23 až 5.25. Předpoklad, že proud vzduchu kolmo na oblast vlnovců přináší největší tlakový úbytek je správný ($\approx 1,5$ kPa). Přívod vzduchu pod úhlem 45° je o $\approx 0,2$ kPa nižší než u varianty bez sklonu. Pod úhlem 90° je tlaková ztráta vstupní komory jen mírně vyšší než u varianty 45° . Po přičtení tlakové ztráty i výstupních komor chladiče vychází tlakové ztráty velmi podobně, avšak varianta na obr. 5.23 má ztrátu $\approx 2,6$ kPa, varianta s 90° natočením $\approx 2,3$ kPa a nejlépe vychází varianta s natočením 45° , která má hodnotu $\approx 2,1$ kPa. Rychlostní maxima v oblasti kontrakce proudu dosahují hodnot 83, 79, 85 $\frac{m}{s}$. Rychlosti jsou velmi podobné, uvědomme si, že už neanalyzujeme průměr a průtok, ale že máme stejné provozní podmínky. Povšimněme si, že optimálnější z pohledu Δp je konfigurace 45° , ale pro varianty bez zaoblení, později se dozvíme, že pro varianty se zaoblením je optimálnější pro distribuci proudu přívod do vstupní komory ze strany, tj. úhel 90° .



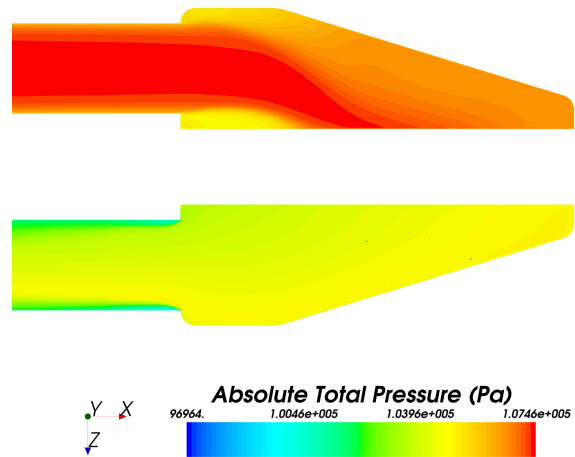
Obrázek 5.23: Rychlostní pole komory top-OFF-60-0,2



Obrázek 5.24: Rychlostní pole komory angle-OFF-60-0,2

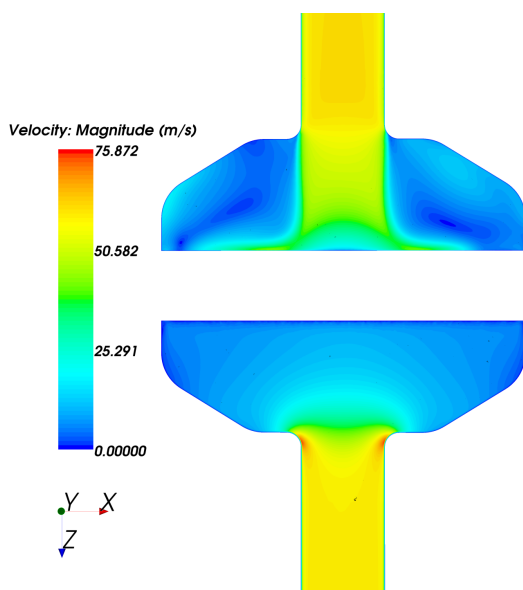


Obrázek 5.25: Rychlostní pole komory side-OFF-60-0,2

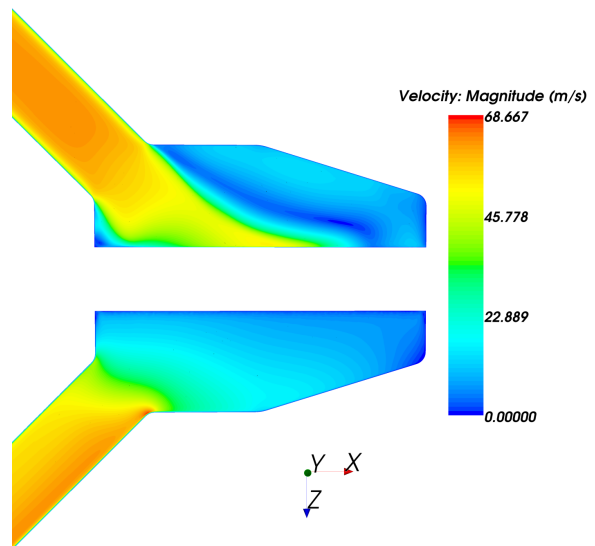


Obrázek 5.26: Tlakové pole komory side-OFF-60-0,2

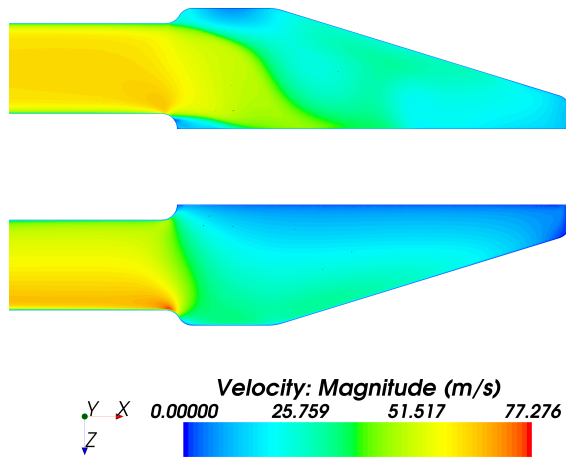
Předešlé tři varianty zanechme stejné, akorát je pozměníme na případy se zaoblením vstupního a výstupního hrdla. Pouhým zaoblením dostáváme tlakové ztráty o $\approx 1,3$ až 2krát nižší než s ostrým přechodem. U předešlého srovnání u této komory bez zaoblení top-OFF-60-0,2 na obr. 5.27 byl registrován největší Δp na vstupní komoře a nyní má tato komora se zaoblením Δp nejnižší ze všech tří konfigurací $\approx 0,93$ kPa. Varianta s 90° na obr. 5.29 má ve srovnání s natočením 0° téměř shodnou hodnotu $\approx 0,96$ kPa a varianta 45° na obr. 5.28 má ≈ 1 kPa. Jedná se tak o těsný rozdíl, ale pouze na vstupu, ve výstupní komoře je tlaková ztráta komory s 0° natočením 1,5krát nižší než u zbylých variant. Celkově tak odpovídají celkové tlaky obou komor $\approx 1,3$ kPa, $\approx 1,6$ kPa a $\approx 1,5$ kPa.



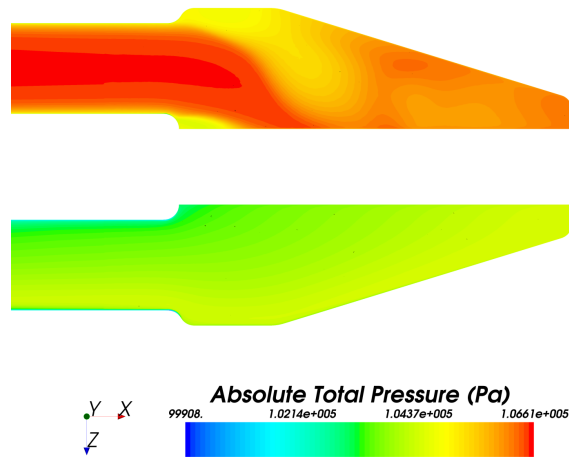
Obrázek 5.27: Rychlostní pole komory top-ON-60-0,2



Obrázek 5.28: Rychlostní pole komory angle-ON-60-0,2



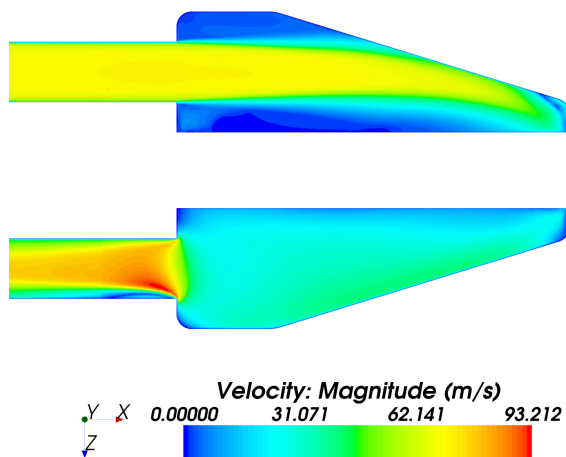
Obrázek 5.29: Rychlostní pole komory side-ON-60-0,2



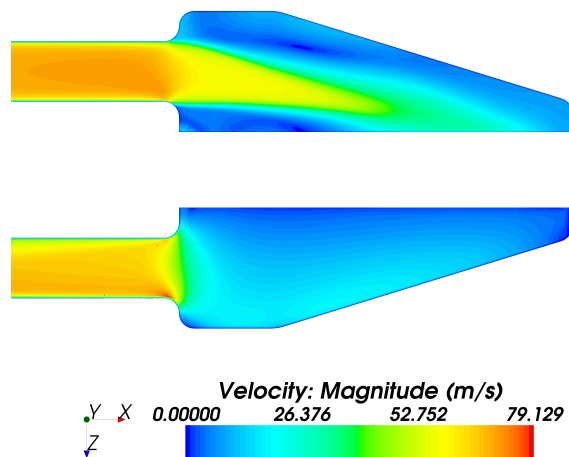
Obrázek 5.30: Tlakové pole komory side-ON-60-0,2

5.4 Vliv zaoblení

Obecně proudění přes zaoblenou plochu způsobí, že se podél povrchu začne měnit rychlost a se zvyšováním rychlosti se snižuje tlak z důvodu $\frac{\partial p}{\partial x} < 0$ (a naopak snížení rychlosti je spojeno s kladným tlakovým gradientem $\frac{\partial p}{\partial x} > 0$). Zde mějme porovnání dvou rychlostních profilů komor side-40-0,1 na obr. 5.31 až 5.32. Změna ostrého přechodu na plynulý snížila $\Delta p \approx 1,7$ krát, dílčí Δp jsou (2,8+1,2) kPa a (1,7+0,6) kPa.

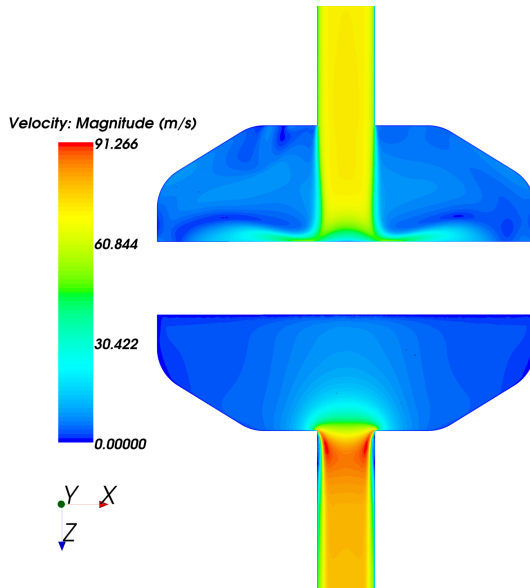


Obrázek 5.31: Rychlostní pole komory side-OFF-40-0,1

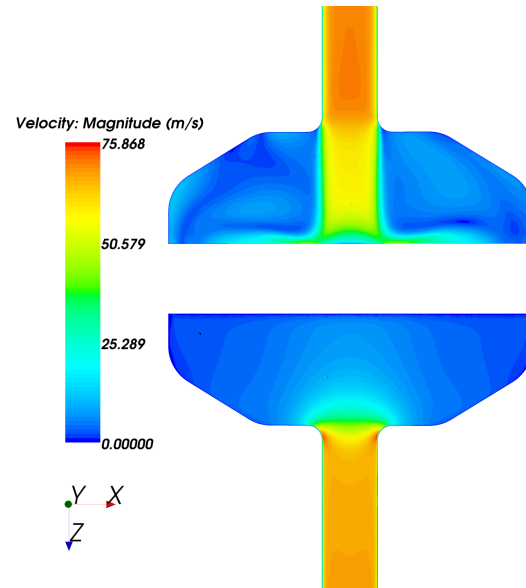


Obrázek 5.32: Rychlostní pole komory side-ON-40-0,1

V případě zachování stejných podmínek, ale jiném designu komory s přívodem shora, srovnáme rychlostní profily komory top-40-0,1 na obr. 5.33 až 5.34. V námi diskutovaném případě přináší změna zaoblení přechodu snížení Δp obou komor o $\approx 1,6$ kPa, snížení rychlosti ve výstupní komoře v oblasti napojení výstupní komora-přípojné vedení z $91 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ na $76 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

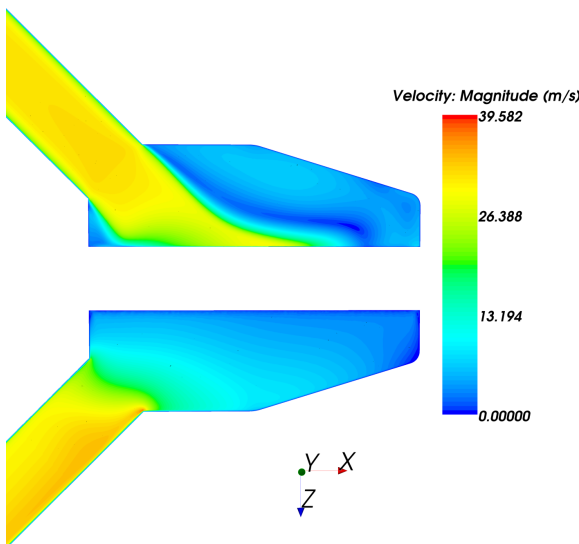


Obrázek 5.33: Rychlostní pole komory top-OFF-40-0,1

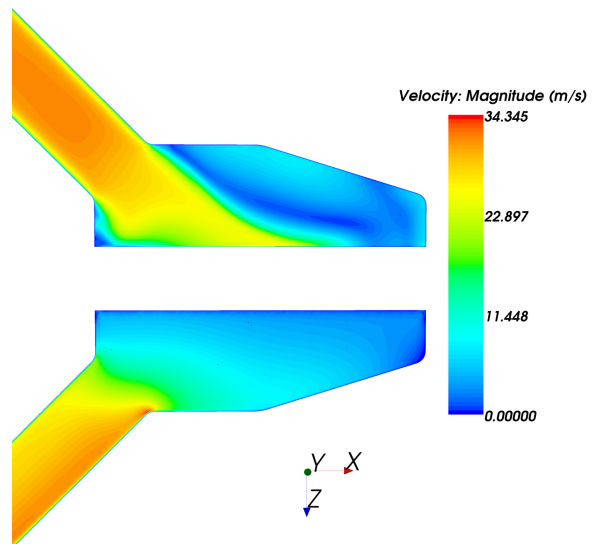


Obrázek 5.34: Rychlostní pole komory top-ON-40-0,1

Následující porovnání pro komory angle-60-0,1 na obr. 5.35 až 5.36 zobrazuje případ s nejnižším průtokem přes doménu zařízení WCAC. Úspora při zaoblení dosahuje hodnoty pouze $\approx 0,2$ kPa, což vede k závěru, že zaoblení má smysl při vysokých rychlostech.



Obrázek 5.35: Rychlostní pole komory angle-OFF-60-0,1



Obrázek 5.36: Rychlostní pole komory angle-ON-60-0,1

6 Analýza výsledků a sestavení modelů

Následující kapitola seznamuje čtenáře s prostředím OpenModelica, s tvorbou submodelů pro vývoj 1D solverů, grafický výstup submodelů pomocí 3D grafů a porovnání použitých přístupů při tvorbě solverů.

6.1 OpenModelica

OpenModelica, jak již lze domyslet z názvu, je open-source vývojové a simulační prostředí využívající jazyku Modelica [10]. Tento druh softwaru se definuje tím, že každý uživatel může software svobodně užívat a editovat zdrojový kód. Modelica je silně zaměřena na objektově orientovaný přístup tvorby modelů a její základ tvoří MSL (Modelica Standard Library), která obsahuje řadu již hotových modelů, které lze využít pro tvorbu složitých dynamických systémů z různých inženýrských oblastí: elektrické obvody, elektronika, mechanika těles, hydraulika, termomechanika apod. Základní princip tvorby modelů je obdobný s Matlabem Simulink, kdy postupným skládáním jednotlivých komponent je možné složit složité výpočetní modely. Hlavní výhodou oproti zmíněnému Simulinku je akauzální přístup při tvorbě modelů. Zadávají se přímo rovnice definující fyzikální model, a až nakonec se definuje, co je vstupem a výstupem modelu, což je výhodné při využití stejného modelu v různě specifikovaných úlohách. Tato skutečnost přináší zejména úsporu času při návrhu, tvorbě a zejména úpravě složitých modelů. Matematické modely lze obecně popsat soustavou diferenciálních algebraických rovnic. Součástí prostředí OpenModelica je kompilátor, který nejdříve setřídí rovnice (definuje kauzalitu) do podoby vhodné pro numerický řešič a ty následně převede do jazyka C, kde jsou numericky vyřešeny pomocí knihoven využívající program Visual Studio/Visual C++ Express Edition. V době psaní této práce je aktuální OpenModelica 1.9.6 [13] a standardní knihovny MSL 3.3.2. Vývoj prostředí OpenModelica je podporován neziskovou organizací Open Source Modelica Consortium (OSMC). Komerční alternativou k OpenModelice je např. Dymola či MapleSim viz [20], které umožňují plně profesionální práci v oblasti simulace složitých dynamických systémů z různých technických oblastí elektrotechnika, strojírenství, biomedicína apod. využívající komerčních knihoven např. [21]. Oproti tomu proprietární software funguje tak, že autor je chráněn licencí EULA (End-User-License-Agreement), která zakazuje editovat a sdílet program bez vědomí autora. O tom, že se v dnešní době stále více sází na open-source, svědčí i to, že proprietární firmy jako Microsoft a IBM patří mezi největší finanční podporovatele tohoto svobodného software [26], protože spoustu softwarových inovací pochází právě z té myšlenky, že si uživatelé mohou navrhnout, přizpůsobit a vylepšit programy sami.

Tvorba analytického modelu interpretující získané výsledky z CFD simulací, byla provedena dle požadavků zadávající firmy v prostředí OpenModelica. Jedním z cílů práce bylo vytvořit model v OpenModelice tak, aby jej bylo možné začlenit jako další komponentu již do hotových komplexních systémů, které spolupracující firma využívá pro technický návrh WCAC. Prostředí OpenModelica je postaveno na jazyce Modelica a tento jazyk má svou charakteristickou syntax, se kterou se uživatel musí nejprve seznámit. Objektové modelování jinými slovy znamená, že uživatel si svůj komplexní model může pomocí

submodelů sestavit a nadefinovat sám, např. Carnotův cyklus v oblasti mokré páry by se skládal z generátoru, turbíny, kondenzátoru, napáječky a kotle. Jednotlivé submodely pak uživatel propojí konektory. Stejný postup tvorby modelu je předložen i v této práci, kdy tlaková ztráta jednotlivých komor je řešena pomocí submodelů. Do komory je přiváděn vzduch pod úhly 0° , 45° a 90° , přičemž pod každým úhlem se skrývají ještě dva přechody: ostrý a zaoblený. Při součtu těchto nastavení má každá komora 6 submodelů. Každý submodel je vytvořen na základě devíti simulací. V součtu to znamená, že jedna komora vzešla z 54 CFD simulací. A naším úkolem je vytvořit takové to modely 2. Pro vstupní a výstupní komoru, tj. použít 108 hodnot tlakových ztrát a vytvořit z nich model v jazyce Modelica. Pokud se vrátíme k syntaxi jazyku Modelica, má každý model tuto strukturu: "model", deklarace proměnných, "equation", zápis rovnic, "end". V následujícím textu si tedy připravíme rovnice. [19]

6.2 Tvorba submodelu pro vstupní komoru

Pro demonstraci tvorby submodelu byla vybrána komora s označením top spout ON, tzn. přívod vzduchu do komory je uvažován shora a vstupní hrdlo je zaobleno. Spočtené hodnoty pomocí RANS simulací jsou přiloženy v tab. 6.1 a hodnoty z této tabulky jsou dále použity v následujících rovnicích.

Tabulka 6.1: Tlakové ztráty: vstupní komora top spout, ON

$D \setminus \dot{m}$	0,1	0,2	0,3
40	-1 742,227	-6 708,141	-18 462,344
50	-655,031	-2 338,281	-7 044,001
60	-284,34	-933,484	-3 025,539

$$a_1 = a(D)D, \quad (6.1)$$

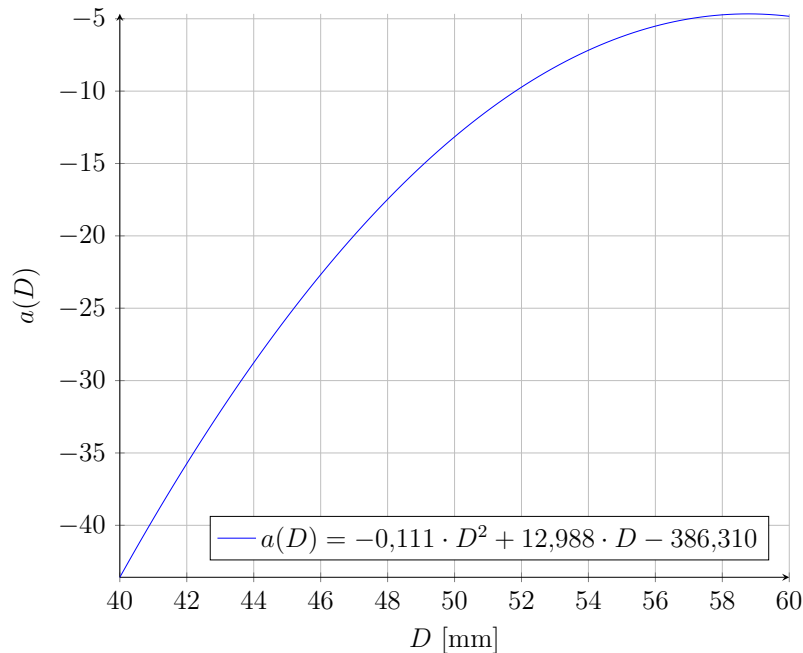
kde a_1 je tlaková ztráta pro top spout ON, $a(D)$ je funkce v závislosti na průměru D a D je (40;50;60) mm.

$$\frac{a_1(40;0,1)}{D(40)} = a(40) = -43,556 \quad (6.2)$$

$$\frac{a_1(50;0,1)}{D(50)} = a(50) = -13,101 \quad (6.3)$$

$$\frac{a_1(60;0,1)}{D(60)} = a(60) = -4,739 \quad (6.4)$$

Jsou získány 3 body, které jsou proloženy křivkou, viz 6.1.


 Obrázek 6.1: Závislost $a(D)$

Nyní máme $dp(D)$ fungující pro 3 případy se zachováním průtoku $\dot{m} = 0,1 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$.

Tabulka 6.2: První ověření modelu

$D \setminus \dot{m}$	0,1	0,2	0,3
40	✓		
50	✓		
60	✓		

Rozšíření modelu má následující předpis (při zachování $D = 40$ mm):

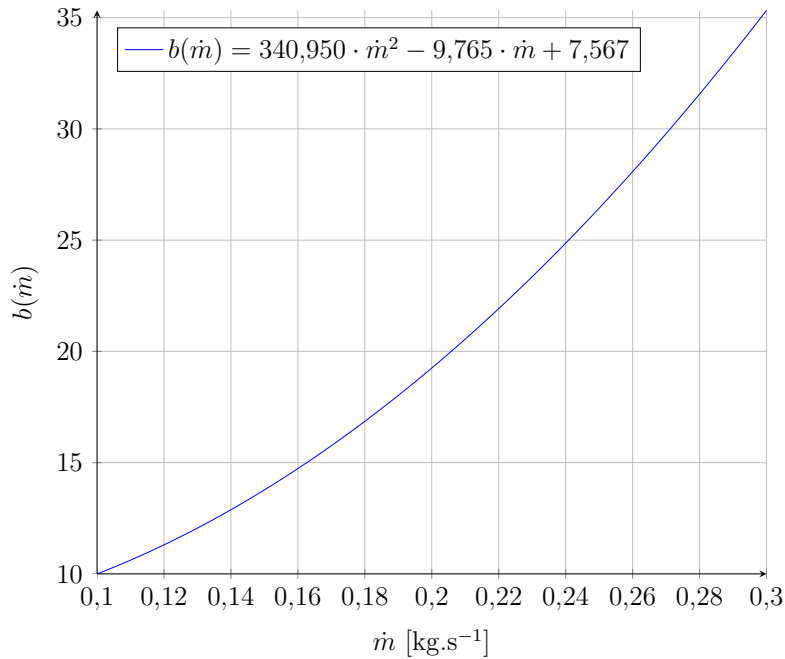
$$dp(D, \dot{m}) = a_1(D)b_1(\dot{m}) = a_1(D)b(\dot{m})\dot{m} \quad (6.5)$$

Aby se nezhodnotil předchozí model, je první rovnice nastavena takto:

$$\frac{dp(40; 0,1)}{a_1(40; 0,1)\dot{m}(0,1)} = b(40; 0,1) = 10 \quad (6.6)$$

$$\frac{dp(40; 0,2)}{a_1(40; 0,2)\dot{m}(0,2)} = b(40; 0,2) = 19,252 \quad (6.7)$$

$$\frac{dp(40; 0,3)}{a_1(40; 0,3)\dot{m}(0,3)} = b(40; 0,3) = 35,323 \quad (6.8)$$


 Obrázek 6.2: Závislost $b(\dot{m})$

Nyní máme $dp(D, \dot{m})$ fungující pro 5 případů a je potřeba rozšířit o další 2 případy.

Tabulka 6.3: Druhé ověření modelu

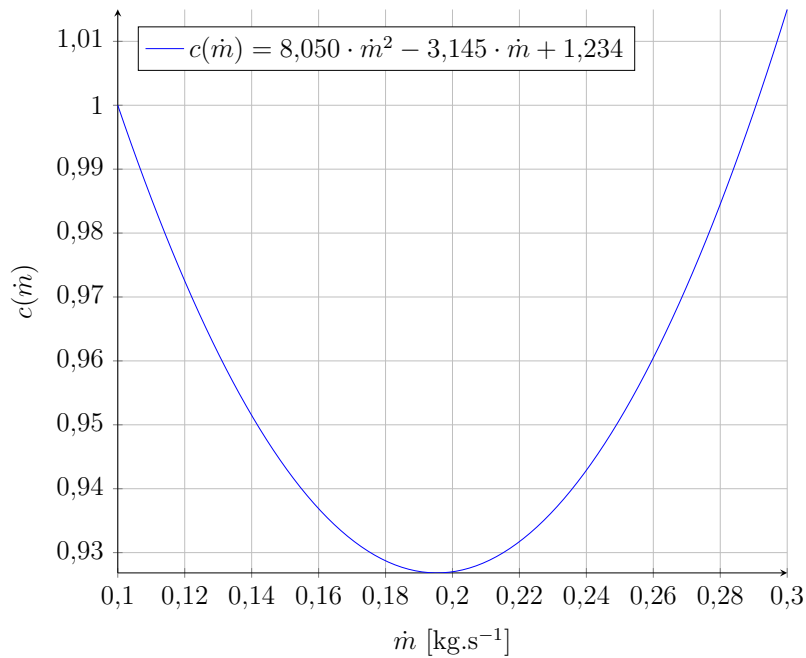
$D \setminus \dot{m}$	0,1	0,2	0,3
40	✓	✓	✓
50	✓		
60	✓		

$$dp(D, \dot{m}) = a_1(D)b(\dot{m})\dot{m}c \quad (6.9)$$

$$\frac{dp(50; 0,1)}{a_1(50; 0,1)b_1(50; 0,1)} = c(50; 0,1) = 1,000 \quad (6.10)$$

$$\frac{dp(50; 0,2)}{a_1(50; 0,2)b_1(50; 0,2)} = c(50; 0,2) = 0,927 \quad (6.11)$$

$$\frac{dp(50; 0,3)}{a_1(50; 0,3)b_1(50; 0,3)} = c(50; 0,3) = 1,015 \quad (6.12)$$



Obrázek 6.3: Závislost $c(\dot{m})$

Tabulka 6.4: Třetí ověření modelu

$D \setminus \dot{m}$	0,1	0,2	0,3
40	✓	✓	✓
50	✓	✓	✓
60	✓		

Poslední dvě hodnoty tlakových ztrát doplníme takto:

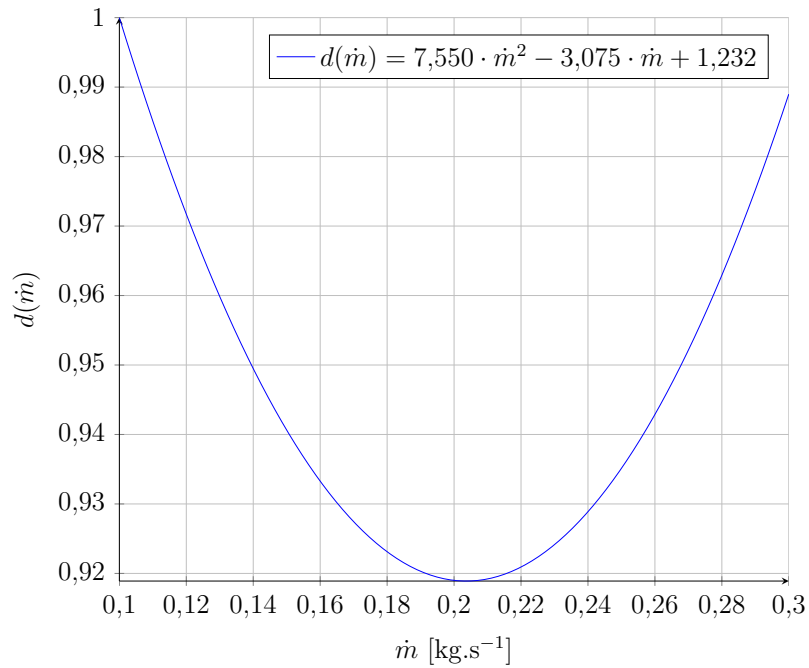
$$dp(D, \dot{m}) = a_1(D)b_1(\dot{m})c(\dot{m})d(\dot{m}) \quad (6.13)$$

$$\frac{dp(D, \dot{m})}{a_1(D)b_1(\dot{m})c(\dot{m})} = d(\dot{m}) \quad (6.14)$$

$$\frac{dp(60; 0,1)}{a_1(60; 0,1)b_1(60; 0,1)c(60; 0,1)} = d(60; 0,1) = 1,000 \quad (6.15)$$

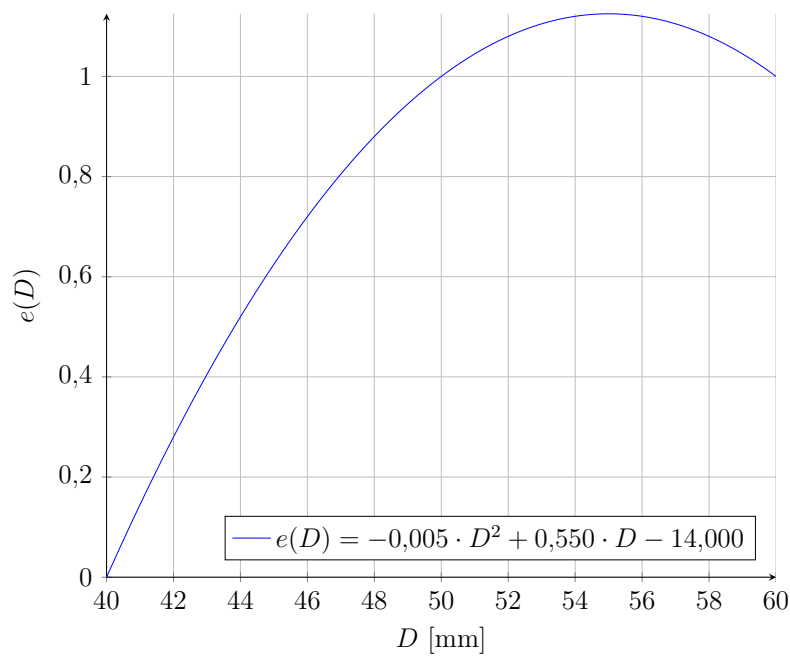
$$\frac{dp(60; 0,2)}{a_1(60; 0,2)b_1(60; 0,2)c(60; 0,2)} = d(60; 0,2) = 0,919 \quad (6.16)$$

$$\frac{dp(60; 0,3)}{a_1(60; 0,3)b_1(60; 0,3)c(60; 0,3)} = d(60; 0,3) = 0,989 \quad (6.17)$$

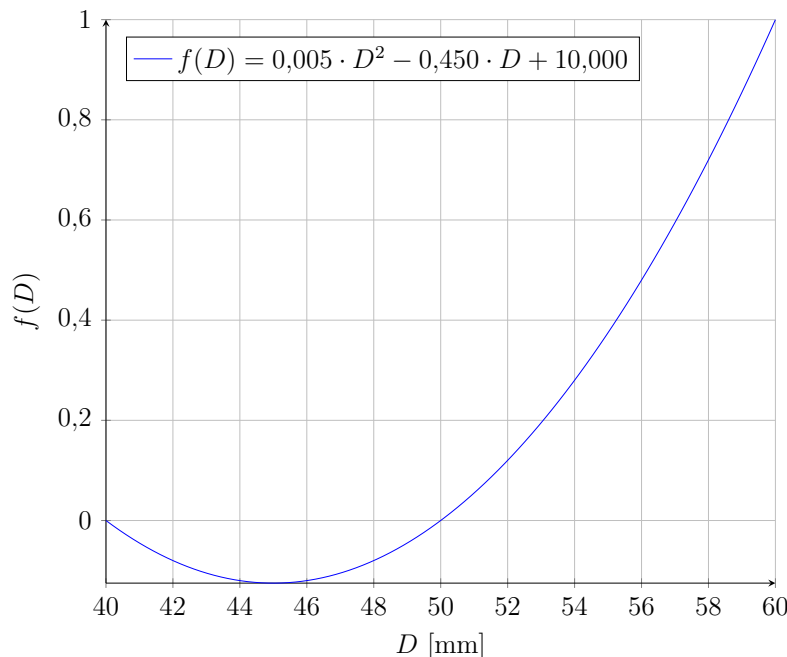


Obrázek 6.4: Závislost $d(\dot{m})$

Nyní máme rovnici $dp(D, \dot{m}) = a_1(D)b_1(\dot{m})c(\dot{m})d(\dot{m})$ a vložíme nad fci c exponent e a nad fci d exponent f .



Obrázek 6.5: Závislost $e(D)$


 Obrázek 6.6: Závislost $f(D)$

Co tyto exponenty způsobují je nejrychleji pochopitelné z tab. 6.5, kde při zadání parametru $D = 40$ mm, budou exponenty 0 a 0, tím je aktivní model z funkcí a_1 a b_1 . Při zadání parametru $D = 50$ mm je model ze tří funkcí a_1 , b_1 a c . Při zadání $D = 60$ mm je model složen ze čtyř funkcí.

Tabulka 6.5: Vliv exponentů

D	e	f	aktivní submodel			
			$D \setminus \dot{m}$	0,1	0,2	0,3
40	0	0	40	✓	✓	✓
			50	✓		
			60	✓		
50	1	0	40	✓		
			50	✓	✓	✓
			60	✓		
60	1	1	40	✓		
			50	✓		
			60	✓	✓	✓

Díky těmto exponentům model vrací číselnou hodnotu přesně v souladu s CFD výsledky a zároveň vkládá další citlivost při zadání parametru průměru (např. pro $D = 51$ mm jsou $e = 1,045$ a $f = 0,055$). Rovnice

$$dp(D, \dot{m}) = a_1 b_1 c^e d^f \quad (6.18)$$

je vytvořená z dat pro geometrii se zaoblením, proto celou tuto rovnici lze uzavřít závorkou a celou závorku opatřit exponentem g . Tento exponent je prozatím konstanta 1. Vytvoření modelu zabývající se případy top spout OFF je analogické s řešením top spout

ON a v hlavním textu tyto závislosti nejsou demonstrovány (jsou uvedeny v příloze). Mějme tedy rovnici

$$dp(D, \dot{m}, R) = (a_1 b_1 c^e d^f)^g (ch_1 i_1 j^e k^f)^h, \quad (6.19)$$

ve které nám přibyla pravá část, která přináší rozšíření použitelnosti modelu o top spout OFF. Funkce ch_1 , i_1 , j a k jsou funkce závislostní (příloha). Z důvodu toho, že zaoblení je vstupní parametr přinášející informaci pouze o tom, zda je vstupní a výstupní kanál s přechodem ostrým nebo plynulým, bylo nastaveno, že exponent g a h nám vrací pouze hodnoty 0 a 1. Příklad: Jestliže je zvolen design se zaoblením ($R = 1$), funkce g nám vrátí hodnotu 1 a funkce h hodnotu 0 (a opačně). Tato rovnice, řešící tlakové ztráty vstupní komory pro design top spout se třemi proměnnými D , \dot{m} a R , dává úplnou shodu s výsledky z CFD (18 simulací). V případě zadání parametrů vymyšlených, které nebyly odsimulovány CFD metodou, (jiný průměr vstupního kanálu nebo jiný hmotnostní tok) je funkce spojitá na celém definičním oboru. Řešič pro celou vstupní komoru je uveden v papírové (kap. 7.5) a elektronické příloze.

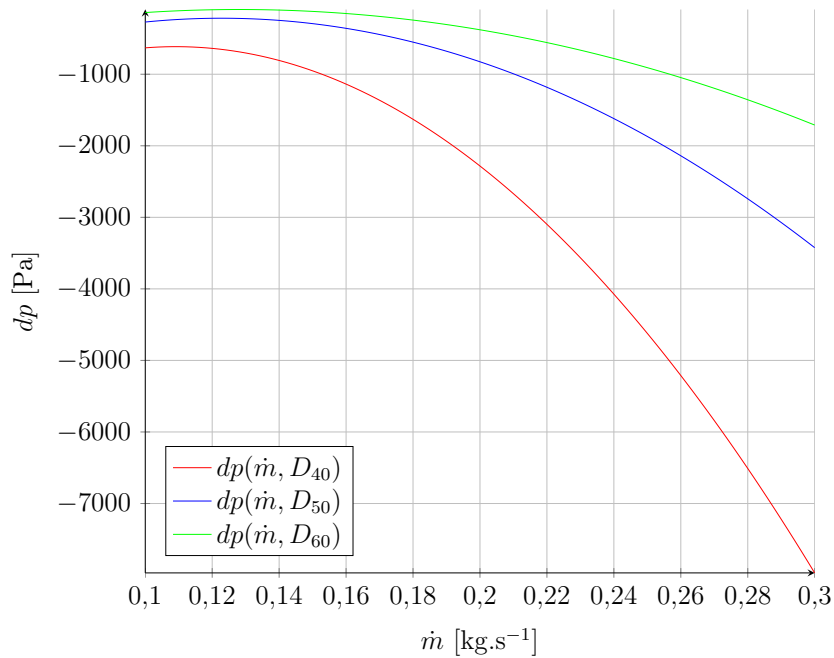
6.3 Tvorba submodelu pro výstupní komoru

Pro tvorbu submodelu vstupní komory v předešlé kapitole, byla použita metoda časově náročná, jejíž hlavní smysl byl v korelování již získaného. Navíc je zapotřebí mít k dispozici pro usnadnění práce matematický software (např. MathCad) pro dělení funkcí, u kterých je v každém místě potřeba přepočítat všechny funkce ve zlomku. Proto je v této kapitole představena metoda jiná, ale vedoucí ke stejnému cíli (srovnání obou metod v kapitole 6.4). Postup tvorby submodelu na výstupní komoře je demonstrován na geometrii top spout, ON (geometrie a podmínky stejné jako v předešlé kapitole, akorát se jedná o výstupní komoru). Pro ulehčení práce samotnému čtenáři je v tab. 6.6 vypsáno 9 hodnot tlakových ztrát ze kterých budeme vycházet.

Tabulka 6.6: Tlakové ztráty na top spout ON.

\dot{m}	$dp(\dot{m}, D_{40})$	$dp(\dot{m}, D_{50})$	$dp(\dot{m}, D_{60})$
0,1	-631,093	-270,179	-137,757
0,2	-2 282,593	-825,703	-378,515
0,3	-7 970,734	-3 424,210	-1 710,281

Tyto hodnoty jsou proloženy křivkami tak, aby každá křivka měla jeden parametr konstantní (v našem případě průměr D), horizontální osa představuje parametr \dot{m} a svislá osa tlakovou ztrátu $dp(\dot{m})$, viz obr. 6.7.



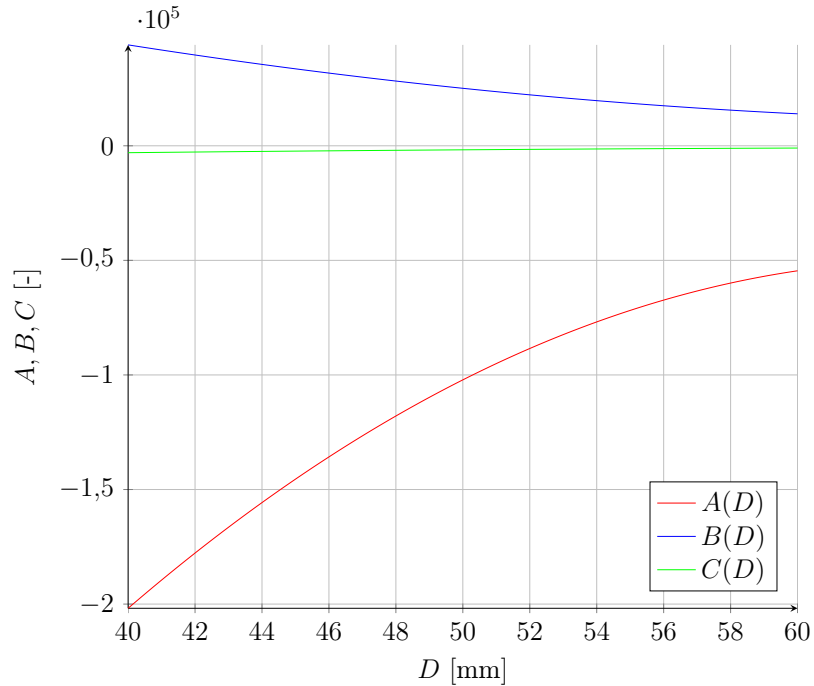
Obrázek 6.7: Závislost $dp(\dot{m})$

Předpisy regresních křivek (typ polynomická regrese) mají tuto strukturu Ax^2+Bx+C , a právě konstanty A , B , C jsou využity pro novou datovou oblast, viz tab. 6.7.

Tabulka 6.7: Koeficienty pro tvorbu submodelu.

D	A	B	C
40	-201 832,031	44 034,609	-3 016,234
50	-102 149,218	25 089,531	-1 757,640
60	-54 550,390	13 957,539	-988,007

V dalším grafickém vyjádření jsou tyto konstanty použity na svislé ose a na horizontální ose se mění parametr D , viz obr. 6.8.


 Obrázek 6.8: Konstanty v závislosti na parametru D

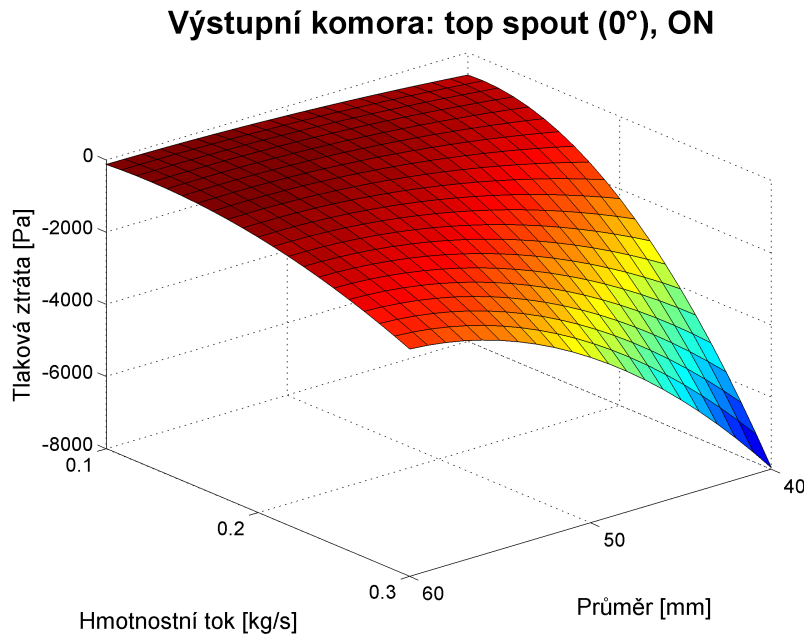
Zisk těchto funkcí $A(D)$, $B(D)$ a $C(D)$ je dosazen do konečného vztahu 6.23. Tento vztah při vstupu parametru D a \dot{m} , dává úplnou shodu s vypočtenými hodnotami dp v tab. 6.6 na začátku kapitoly a otestování submodelu při zadání jiných parametrů je pro lepší znázornění v 3D grafu na obr. 6.9. Kompletní podoba tohoto řešiče pro výstupní komoru WCAC je součástí papírové (kap. 7.4) a elektronické přílohy.

$$A(D) = -260,419 D^2 + 33\,406,074 D - 1\,121\,403,125 \quad (6.20)$$

$$B(D) = 39,065 D^2 - 5\,410,396 D + 197\,945,781 \quad (6.21)$$

$$C(D) = -2,444 D^2 + 345,891 D - 12\,940,218 \quad (6.22)$$

$$dp_1(D, \dot{m}) = A(D)\dot{m}^2 + B(D)\dot{m} + C(D) \quad (6.23)$$

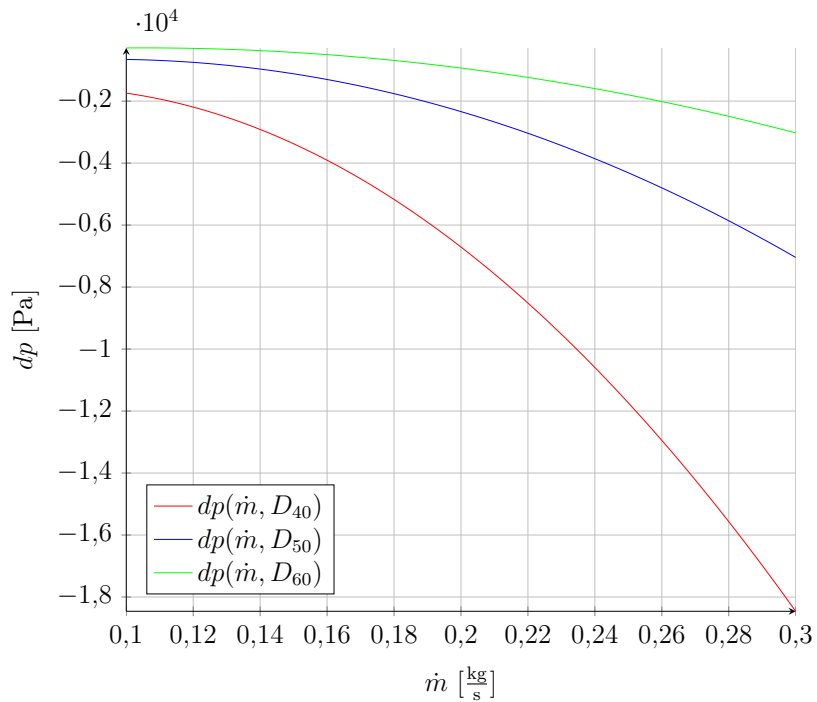


6.4 Srovnání dvou přístupů vytváření submodelů

Submodel, který je vytvořen pomocí korelování výsledků (představen v kapitole 6.2) je časově náročný. Submodel vytvořen druhou metodou, tj. za použití koeficientů z polynomických rovnic je časově méně náročný. Nyní se nabízí udělat srovnání těchto dvou přístupů tvorby řešičů a porovnat výsledky tlakových ztrát mezi sebou. Pro tento cíl je nutné sestavit submodel pro vstupní komoru s konfigurací top spout ON, a to oběma způsoby. Jeden z nich už máme hotový z kap. 6.2 a druhý submodel vytvoříme pomocí té metody využitím polynomických konstant. Z tabulky 6.8 jsou použity hodnoty tlakových ztrát a vyneseny do grafu 6.10.

Tabulka 6.8: Tlakové ztráty na vstupu top spout ON.

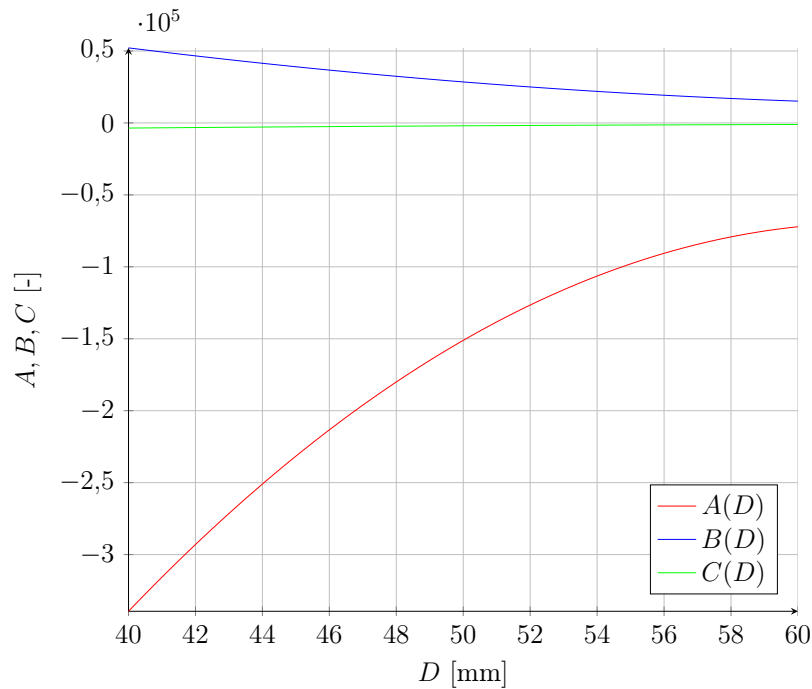
\dot{m}	$dp(\dot{m}, D_{40})$	$dp(\dot{m}, D_{50})$	$dp(\dot{m}, D_{60})$
0,1	-1 742,227	-655,031	-284,344
0,2	-6 708,141	-2 338,281	-933,484
0,3	-18 462,340	-7 044,008	-3 025, 539


 Obrázek 6.10: Závislost $dp(\dot{m})$

Po proložení jednotlivých bodů regresními křivkami jsou získány konstanty, viz tab. 6.9, které poslouží jako datová oblast pro grafické vyjádření, viz 6.11.

Tabulka 6.9: Koeficienty pro tvorbu submodelu.

D	A	B	C
40	-339 414,031	52 165,200	-3 564,602
50	-151 123,830	28 504,650	-1 994,258
60	-72 145,703	15 152,300	-1 078,117



Obrázek 6.11: Konstanty v závislosti na parametru D

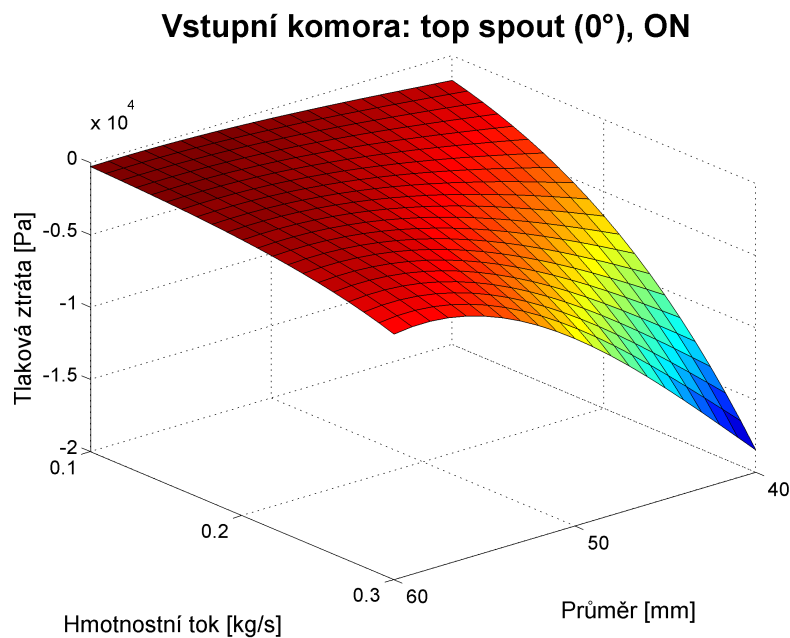
Závislost tlakové ztráty

$$A(D) = -546,563 D^2 + 68\,019,687 D - 2\,185\,701,953 \quad (6.24)$$

$$B(D) = 51,541 D^2 - 7\,004,746 D + 249\,889,414 \quad (6.25)$$

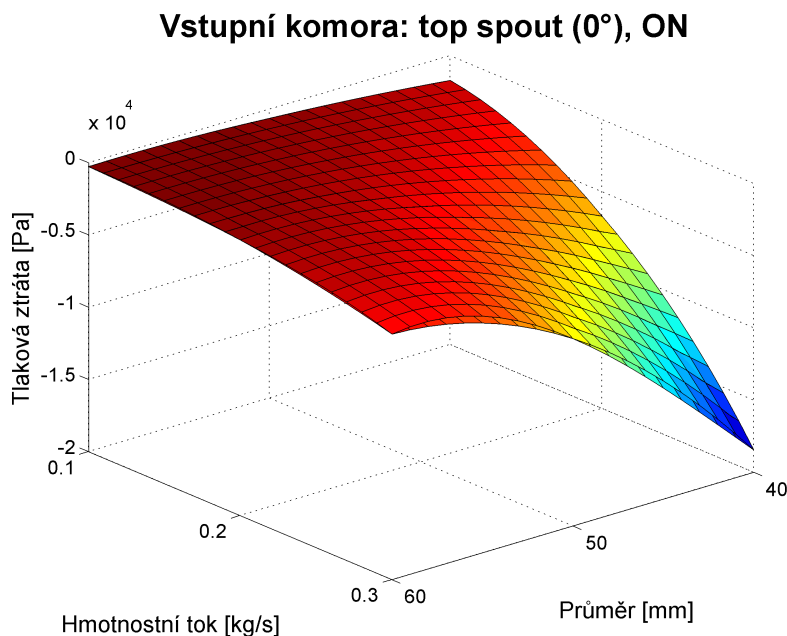
$$C(D) = -3,271 D^2 + 451,426 D - 16\,388,008 \quad (6.26)$$

$$dp_1(D, \dot{m}) = A(D)\dot{m}^2 + B(D)\dot{m} + C(D) \quad (6.27)$$



Obrázek 6.12: 3D graf submodelu na vstupu dp_1 .

Pro zachování kontinuity čtení je model pro vstupní komoru uveden v papírové (kap. 7.3) a elektronické příloze. Nyní je možné provést srovnání rovnic 6.18 a 6.27. Pomocí Octave jsou vykresleny tyto povrchy, viz obr. 6.13. Na první pohled se může zdát, že se jedná o jeden 3D graf, ale ve skutečnosti jsou si tyto dva submodely podobné. Identické být nemohou, proto je vhodné dodat informaci o maximálním rozdílu.



Obrázek 6.13: 3D graf submodelů vytvořených odlišnými způsoby.

Maximální rozdíl mezi rovinami si necháme zjistit pomocí softwaru Matlab. Jelikož se jedná o 3D graf, dostáváme tři hodnoty difference. Výsledkem rov. (6.28) je 59 mm a rov. (6.29) je $0,26 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$, tyto dvě hodnoty jsou souřadnice místa, ve kterém je tlaková difference mezi rovinami největší, viz (6.30). Použijeme vztah pro zjištění největší odchylky v procentech, viz (6.31). Maximální odchylka dosáhla hodnoty $\approx 17\%$, avšak celkově je rozdíl v modelech mnohem menší, a to $\approx 5\%$. Uvedené srovnání modelů v Matlabu je součástí papírové (kap. 7.6) a elektronické přílohy.

$$\text{maxdiff}X = 59 \quad (6.28)$$

$$\text{maxdiff}Y = 0.2600 \quad (6.29)$$

$$\text{maxdiff}Z = 493.8575 \quad (6.30)$$

$$\text{err} = \text{maxdiff}Z / \text{abs}(dp1(\text{row}, \text{col})) * 100 = 493.8575 / 2.9090e + 03 = 16.9769 \quad (6.31)$$

7 Závěr

Předložená práce se věnovala tématu chladicí techniky přeplňovaných motorů, konkrétně zařízení na úpravu stlačeného vzduchu, který je přítomen v hlavách spalovacích komor. Zařízení na úpravu vzduchu WCAC, tj. vodní mezichladič stlačeného vzduchu, je navrhován konstruktéry s tím cílem, aby nedocházelo k úbytku tlaku a neuniformitě proudu při průchodu proudu vzduchu tímto zařízením. Zařízení WCAC se skládá z přípojného vstupního vedení, vstupní komory, oblasti vlnovců, výstupní komory a výstupního přípojného vedení. Vstupní přípojně vedení přivádí vzduch do vstupní komory WCAC pod určitým úhlem, o určitém průtoku, s rozložením proudu podle průměru přípojného vedení a mezi přípojným vedením a komorou se také nachází přechodová oblast, která může být s ostrým přechodem, anebo s přechodem plynulým. Tyto čtyři parametry se podílejí na tlakové ztrátě vstupní komory a v této práci byly podrobně analyzovány. Stejně čtyři parametry byly řešeny i pro komoru výstupní, čímž se získal celkový obraz o tlakových ztrátách pro celé zařízení WCAC od vstupu, přes teplosměnnou plochu, až po výstup. K řešení tlakových ztrát bylo použito metody CFD, která umožňuje modelovat dynamiku tekutin na základě matematických modelů. Prostředím pro CFD modelování se stal program Star-CCM+, ve kterém bylo provedeno kompletní řešení proudění. Do Star-CCM+ byly importovány firemní geometrie zařízení WCAC v různých podobách, aby byla zajištěna různorodost případů s ohledem na analýzu čtyř výše zmíněných parametrů. Pro tvorbu sítě byl užit polyhedrální mesher a prizmatická vrstva s ohledem na stěnovou funkci. Ke každému modelu bylo přistupováno individuálně při diskretizaci oblasti a shodně při nastavení RANS k-epsilon turbulentního modelu. Pro celou matici případů byla vytvořena makra automatizující pre-processing. Samotné simulace proběhly na přibližně 3 mil. buněk podle velikosti modelu a okrajových podmínek proudění. Zkonvergovaná data z 1000. iteračního kroku byla vyexportována do .csv a hromadně zpracována Matlabem. Analýza dat přinesla srovnání dp při různém provozu a variací komor zařízení WCAC. Varianty provozu s průměrem přípojného vedení 60 mm a průtoku $0,1 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ mají v porovnání s jinými provozy nejnižší dp , přičemž vstupní komory mají dp vždy o něco vyšší než výstupní, což je dáno uniformější distribucí proudu z oblasti vlnovců do výstupní komory. Nejnižší dp dosahuje konfigurace s přívodem ze strany a s plynulým přechodem. Vliv plynulého přechodu je v případě pomalého průtoku méně znatelný, zhruba 1,5 krát a se snižováním průměru je rozdíl dp až 1,7 krát, situace se obrátí, pokud se dostaneme do oblasti vyššího průtoku. U varianty s ostrým přechodem je optimální konfigurace natočení 45° . U všech variant platí, že nízký průtok a menší průměr (0,1 a 40) přípojného vedení dosahuje vyššího dp než vyšší průtok a větší průměr vedení (0,2 a 60). Dalšími srovnáními můžeme např. zjistit, že WCAC s dp 1,5 kPa a konfigurací top-OFF-50-0,1 může být nahrazen konfigurací angle-ON-60-0,2 s dosažením přibližně stejné hodnoty dp , což vede k dalšímu cíli této práce, vytvoření 1D solveru řešící tlakové ztráty. Z výsledků CFD byl pomocí matematické analýzy vytvořen solver, který mezi simulovanými případy nachází závislost a rozšiřuje tak oblast řešení dp na spojitou funkci, a to vše pomocí matematického vyjádření závislostí jednotlivých případů mezi sebou. Jinými slovy byl vyvinut řešič dp pro vstupní a výstupní komoru zařízení WCAC, který je funkčně závislý na čtyřech parametrech $dp = dp(D, m, s, R)$ a v konečném kroku importován do objektového prostředí OpenModelica v souladu s požadavky na výsledný výstup diplomové práce.

Literatura

- [1] Brdička M., Samek L., Sopko B.: *Mechanika kontinua*. Academia, Praha, ISBN 80-200-0772-5, 2000
- [2] Bureš O. a kol. *Traktory a automobily*. Praha : Státní zemědělské nakladatelství, 1986.
- [3] *Calculation of thermodynamic state variables of air*. Peace software [online]. Berlin: Berndt Wischnewski [cit. 2016-04-04]. Dostupné z: http://www.peacesoftware.de/einigewerte/luft_e.html
- [4] Cauchy momentum equation. In: *Wikipedia: the free encyclopedia* [online]. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2016 [cit. 2016-04-08]. Dostupné z: https://en.wikipedia.org/wiki/Cauchy_momentum_equation#cite_note-Acheson-1
- [5] CD-adapco (2014): User guide, STAR-CCM+, Version 9.06.
- [6] CD-adapco (2011): User guide, STAR-CCM+, Version 6.04.014
- [7] *Compute Grid Spacing for a Given Y+* [online]. Pointwise, 2016 [cit. 2016-02-14]. Dostupné z: <http://www.pointwise.com/yplus/>
- [8] Creech, D.T., Thomas B.G. *3-D Turbulent Multiphase Modeling of Molten Steel Flow and Heat Transfer in a Continuous Slab Caster* [online]. University of Illinois at Urbana-Champaign, 1998 [cit. 2016-02-16]. Dostupné z: http://ccc.illinois.edu/PDF%20Files/Publications/98_CFXpaper_post.pdf
- [9] *Determining Turbulence Parameters*. [online]. Fluent Incorporated. [cit. 2016-03-10]. Dostupné z: <http://jullio.pe.kr/fluent6.1/help/html/ug/node178.htm>
- [10] Fritzson, P. A., c2004, *Principles of object-oriented modeling and simulation with Modelica 2.1*. New York : Wiley-Interscience. ISBN 0471471631.
- [11] Gscheidle, R. a kol. *Příručka pro automechanika*. 2. upravené vydání. Praha : Sobotáles, 2002. 637 s. ISBN 80-85920-83-2.
- [12] *Hydraulic Diameter*. [online]. Neutrium. [cit. 2016-03-10]. Dostupné z: https://neutrium.net/fluid_flow/hydraulic-diameter/
- [13] *Introduction* [online]. OpenModelica, 2016 [cit. 2016-02-14]. Dostupné z: <https://openmodelica.org/>
- [14] *Large eddy simulation (LES)*. CFD-online. [cit. 2016-02-13] Dostupné z: http://www.cfd-online.com/Wiki/Large_eddy_simulation_%28LES%29
- [15] Launder, B.E.; Spalding, D.B. *The numerical computation of turbulent flows*. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering. Volume 3 (Issue 2) March 1974: p. 269–289. ScienceDirect. Dostupné z: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0045782574900292>

- [16] Levin, M. *EFirst Look: Ford's All-New 6.7-Liter V-8 Power Stroke Diesel Engine*. PickupTrucks, 2009 [cit. 2016-03-10]. Dostupné z: <http://news.pickuptrucks.com/2009/08/first-look-fords-new-6-7-liter-v-8-scorpion-power-stroke-diesel-engine.html>
- [17] London, A. L., 1968, *Laminar flow gas turbine regenerators – the influence of manufacturing tolerances*, T.R. No. 69, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, Stanford, California, 1968.
- [18] Lukáčová-Medvidřová, M.: *Mathematical Methods in Fluid Dynamics*. Akademické nakladatelství CERM, Brno, ISBN 80-214-2511-3, 2003
- [19] Modelica association. *Modelica-A United Object Oriented Language for Systems Modeling: Language Specification*. 2012.
- [20] *Modelica Tools* [online]. Modelica, 2016 [cit. 2016-02-14]. Dostupné z: <https://www.modelica.org/tools>
- [21] *Modelica Libraries* [online]. Modelon, 2016 [cit. 2016-02-14]. Dostupné z: <http://www.modelon.com/products/modelica-libraries/>
- [22] Moukalled, F., L. Mangani and M. Darwish. *The Finite Volume Method in Computational Fluid Dynamics: An Advanced Introduction with OpenFOAM® and Matlab®*. American University of Beirut, Lebanon: Springer International Publishing, 2015. ISBN 978-3-319-16873-9.
- [23] Mueller, A. C., 1974, *Criteria for maldistribution in viscous flow coolers*, Heat Transfer 1974, Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf., Vol. 5, pp. 170–174.
- [24] Mueller, A. C., 1987, *Effects of some types of maldistribution on the performance of heat exchangers*, Heat Transfer Eng., Vol. 8, No. 2, pp. 75–86.
- [25] *Nissens WCAC* [online]. Horsens Denmark: Nissens, 2013 [cit. 2016-02-22]. Dostupné z: http://nissens.com/files/pdf/Brochures_OEM/nissens_wcac_a4_booklet_03.2013_lr.pdf
- [26] Pastuchová, M. *Open source přebírá v oblasti softwaru klíčovou roli*. ICT manažer, 2011 [cit. 2016-03-10]. Dostupné z: <http://www.ictmanazer.cz/2011/11/open-source-prebira-v-oblasti-softwaru-klicovou-rolu/>
- [27] Pecák R. *Vědci z brněnského Honeywellu stojí za novou automobilovou érou - dobou elektrických turbodmychadel*. Aktuálně, 2016 [cit. 2016-03-10]. Dostupné z: <http://zpravy.aktualne.cz/ekonomika/auto/doba-elektricky-turbodmychadel-je-za-dvermi-tvrdi-vedci-z/r~26bc1b86eab311e58a2b0025900fea04/>
- [28] Perlmutter, M., 1961, *Inlet and exit header shapes for uniform flow through a resistance parallel to the main stream*, ASME J. Basic Eng., Vol. 83, pp. 361-370.
- [29] Rejlek, J. *Elektrické turbo – hit budoucnosti*. iFaster, 2014 [cit. 2016-03-10]. Dostupné z: <http://ifaster.cz/elektricke-turbo-hit-budoucnosti/>

-
- [30] Rosen, Michael. *Lubrication* [online]. Stanford University, 2007 [cit. 2016-02-13]. Dostupné z: <http://large.stanford.edu/courses/2007/ph210/rosen2/>
- [31] Roubíček T. *Zářné zítřky matematického modelování*. Vesmír, 2012 [cit. 2016-03-10]. Dostupné z: <http://casopis.vesmir.cz/clanek/zarne-zitrky-matematickeho-modelovani>
- [32] Sajdl, J. *Emisní norma EURO*. Autolexicon, 2016 [cit. 2016-03-10]. Dostupné z: <http://www.autolexicon.net/cs/articles/emisni-norma-euro/>
- [33] Sagaut, P., Deck, S., Terracol, M.: *Multiscale and Multiresolution Approaches in Turbulence* Imperial College Press, London, ISBN 1-86094-650-X, 2006
- [34] Shah, R and Sekulic, Dušan P, 2003, *Fundamentals of heat exchanger design*. Hoboken, NJ : John Wiley & Sons. ISBN 0471321710.
- [35] *Standard k-w Model*. [online]. Ansys Fluent Users Guide 6.3. [cit. 2016-03-10]. Dostupné z: https://www.sharcnet.ca/Software/Fluent6/html/ug/node486.htm#alpha_star
- [36] Sumer, B.M. and Fredsoe J. *Hydrodynamics around cylindrical structures*. Singapore: World Scientific Publishing, 1999. ISBN 981-02-2898-8
- [37] Šob, F. *Hydromechanika: studijní materiál pro I. stupeň magisterského studia, 2. a 3. ročník*. Brno: Akademické nakladatelství CERM s.r.o., 2002. Učební texty vysokých škol (Vysoké učení technické v Brně). ISBN 80-214-2037-5.
- [38] *The Application of a Wave Action Design Technique with Minimal Cost on a Turbocharged Engine Equipped with Water Cooled Charge Air Cooler Aimed for Energy Management*. ScienceDirect. 2013, 36(Volume 36), str. 948 -957
- [39] *VDI heat atlas*, 2010, 2nd ed. New York: Springer. ISBN 3540778764.
- [40] Versteeg, H. K. and Malalasekera, W., 2007, *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*. 2nd ed. New York : Pearson Education Ltd. ISBN 0131274988.
- [41] Visavale, G. *Grid Generation for CFD Simulation: Introduction* [online]. IIT Delhi, 2013 [cit. 2016-02-16]. Dostupné z: <https://ganeshvisavale.wordpress.com/tag/m-tech/>
- [42] Vlček P. *Modelování turbulentního proudění*. FS ČVUT Ústav procesní a zpracovatelské techniky. [online] Praha 2013. [cit. 2016-05-16]. Dostupné z: <http://chps.fsid.cvut.cz/pt/2013/pdf/3509.pdf>
- [43] Vlk F., *Automobilová technická příručka. 1. vyd. Brno: František Vlk, 2003. ISBN 80-238-9681-4.*
- [44] Volavý J. *Řešení turbulentního dvoufázového proudění metodou Large Eddy Simulation* Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2013. 98 s. Vedoucí dizertační práce prof. Ing. Miroslav Jícha, CSc.
-

- [45] Vrána, J. *Přepřínování spalovacích motorů*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2010. 42 s. Vedoucí práce doc. Ing. Josef Štětina, Ph.D.
- [46] Wassergekühlter Ladeluftkühler. *Ebay.de* [online]. 2016 [cit. 2016-05-16]. Dostupné z: <http://www.ebay.de/itm/Wassergekuehler-Ladeluftkuehler-universal-76mm-3-Zoll-310x320x115mm-/401023264571?hash=item5d5ed9673b:g:a8IAA0Sw~bFWPGqm>
- [47] Wassergekühlter Ladeluftkühler. *Ebay.de* [online]. 2016 [cit. 2016-05-16]. Dostupné z: <http://www.ebay.de/itm/Wassergekuehler-Ladeluftkuehler-universal-66mm-2-5-Zoll-276x225x90mm-/361424054407?hash=item54268d6887:g:4qcAA0SwYHxWPGqT>
- [48] Wilcox, D. C. *Formulation of the $k-w$ Turbulence Model Revisited*. C46, AIAA Journal, pp. 2823–2838. ScienceDirect. Dostupné z: <http://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/1.36541>
- [49] Wilcox, D. C. *Turbulence Modeling for CFD*. DWC Industries, Anaheim, ISBN 0-9636051- 5-1, 2000.
- [50] Žitný R. *Numerická analýza procesů, 9. přednáška - Turbulence*. [online]. Praha. ČVUT, 2012. [cit. 2016-05-16] Dostupné z: <users.fs.cvut.cz/~zitnyrud/NAP9.ppt>

Seznam použitých symbolů, zkratek, obrázků a tabulek

Symbol	Jednotka	Popis
Latinská abeceda		
A	[1]	látková konstanta
$A_{0,i}$	[m ²]	čelní plocha proudu
$A_{0,f}$	[m ²]	plocha s minimální proudem k čelní ploše proudu
a	[m.s ⁻²]	zrychlení
a_f	[1]	faktor závislý na povaze proudění
C	[1]	látková konstanta
C_v	[1]	empirická konstanta
$C_{1\epsilon}$	[1]	konstanta modelu
$C_{2\epsilon}$	[1]	konstanta modelu
$C_{3\epsilon}$	[1]	konstanta modelu
D	[mm]	průměr přípojného potrubí
d_i	[m]	průměr trubice
dm_k	[kg]	konvektivní změna hmotnosti
dm_t	[kg]	lokální změna hmotnosti
dp	[Pa]	tlaková ztráta
dp_{in}	[Pa]	tlaková ztráta ve vstupní komoře
dp_{out}	[Pa]	tlaková ztráta ve výstupní komoře
F	[N]	síla
f	[1]	Fanningův třecí faktor
G	[kg.s ⁻¹]	hmotnostní tok vlnovcem
G_k	[1]	generace kinetické energie k
G_b	[1]	generace kinetické energie v důsledku vztlaku
G_ω	[1]	generace specifické disipace energie ω
h_i	[J.m ⁻¹]	kinetická energie vztažená na jednotku délky pro vstupní komoru
h_o	[J.m ⁻¹]	kinetická energie vztažená na jednotku délky pro výstupní komoru
k	[m ² s ⁻²]	turbulentní kinetická energie
K_c	[1]	bezrozměrný ztrátový součinitel stažení proudu na vstupu do výměníku
K_e	[1]	bezrozměrný ztrátový součinitel rozšíření proudu na výstupu z výměníku
L	[m]	délka vlnovců ve směru proudění
L_k	[m]	Kolmogorovo délkové měřítko
l	[1]	délkové měřítko
l_t	[m]	délka trubice
l_m	[m]	délková vzdálenost od stěny
m	[kg]	hmotnost

\dot{m}	[kg h ⁻¹]	hmotnostní tok
n_t	[1]	počet trubek
p	[Pa]	statický tlak
p_{in}	[Pa]	iniciální tlak
$p_{interiors}$	[Pa]	suma dílčích tlaků na rozhraní mezi komorou a oblastí vlnovců
P_I	[kg m ⁻⁴]	hodnota Inercial Resistance
P_V	[kg m ⁻³ s ⁻¹]	hodnota Porous Viscous Resistance
R	[1]	hodnota 1 (geometrie se zaoblením), hodnota 0 (bez zaoblení)
R_n	[1]	normalizovaná rezidua
Re	[1]	Reynoldsovo číslo
Re_i	[1]	Reynoldsovo číslo pro konkrétní proud
Re_k	[1]	Kolmogorovo Reynoldsovo číslo
Re_L	[1]	Reynoldsovo číslo, které charakterizuje největší měřítko turbulence
S	[m ²]	průřez zkoumané oblasti
S_{IN}	[m ²]	průřez přípojného vedení
S_{ij}	[Pa]	tenzor napětí
S_k	[1]	uživatelsky definovaný zdrojový člen
s	[1]	hodnota 1 (top spout), 2 (angle spout), 3 (side spout)
t	[s]	čas
T	[°C]	teplota
T_{in}	[°C]	iniciální teplota
T_m	[°C]	střední teplota proudu
T_w	[°C]	teplota stěny
u_i	[m s ⁻¹]	složka vektoru rychlosti
u_j	[m s ⁻¹]	všechny složky vektoru rychlosti
\vec{u}	[m s ⁻¹]	vektor rychlosti
u'	[m s ⁻¹]	fluktuační rychlosti
$u_{m,i}$	[m s ⁻¹]	střední rychlost vstupní
$u_{m,o}$	[m s ⁻¹]	střední rychlost výstupní
u_x	[m s ⁻¹]	složka rychlosti v ose x
u_y	[m s ⁻¹]	složka rychlosti v ose y
u_r	[m s ⁻¹]	složky rychlosti rovnoběžné s vektorem gravitace
u_g	[m s ⁻¹]	složka vektoru gravitace
u	[1]	rychlostní měřítko
u_τ	[m s ⁻¹]	třecí rychlost
V	[m ³]	objem
v_k	[m s ⁻¹]	Kolmogorovo rychlostní měřítko
w	[m s ⁻¹]	rychlost proudění
w_i	[m s ⁻¹]	rychlost proudění konkrétního média
x_i	[m]	prostorová proměnná
x_w	[m]	souřadnice vzdálenosti, kde dojde k ustálení střední teploty proudu a teploty stěny
Y_M	[1]	příspěvek od fluktuujících dilatací k celkové disipaci
Y_k	[1]	disipace k vlivem turbulence

Y_ω	[1]	disipace ω vlivem turbulence
y^+	[1]	bezrozměrná vzdálenost od stěny
y_0	[m]	rozměr ve směru osy y pro outlet
z_i	[m]	rozměr ve směru osy z pro inlet
Řecká abeceda		
α^*	[1]	korekční činitel
Γ_k	[m ² s ⁻¹]	efektivní difuzivita k
Γ_ω	[m ² s ⁻¹]	efektivní difuzivita ω
Δp_{inc}	[Pa]	tlaková ztráta mezi skutečným a uniformním tokem
Δp_{max}	[Pa]	skutečná tlaková ztráta způsobená třením v oblasti vlnoců
Δp_{uni}	[Pa]	uniformní tlaková ztráta způsobená třením v oblasti vlnoců
Δx	[m]	velikost hrany elementu na ose x
Δy	[m]	velikost hrany elementu na ose y
Δz	[m]	velikost hrany elementu na ose z
ϵ	[m ² s ⁻³]	rychlost disipace
ζ	[1]	Odporový součinitel
μ	[Pa s]	dynamická viskozita kapaliny
μ_t	[Pa s]	vírová turbulentní viskozita
ν	[m ² s ⁻¹]	kinematická viskozita
ν_t	[m ² s ⁻¹]	turbulentní kinematická viskozita
ρ	[kg m ⁻³]	hustota tekutiny
σ	[1]	poměr plochy s minimálním volným proudem k čelní ploše daného proudu
σ_k	[1]	konstanta modelu
τ	[Pa]	smykové napětí
τ_k	[s]	Kolmogorovo časové měřítko
τ_0	[s]	časová souřadnice
τ_{xx}	[Pa]	složka smykového napětí v rovině kolmé na osu x a ve směru osy x
τ_{xy}	[Pa]	složka smykového napětí v rovině kolmé na osu x a ve směru osy y
τ_{xz}	[Pa]	složka smykového napětí v rovině kolmé na osu x a ve směru osy z
ω	[s ⁻¹]	frekvence vírů

Zkratky

CAD	Computational Aided Design
CAE	Computer Aided Engineer
CCM	Computational Continuum Mechanics
CFD	Computational Fluid Dynamics
DNS	Direct Numerical Simulation

FDM	Finite Difference Method
FEA	Finite Element Analysis
FEM	Finite Element Method
FVM	Finite Volume Method
NS	Navier-Stokes
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
RNG	Re-Normalisation Group
WCAC	Water-cooled Charge Air Cooler

Další označení

$\frac{D}{Dt}$	Substanciální derivace podle času
∇	Hamiltonův operátor

Seznam obrázků

2.1	Umístění WCAC [25]	4
2.2	Laminární proudění oblastí vlnovců [34]	9
2.3	a) souproud b) protiproud c) s volným výtokem [34]	10
2.4	c) obrácený d) souběžný [34]	11
3.1	Úhel 90° [47]	15
3.2	Úhel 0° [46]	15
3.3	Úhel 90°	15
3.4	Úhel 0°	15
4.1	Infinitezimální element tekutiny [22]	18
4.2	Úhel 0°	27
4.3	Úhel 45°	27
4.4	Úhel 90°	27
4.5	Ukázka použití polyhedrálních elementů	28
4.6	Ukázka Y+ na konfiguraci side-ON-50-0,2	29
4.7	Závislost tlakové ztráty na rychlosti	33
4.8	Vektory rychlosti. Konfigurace side-ON-50-0,2.	35
5.1	Rychlostní pole komory top-OFF-40-0,1	38
5.2	Rychlostní pole komory top-OFF-50-0,1	38
5.3	Rychlostní pole komory top-OFF-60-0,1	39
5.4	Tlakové pole komory top-OFF-60-0,1	39
5.5	Rychlostní pole komory side-OFF-40-0,1	39
5.6	Rychlostní pole komory side-OFF-50-0,1	39
5.7	Rychlostní pole komory side-OFF-60-0,1	40
5.8	Tlakové pole komory side-OFF-60-0,1	40
5.9	Rychlostní pole komory angle-ON-40-0,2	40
5.10	Rychlostní pole komory angle-ON-50-0,2	40
5.11	Rychlostní pole komory angle-ON-60-0,2	41
5.12	Tlakové pole komory angle-ON-60-0,2	41
5.13	Rychlostní pole komory top-ON-50-0,3	41
5.14	Rychlostní pole komory top-ON-50-0,2	41
5.15	Rychlostní pole komory top-ON-50-0,1	42
5.16	Tlakové pole komory top-ON-50-0,1	42
5.17	Rychlostní pole komory angle-OFF-60-0,1	42
5.18	Rychlostní pole komory angle-OFF-60-0,2	42
5.19	Rychlostní pole komory angle-OFF-60-0,3	43
5.20	Tlakové pole komory angle-OFF-60-0,3	43
5.21	Rychlostní pole komory side-OFF-50-0,1	43
5.22	Rychlostní pole komory side-OFF-50-0,3	43

5.23	Rychlostní pole komory top-OFF-60-0,2	44
5.24	Rychlostní pole komory angle-OFF-60-0,2	44
5.25	Rychlostní pole komory side-OFF-60-0,2	45
5.26	Tlakové pole komory side-OFF-60-0,2	45
5.27	Rychlostní pole komory top-ON-60-0,2	45
5.28	Rychlostní pole komory angle-ON-60-0,2	45
5.29	Rychlostní pole komory side-ON-60-0,2	46
5.30	Tlakové pole komory side-ON-60-0,2	46
5.31	Rychlostní pole komory side-OFF-40-0,1	46
5.32	Rychlostní pole komory side-ON-40-0,1	46
5.33	Rychlostní pole komory top-OFF-40-0,1	47
5.34	Rychlostní pole komory top-ON-40-0,1	47
5.35	Rychlostní pole komory angle-OFF-60-0,1	47
5.36	Rychlostní pole komory angle-ON-60-0,1	47
6.1	Závislost $a(D)$	50
6.2	Závislost $b(\dot{m})$	51
6.3	Závislost $c(\dot{m})$	52
6.4	Závislost $d(\dot{m})$	53
6.5	Závislost $e(D)$	53
6.6	Závislost $f(D)$	54
6.7	Závislost $dp(\dot{m})$	56
6.8	Konstanty v závislosti na parametru D	57
6.9	3D graf submodelu dp_1	58
6.10	Závislost $dp(\dot{m})$	59
6.11	Konstanty v závislosti na parametru D	60
6.12	3D graf submodelu na vstupu dp_1	60
6.13	3D graf submodelů vytvořených odlišnými způsoby.	61
7.1	Shrnutí tlakových ztrát	75

Seznam tabulek

3.1	Zadané okrajové podmínky proudu	16
4.1	Označení konkrétního typu WCAC	27
4.2	Prism layer	29
4.3	Okrajové podmínky na vstupu	30
4.4	Použité fyzikální modely	31
4.5	Fyzikální vlastnosti média [3]	32
4.6	Tabulka od zadavatele	32
4.7	Přepočtená tabulka	32
4.8	Definování Field Function	36
4.9	Camera setting	37
6.1	Tlakové ztráty: vstupní komora top spout, ON	49
6.2	První ověření modelu	50
6.3	Druhé ověření modelu	51
6.4	Třetí ověření modelu	52
6.5	Vliv exponentů	54
6.6	Tlakové ztráty na top spout ON.	55
6.7	Koeficienty pro tvorbu submodelu.	56
6.8	Tlakové ztráty na vstupu top spout ON.	58
6.9	Koeficienty pro tvorbu submodelu.	59
7.2	Obsah DVD	74

Seznam příloh

Na přiloženém DVD jsou uloženy následující adresáře se soubory, viz 7.2. Následuje tabulka výsledků z CFD simulací tlakových ztrát všech komor zařízení WCAC, viz 7.1. Dále je uveden zdrojový kód pro řešení Δp vstupní komory, zápis v OpenModelice, viz 7.3. Zdrojový kód pro řešení Δp výstupní komory, zápis v OpenModelice, viz 7.4. Srovnání 3D plotů při tvorbě solveru dvěma způsoby, vykreslení maxim a relativní chyby, viz kap. 7.6.

7.1 Datový nosič

Tabulka 7.2: Obsah DVD

Adresář		Soubor
import_geometry	2_tanks	všechny .igs
pre_proc	makra	*.java
		* pro každý případ
	porous	porous.xlsx
	TI a TLS	TI a TLS inlet.mcdx
		TI a TLS inlet.pdf
		TI a TLS outlet.mcdx
		TI a TLS pro 1 outlet.pdf
proc		*.sim (uloženo na HDD)
		* pro každý případ
		absolute total pressure, dp,
		velocity, vorticity, residuals
post_proc	3D grafy pro vstupni komory	dp_in.m
		dp_in_text.txt
		dp1 až dp6.jpg
	3D grafy pro vystupni komory	dp_out.m
		dp_out_text.txt
		dp1 až dp6.jpg
	openmodelica IN chamber	dp_in.mo
		om_vstupni_komora.txt
	openmodelica OUT chamber	dp_out.mo
		om_vystupni_komora.txt
	dp_v_excelu	dp_vsechny_iterace.xlsx
		regrese.xlsx
	matlab	pro 3 až 9 .csv

7.2 Tlakové ztráty komor WCAC

	0,1			0,2			0,3		
	40	50	60	40	50	60	40	50	60
INLET TANK: top_spout,ON	-1 742	-655	-284	-6 708	-2 338	-933	-18 462	-7 044	-3 026
INLET TANK: top_spout,OFF	-2 587	-938	-383	-10 040	-3 707	-1 509	-26 339	-9 639	-4 102
INLET TANK: angle_spout,OFF	-2 378	-802	-334	-9 375	-3 158	-1 292	-20 570	-7 042	-2 781
INLET TANK: angle_spout,ON	-1 697	-637	-274	-6 705	-2 430	-1 031	-15 591	-5 679	-2 333
INLET TANK: side_spout,OFF	-2 886	-922	-352	-11 251	-3 528	-1 325	-24 833	-9 197	-3 258
INLET TANK: side_spout,ON	-1 709	-601	-248	-6 773	-2 252	-958	-17 127	-6 619	-1 937
OUTLET TANK: top_spout,ON	-631	-270	-138	-2 283	-826	-379	-7 971	-3 424	-1 710
OUTLET TANK: top_spout,OFF	-1 387	-597	-295	-5 291	-2 277	-1 116	-15 425	-6 362	-3 125
OUTLET TANK: angle_spout,OFF	-1 436	-505	-226	-5 441	-1 908	-847	-11 138	-4 200	-1 724
OUTLET TANK: angle_spout,ON	-684	-289	-153	-2 415	-1 043	-549	-5 001	-2 165	-1 124
OUTLET TANK: side_spout,OFF	-1 191	-561	-266	-5 673	-2 083	-995	-14 877	-6 009	-2 209
OUTLET TANK: side_spout,ON	-662	-292	-164	-2 301	-1 017	-580	-8 162	-3 564	-1 218
TANK: top_spout,ON	-2 373	-925	-422	-8 991	-3 164	-1 312	-26 433	-10 468	-4 736
TANK: top_spout,OFF	-3 974	-1 535	-678	-15 331	-5 984	-2 625	-41 764	-16 000	-7 227
TANK:angle_spout,OFF	-3 814	-1 307	-560	-14 816	-5 066	-2 140	-31 708	-11 242	-4 505
TANK: angle_spout,ON	-2 381	-927	-427	-9 120	-3 474	-1 579	-20 593	-7 845	-3 457
TANK: side_spout,OFF	-4 077	-1 483	-618	-16 924	-5 611	-2 320	-39 710	-15 206	-5 467
TANK: side_spout,ON	-2 372	-893	-411	-9 074	-3 269	-1 538	-25 290	-10 183	-3 154

Obrázek 7.1: Shrnutí tlakových ztrát

7.3 INLET tank

```

parameter Real D = 40;
// diameter [mm]
parameter Real m = 0.1;
// mass flow [m/s]
parameter Real R = 0;
// radius (ON=1, OFF=0)
parameter Real s = 2;
// spout (top=1, angle=2, side=3)

```

```

Real a;
Real b;
Real c;
Real d;
Real e;
Real f;
Real g;
Real h;
Real i;
Real j;
Real k;
Real l;
Real n;
Real o;
Real p;
Real q;

```

```

Real r;
Real u;
Real theta;
Real psi;
Real alfa;
Real beta;
Real gamma;

```

```

Real dp1;
Real dp2;
Real dp3;
Real dp4;
Real dp5;
Real dp6;

```

```

Real dp;

```

```

equation

```

```

a=(-546.5625)*D^2+(68019.6874999997)*D+(-2185701.95312499);
b=(51.541015625)*D^2+(-7004.7460937499)*D+(249889.414062497);
c=(-3.271015625)*D^2+(451.42578125)*D+(-16388.0078125);
d=(-997.7109375)*D^2+(118220.234375003)*D+(-3574812.89062507);
e=(147.358203125)*D^2+(-17107.4335937508)*D+(506702.773437522);
f=(-10.230234375)*D^2+(1185.9187500001)*D+(-35049.9687500029);
g=(-417.78125)*D^2+(50946.0546874978)*D+(-1579257.03124994);
h=(-36.86015625)*D^2+(3955.0195312506)*D+(-106238.359375014);
i=(2.3281640625)*D^2+(-249.2058593751)*D+(6665.5781250024);
j=(-377.9453031250)*D^2+46130.3897812504*D-1434457.0125000100;
k=(4.4593703125)*D^2-821.5073906251*D+33837.2562500029;
l=(-0.1480072500)*D^2+40.1831525001*D-1939.5613750015;
n=(-12.2089843750)*D^2+11866.3476562488*D-716002.7343749680;
o=(-202.7287109375)*D^2+20775.1269531251*D-512023.5546875040;
p=(13.4313281250)*D^2-1373.1414062500*D+33697.2343749999;
q=(-31.712890625)*D^2+(15727.3242187488)*D+(-842864.843749967);
r=(-114.1052734375)*D^2+(9820.4472656251)*D+(-181535.937500003);
u=(7.9546875)*D^2+(-688.9414062499)*D+(12894.7890624985);
theta=R;
psi=(-R) + 1;
alfa=0.5*s^2 - 2.5 * s + 3;
beta = (-s ^ 2) + 4 * s - 3;
gamma = 0.5 * s ^ 2 - 1.5 * s + 1;

```

```

dp1=(a)*m^2+(b)*m+(c);
dp2=(d)*m^2+(e)*m+(f);
dp3=(g)*m^2+(h)*m+(i);
dp4=(j)*m^2+(k)*m+(l);

```

```
dp5=(n)*m^2+(o)*m+(p);
dp6=(q)*m^2+(r)*m+(u);
```

```
dp=(((dp1^theta)*(dp2^psi))^alfa)*(((dp3^theta)*(dp4^psi))^beta)*
(((dp5^theta)*(dp6^psi))^gamma);
```

7.4 OUTLET tank

```
parameter Real D = 40;
// diameter [mm]
parameter Real m = 0.1;
// mass flow [m/s]
parameter Real R = 0;
// radius (ON=1, OFF=0)
parameter Real s = 2;
// spout (top=1, angle=2, side=3)
```

```
Real a;
Real b;
Real c;
Real d;
Real e;
Real f;
Real g;
Real h;
Real i;
Real j;
Real k;
Real l;
Real n;
Real o;
Real p;
Real q;
Real r;
Real u;
Real theta;
Real psi;
Real alfa;
Real beta;
Real gamma;
```

```
Real dp1;
Real dp2;
Real dp3;
Real dp4;
Real dp5;
```

Real dp6;

Real dp;

equation

```
a=-260.419921875*D^2+33406.0742187506*D+(-1121403.12500002);
b=39.0654296875*D^2+(-5410.396484375)*D+197945.781250001;
c=-2.4448046875*D^2+345.891796875*D+(-12940.21875);
d=-651.234375*(D^2)+77729.3359374999*D+(-2378665.234375);
e=127.00390625*(D^2)+(-14940.55078125)*D+448810.429687499;
f=-8.621484375*(D^2)+1014.6734375*D+(-30503.859375);
g=(-42.330078125)*D^2+7821.8164062503*D+(-329707.031250008);
h=(-78.3103515625)*D^2+8446.5019531248*D+(-227247.421874994);
i=4.99328125*D^2+(-536.27421875)*D+14339.5625;
j=(-74.691409375)*D^2+9154.37528125*D+(-289386.724999998);
k=(-8.5453109375)*D^2+1017.230328125*D+(-31519.2937500001);
l=0.3109373125*D^2+(-37.712483125)*D+1204.937125;
n=(-100.017578125)*D^2+20594.7851562499*D+(-899860.546874998);
o=-78.2966796875*D^2+6527.8261718751*D+(-109825.429687502);
p=7.1515234375*D^2+(-644.608984375)*D+12910.1796875;
q=(-199.552734375)*m^2+(29959.1601562499)*m+(-1090224.21875);
r=(29.6013671875)*m^2+(-5350.2832031249)*m+(213606.640624997);
u=(-2.178828125)*m^2+(381.7984375)*m+(-15032.609375);
theta=R;
psi=(-R) + 1;
alfa=0.5 * s ^ 2 - 2.5 * s + 3;
beta = (-s ^ 2) + 4 * s - 3;
gamma = 0.5 * s ^ 2 - 1.5 * s + 1;
```

```
dp1=(a)*m^2+(b)*m+(c);
dp2=(d)*m^2+(e)*m+(f);
dp3=(g)*m^2+(h)*m+(i);
dp4=(j)*m^2+(k)*m+(l);
dp5=(n)*m^2+(o)*m+(p);
dp6=(q)*m^2+(r)*m+(u);
```

```
dp((((dp1^theta)*(dp2^psi))^alfa)*(((dp3^theta)*(dp4^psi))^beta)*
(((dp5^theta)*(dp6^psi))^gamma);
```

7.5 Vstupní komora (delší metoda)

```
model dp
  parameter Real D = 40;
  // diameter [mm]
  parameter Real m = 0.1;
  // mass flow [m/s]
  parameter Real R = 0;
  // radius (ON=1, OFF=0)
  parameter Real s = 2;
  // spout (top=1, angle=2, side=3)
  Real dp;
  Real x;
  Real a1;
  Real b1;
  Real c;
  Real d;
  Real ch1;
  Real i1;
  Real j;
  Real k;
  Real e;
  Real f;
  Real g;
  Real h;
  Real alfa;
  Real n1;
  Real o1;
  Real p;
  Real q;
  Real r1;
  Real t1;
  Real u;
  Real v;
  Real beta;
  Real w1;
  Real delta1;
  Real epsilon;
  Real dzeta;
  Real theta1;
  Real eta1;
  Real iota;
  Real kappa;
  Real gamma;
equation
```



```

x = time * D;
a1 = ((-0.1104673828 * D ^ 2) + 12.987568359 *
  D - 386.31058594) * D;
b1 = (341.00057546 * m ^ 2 - 9.7838613330 * m +
  7.5683803787) * m;
c = 8.0271662950 * m ^ 2 - 3.1369231925 * m +
  1.2334206563;
d = 7.507060596327050 * m ^ 2 - 3.055489746382790 *
  m + 1.2304783686750;
ch1 = D * ((-0.16773183594 * D ^ 2) + 19.688251953 *
  D - 583.83785156);
i1 = m * (256.49821584 * m ^ 2 + 17.077350485 *
  m + 5.7272827931);
j = (-1.400820609999870 * m ^ 2) + 0.6084736499999510 *
  m + 0.9531608411000080;
k = 2.415896589999990 * m ^ 2 - 0.7514876490000400 *
  m + 1.050989799000010;
g = R;
h = (-R) + 1;
alfa = 0.5 * s ^ 2 - 2.5 * s + 3;
beta = (-s ^ 2) + 4 * s - 3;
gamma = 0.5 * s ^ 2 - 1.5 * s + 1;
n1 = D * ((-0.1075033822916660 * D ^ 2) + 12.64398409375000 *
  D - 376.1887177083320);
o1 = m * (55.87467282499710 * m ^ 2 + 80.74111918249960 *
  m + 1.36714135350014);
p = 1.972549255000220 * m ^ 2 - 0.9388105105000820 *
  m + 1.07415555850001;
q = (-0.9437314200000630 * m ^ 2) + 0.1595372769999930 *
  m + 0.9934835865000040;
r1 = D * ((-0.1645902343750000 * D ^ 2) + 19.15287109375000 *
  D - 562.2110937499990);
t1 = m * ((-29.60981722000360 * m ^ 2) + 106.0324772620000 *
  m - 0.3071495539999350);
u = 0.8890337799999770 * m ^ 2 - 0.2816911490000390 *
  m + 1.019278777100010;
v = (-0.8865108649998770 * m ^ 2) + 0.09935478549992920 *
  m + 0.9989296301000080;
w1 = D * ((-0.1140621093750000 * D ^ 2) + 12.33634765625000 *
  D - 393.6830468749990);
delta1 = m * (188.7271258950020 * m ^ 2 + 41.52717466049850 *
  m + 3.960011275000220);
epsilon = (-179.4287452850000 * m ^ 2) + 72.26603044650010 *
  m - 4.432315591800000;
dzeta = 51.17441755500010 * m ^ 2 - 21.91790173050010 *
  m + 2.680045997500010;
eta1 = D * ((-0.2055429036458330 * D ^ 2) + 23.86780273437500 *

```

```

D = 697.9827213541660);
theta1 = m * ((-15.11562110000160 * m ^ 2) + 99.47895373800030 *
m + 0.2032608372000640);
iota = 9.84313227999960 * m ^ 2 - 3.144966935000000 *
m + 1.2160653707000000;
kappa = (-2.01871733999997 * m ^ 2) + 0.4474784969999970 *
m + 0.97543932370000020;
e = (-0.005 * D ^ 2) + 0.55 * D - 14;
f = 0.005 * D ^ 2 - 0.45 * D + 10;
dp = ((a1 * b1 * c ^ e * d ^ f) ^ g * (ch1 * i1 * j ^ e *
k ^ f) ^ h) ^ alfa *
((n1 * o1 * p ^ e * q ^ f) ^ g * (r1 * t1 * u ^ e * v ^ f)
^ h) ^ beta * ((w1 *
delta1 * epsilon ^ e * dzeta ^ f) ^ g * (theta1 * eta1 *
iota ^ e * kappa ^ f) ^ h) ^
gamma;
end dp;

```

7.6 Srovnání dvou submodelů

```

dX=linspace(40,60,21);
dY=linspace(0.1,0.3,21);

[D,m]=meshgrid (dX,dY);
dp1(((((-0.1104673828 * D.^ 2) + 12.987568359 * D - 386.31058594).*
D).*((341.00057546 * m.^ 2 - 9.7838613330 * m + 7.5683803787).* m)).*
(8.0271662950 * m.^ 2 - 3.1369231925 * m + 1.2334206563).^((-0.005 *
D.^ 2) + 0.55 * D - 14)).*(7.507060596327050 *
m.^ 2 - 3.055489746382790 * m + 1.2304783686750).^ ( 0.005 *
D.^ 2 - 0.45 * D + 10)); dp1k=(-546.5625)*
D.^2+(68019.6874999997)* D+(-2185701.95312499)).*
m.^2+((51.541015625)*D.^2+(-7004.7460937499)*
D+(249889.414062497)).* m+((-3.271015625)*D.^2+(451.42578125)*
D+(-16388.0078125));

```

%dp1 je submodel tlakove ztraty z toho komplexnejsiho modelu %dp1k je submodel pomoci koeficientu

```

surf(D,m,dp1)
hold on;
surf(D,m,dp1k);

```

```

FontName='cmr10';
title('Vstupní komora: top spout (0°), ON', 'FontWeight', 'bold', 'Fontname',
FontName,
'FontSize',16);%format titulku

```

```

fontsize=12;
xlabel('Průměr [mm]', 'Fontname', FontName, 'FontSize', fontsize); %format
popisku u os
ylabel('Hmotnostní tok [kg/s]', 'Fontname', FontName, 'FontSize', fontsize);
zlabel('Tlaková ztráta [Pa]', 'Fontname', FontName, 'FontSize', fontsize);
%set(get(gca, 'zlabel'), 'rotation', 90); %0točení popisku

set(gca, 'XLim', [40 60]); %rozsah osy
set(gca, 'XTick', [40:10:60]); %tick
XTL = get(gca, 'XTickLabel');
set(gca, 'XTickLabel', XTL, 'FontName', FontName); %format cisel u os

set(gca, 'YLim', [0.1 0.3]);
set(gca, 'YTick', [0.1:0.1:0.3]);
YTL = get(gca, 'YTickLabel');
set(gca, 'YTickLabel', YTL, 'FontName', FontName);

view(140, 30)
print(gcf, 'dp_2modely.jpg', '-dpng', '-r300') %POZN

diff=dp1-dp1k;
maxdiff=max(max(diff));
[row,col,v]=find(diff==maxdiff);

maxdiffX=dX(row)
maxdiffY=dY(col)
maxdiffZ=diff(row,col)
err=maxdiffZ/abs(dp1(row,col))*100

```