



ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta strojní
Ústav energetiky

**MÍSTNÍ ZTRÁTA VE SPOJÍ PLASTOVÉHO POTRUBÍ
SVAŘOVANÉHO NA TUPO**

**LOCAL HEAD LOSS IN PLASTIC PIPELINE JOINT
WELDED BY BUTT FUSION**

Diplomová práce

Studijní program: Strojní inženýrství

Studijní obor: Energetika

Vedoucí práce: prof. Ing. Jan Melichar, CSc.

Martin Tašek

Praha 2016



ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

pro: Bc. Martin TAŠEK

program: Strojní inženýrství

obor: Energetika

Název tématu: Místní ztráta ve spoji plastového potrubí svařovaného na tupo

Title: Local head loss in plastic pipeline joint welded by butt fusion

Zásady pro vypracování:

Predikce součinitele místní ztráty ve spojích polyetylenových trub svařovaných metodou na tupo s využitím prostředku CFD. Stanovení vhodného modelu turbulence. Posouzení modifikací geometrie spoje na velikost disipace energie ve spoji.

Rozsah grafických prací: Do 60 stran textu

Rozsah průvodní zprávy:

Seznam odborné literatury:

Kolář, V., Vinopal, S.: *Hydraulika průmyslových armatur*, SNTL, 1963;

Melichar, J., Bláha, J.: *Problematika soudobé čerpací techniky*, Vysokoškolská učebnice. Česká technika - nakladatelství ČVUT, Praha, 2007

Vedoucí diplomové práce: prof. Ing. Jan Melichar, CSc.

Konzultant/i: Ing. Martin Barták, Ph.D.

Datum zadání diplomové práce: 29. 4. 2016

Datum odevzdání diplomové práce: 10. 6. 2016

Neodevzdá-li student/ka bakalářskou nebo diplomovou práci v určeném termínu, tuto skutečnost předem písemně zdůvodnil a omluva byla děkanem uznána, stanoví děkan studentovi náhradní termín odevzdání bakalářské nebo diplomové práce. Pokud se však student/ka řádně neomluvil/a nebo omluva nebyla děkanem uznána, může si student/ka zapsat bakalářskou nebo diplomovou práci podruhé.

Posluchač/ka bere na vědomí, že je povinen/povinna vypracovat bakalářskou nebo diplomovou práci samostatně bez cizí pomoci s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v bakalářské nebo diplomové práci.


Zadání diplomové práce převzal dne: 29. 4. 2016



student/ka



doc. Ing. Michal Kolovratník, CSc.
vedoucí Ú 12115



prof. Ing. Michael Valášek, DrSc.
děkan fakulty

Anotační list

Jméno autora: Martin Tašek

Název DP: Místní ztráta ve spoji plastového potrubí svařovaného na tupo

Anglický název: Local head loss in plastic pipeline joint welded by butt fusion

Rok: 2016

Studijní program: Strojní inženýrství

Ústav/odbor: Ústav energetiky

Vedoucí: prof. Ing. Jan Melichar, CSc.

Bibliografické údaje:	počet stran	64
	počet obrázků	45
	počet tabulek	8
	počet příloh	0

Klíčová slova: Hydraulické ztráty, tlak, spoj, svar, potrubí, plastové, polyetylen, PE, turbulence, CFD

Keywords: Hydraulic loss, pressure, connection, weld, pipeline, plastic, polyethylene, PE, turbulent, CFD

Anotace:

Diplomová práce se zabývá místními ztrátami ve spoji PE potrubí svařovaném metodou na tupo. První část se zaměřuje na vlastnosti PE potrubí, svařovací metody a chyby vzniklé při svařování na tupo. Dále jsou zde zahrnuty teoretické poznatky o výpočtu hydraulických ztrát, základní úvod do CFD a metody konečných objemů. Tento oddíl také pojednává o metodách modelování turbulence. V druhé části této práce je na základě experimentálně získaných hodnot součinitele místní ztráty stanoven vhodný turbulentní model pro modelování proudění kolem spoje. Poslední část se zabývá vlivem změny geometrie spoje na výslednou hodnotu součinitele místní ztráty.

Abstract:

The diploma thesis deals with local head loss in PE pipeline joint welded by butt fusion. First part is focusing on properties of PE pipes, welding methods and imperfection created during butt fusion welding. Also included are theoretical knowledge about calculation of hydraulic losses, basic introduction to CFD and finite volume method. This part also discusses turbulent modeling methods. In the next part of the thesis, based on experimental data the valid turbulent model for modeling flow around the joint is established. Last part focuses on influence of the joint geometry on local loss coefficient final value.

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně. Veškeré použité informační zdroje jsem uvedl v souladu s metodickým pokynem o etické přípravě vysokoškolských závěrečných prací.

V Praze dne 15. června 2016.

Martin Tašek

Chtěl bych tímto poděkovat panu Prof. Ing. Janu Melicharovi, Csc. za vedení a odbornou konzultaci při psaní této diplomové práce. Také bych rád poděkoval Ing. Pavlu Moslerovi za poskytnutí experimentálních dat a vzorků. V neposlední řadě děkuji své rodině a nejbližším, za podporu po čas celého studia.

Obsah

Použité značení	2
1 Úvod	4
2 Plastová potrubí z PE	6
2.1 Spojování PE potrubí	8
2.2 Vady spoje vzniklé při svařování metodou na tupo.....	9
3 Ztráty mechanické energie při proudění v potrubí	11
3.1 Ztráty třecí.....	11
3.2 Ztráty místní.....	13
4 Základní principy CFD	14
4.1 Diskretizace pomocí metody konečných objemů.....	15
4.1.1 Řešení pro diskrétní systém	18
5 Modelování turbulence	21
5.1 Turbulentní modely v programu FLUENT	24
5.1.1 Přehled vybraných RANS modelů	24
5.2 Modelování turbulence v blízkosti stěny.....	27
6 Stanovení vhodného modelu turbulence	33
6.1 Přenesení geometrie spoje z měřené tratě.....	33
6.2 Tvorba sítě.....	37
6.3 Simulace proudění okolo spoje v potrubí.....	40
6.3.1 Vstupní parametry simulace	40
6.3.2 Analýza simulace.....	40
6.3.3 Vyhodnocení naměřených dat simulace	45
7 Vliv geometrie spoje na hodnotu součinitele místní ztráty	51
7.1 Geometrie referenčního spoje	51
7.2 Nesprávně zformovaný spoj	54
7.3 Přesazený a nesouměrný spoj	56
7.4 Ostrý spoj	58
7.5 Souhrn získaných dat.....	60
8 Závěr	62
Literatura	63

Použité značení

Značka	Veličina	Rozměr
b	šířka spoje potrubí	m
B	integrační konstanta logaritmického zákona	1
c	střední rychlost proudění	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
C_f	Fanningův součinitel	1
d	vnitřní průměr potrubí	m
d_0	vnitřní průměr spoje potrubí	m
d_h	hydraulický průměr	m
e	velikost přesazení	m
\vec{f}	vektor pole objemových sil	$\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$
h	vertikální vzdálenost	m
I	intenzita turbulence	%
k	drsnost potrubí	m
	turbulentní kinetická energie	$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$
l	délka přímého úseku potrubí	m
L	charakteristický rozměr	m
N	počet buněk	-
p	tlak	Pa
PN	jmenovitý tlak	-
Q	objemový průtok	$\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$
Re	Reynoldsovo číslo	1
s	tloušťka potrubí	m
t	čas	s
	teplota	$^{\circ}\text{C}$
u	rychlost ve směru osy x	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
u^+	bezrozměrná rychlost	1
U_{τ}	třecí rychlost	$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2}$
v	rychlost ve směru osy y	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
\vec{v}	rychlost	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
w	rychlost ve směru osy z	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
y^+	bezrozměrná odlehlost od stěny	1
Y	měrná energie	$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$
Y_{zm}	místní ztráty	$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$

Y_{ztr}	třecí ztráty	J.kg^{-1}
Δp	tlakové ztráty	Pa
Δp_{t1m}	třecí ztráty na jeden metr	Pa.m^{-1}
ξ	součinitel místních ztrát	1
κ	von-Kármánova konstanta	1
λ	součinitel třecích ztrát	1
μ	dynamická viskozita	Pa.s^{-1}
ν	kinematická viskozita	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
ρ	hustota	kg.m^{-3}
τ	časový úsek	s
$\bar{\tau}$	tenzor dynamických napětí	$\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-2}$
τ_w	tečné napětí na stěně	Pa
ω	míra specifické disipace turbulentní energie	s^{-1}
ϵ	míra disipace turbulentní energie	$\text{J.kg}^{-1}.\text{s}^{-1}$

Indexy

abs	absolutní
atm	atmosferický
ekv	ekvivalentní
kr	kritický
lam	laminární
s	statická složka
turb	turbulentní

Zkratky

CFD	Computer Fluid Dynamics
DNS	Direct Numerical Simulation
EWT	Enhanced Wall Treatment
LES	Large Eddy Simulation
MKO	Metoda Konečných Objemů
MLWT	Menter-Lechner Wall Treatment
PE	polyetylen
PP	polypropylen
PVC	polyvinylchlorid
RANS	Reynolds Average Navier-Stokes Simulation

1 Úvod

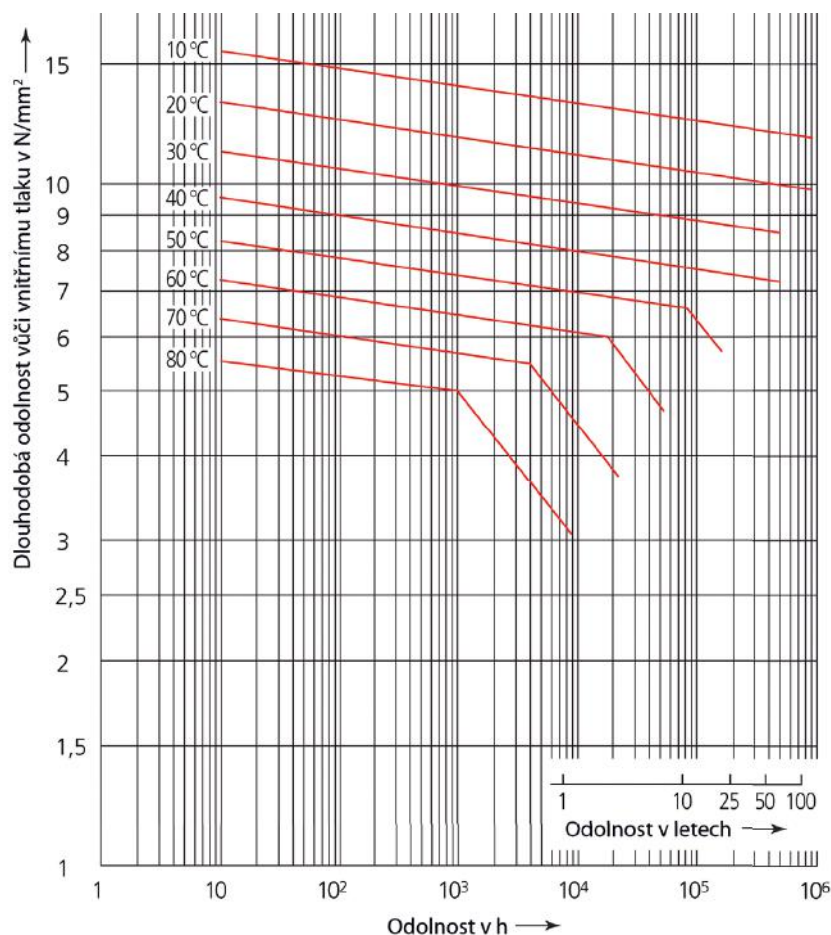
Po tisíce let lidé stavěli přírodní tratě pro dopravu pitné vody do měst a svých příbytků, budovali rozsáhlé zavlažovací systémy a komplexní kanalizační sítě. Zpočátku s využitím základních přírodních materiálů jako je dřevo, kámen a později také železných a neželezných kovů. Průmyslová revoluce na začátku druhé poloviny osmnáctého století přinesla obrovský rozvoj ve všech technických odvětvích, a tedy i v oblasti potrubních systémů. Vysoké nároky na materiál spojené s průmyslovým rozvojem vyústily k hromadné výrobě potrubí zejména z litiny. Dalším významným mezníkem byl v devatenáctém století příchod ocelového potrubí. Díky postupnému vývoji vysoko-pevnostních ocelí bylo možné realizovat vysokotlaké systémy, přepravovat ropu, zemní plyn či vodu na velké vzdálenosti. Zpočátku byly spoje ocelových trubek řešeny pomocí závitů. To s sebou ale přináší řadu problémů, zejména výrobní náročnost pro potrubí větších rozměrů. Při vysokém tlaku dále hrozila netěsnost a únik média do okolí. Na začátku dvacátého století byly tyto problémy odstraněny za pomoci nové technologie svařování. Díky tomu bylo možné spojovat potrubí do těsných vysokotlakých celků. Dodnes je většina vysokotlakých systémů složena z ocelových trubek se svařovanými spoji. Vývoj se ale nezastavil. Na počátku devatenáctého století byly provedeny první pokusy s plastickými hmotami. Ovšem skutečný rozmach výroby plastických hmot nastal až v druhé polovině dvacátého století. Plastické hmoty se díky svým přednostem staly velice vhodným materiálem pro výrobu potrubí. Nejběžněji používanými termoplasty pro výrobu potrubí se staly polyvinylchlorid PVC, polypropylen PP a polyetylen PE. Polyetylen, na který se zaměříme, má nejčastější využití při dopravě plynů a čisté vody, ale používá se také pro transport chemikálií či různých suspenzí od kalů až po například čerpání písku.

S nárůstem počtu potrubních systémů tvořených plasty roste také poptávka projektantů po přesných hodnotách součinitelů třecích a místních ztrát, se kterými je možné provést validní hydraulický výpočet. Velkou neznámou v této oblasti je místní ztráta způsobená svařováním plastového potrubí metodou na tupo. Při svařování na tupo vzniká jak na vnějším tak na vnitřním průměru potrubí výronek materiálů. Výronek v potrubí představuje proudící tekutině překážku, důsledkem které část energie disipuje. Tato disipace energie vyvolá pokles statického tlaku ve směru proudění. V současnosti nejsou k dispozici data, která by zahrnovala celkovou škálu součinitele místní ztráty spoje pro normalizovaně vyráběné potrubí.

Na fakultě strojní však proběhly experimenty s několika rozměry potrubí, při nichž se zjišťovala spojem způsobená tlaková ztráta. Z experimentálních měření vyplynulo, že ztráta způsobená spojem nezanedbatelně ovlivňuje celkovou energetickou bilanci. Cílem této práce bude simulovat proudění kolem spoje pomocí CFD metody. Nalézt vhodný model turbulence na základě srovnání s experimentálními daty a zjistit vliv tlakové ztráty pro různé geometrie spoje.

2 Plastová potrubí z PE

Plasty z PE se v současnosti staly nejrozšířenějším potrubním materiálem pro běžné aplikace. Nalezneme je hlavně v potrubí rozvodů vody a kanalizace, pro transport plynu, v potravinářském průmyslu, chemickém průmyslu a dalších. Potrubí z PE nahrazuje ocel tam, kde to aplikace umožňuje díky jeho nezastupitelným přednostem, mezi které například patří nižší výrobní náklady, snadná manipulace či snadné spojování dílců. PE je netečný k přepravované látce, nevede elektrický proud a nedochází zde k narušení jeho struktury v důsledku koroze. Má nižší hmotnost než ocel, je pružný a přitom pevný. Jelikož se jedná o termoplast, dá se velice snadno svařovat. Nízká teplota tání je však také jeho největší slabinou. Se zvyšující se teplotou výrazně klesají jeho mechanické vlastnosti a prudce se snižuje životnost. Další nevýhodou je jeho značná tepelná roztažnost a to až 10x až 15x větší než u oceli.



Obr. 2.1 Referenční charakteristiky dlouhodobé odolnosti vůči vnitřnímu tlaku v závislosti na teplotě pro PE 100 podle DIN 8075: 1999-08 [8]

Drsnost PE trubek je řádově menší než ocelových trubek a pohybuje se v rozmezí od $k = 0,001$ mm u nového potrubí až $k = 0,01$ mm a více po delším provozu. Drsnost bezešvých ocelových trubek začíná na $k = 0,01$ mm. Ocelové trubky však mohou postupem času korodovat a zarůstat minerály. To má za následek zvyšování tlakové ztráty potrubí v průběhu času. Polyetylenové potrubí nekoroduje ani nezarůstá minerály, a proto můžeme očekávat přibližně stejné



Obr. 2.2 Výměna ocelového vodovodního potrubí za potrubí z PE100 Sunshine coast water project Australia [13]

tlakové ztráty v potrubí po celou dobu jeho provozu. Díky velmi malé drsnosti můžeme PE potrubí pro větší průměry považovat za hydraulicky hladké. I přes nevýhody polyetylenu stále převažují jeho před-

nosti pro dané aplikace. Proto se při výstavbě nových potrubních tras, zejména pro dopravu vody, upustilo od použití oceli ve prospěch právě polyetylenu. V dnešní době nejpoužívanějšího vysoko hustotního PE100. Důkazem může být například Sunshine coast water project v Austrálii, kde došlo k výměně ocelové potrubní trasy vybudované v druhé polovině dvacátého století za potrubí z PE100. Další ukázkou je například výměna ocelového přivaděče vody do paroplynové elektrárny Počeradý za potrubí z PE100+ v délce přibližně patnácti kilometrů.

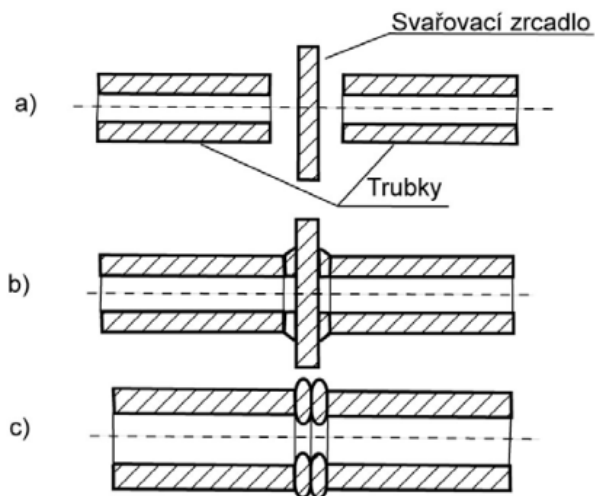


Obr. 2.3 Výměna ocelového potrubního přivaděče vody do paroplynové elektrárny Počeradý za potrubí z PE100+ [14]

2.1 Spojování PE potrubí

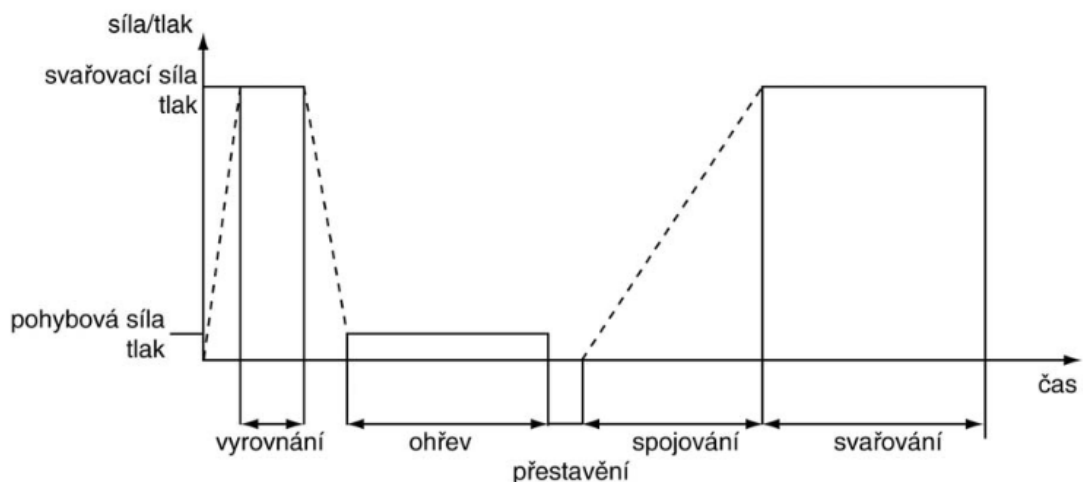
Polyetylenová potrubí se dají spojovat různými metodami, mezi které patří například lepení nebo spojování pomocí příruby. Hlavní metodou spojování polyetylenových potrubí je však jejich svařování. Svařovat se dá za pomoci elektrotvarovky, polyfúzním svařováním, ručně horkým plynem s přídavným materiálem ve formě drátu nebo tyčinky. Nepoužívanější metodou je však metoda svařování na tupo. Princip svařování metodou na tupo spočívá v opracování spojovaných ploch, vycentrování ploch vůči sobě a následným přitlačení konců potrubí na ohřívací těleso

(svařovací zrcadlo). Spojované konce trubek jsou tělesem ohřáty na svařovací teplotu a po vyjmutí ohřívacího tělesa se oba natavené konce k sobě přitisknou předepsaným tlakem. Přitlačný tlak je nutné udržovat až do úplného vychladnutí spoje. Svařovací podmínky tj. tlak, teplotu a čas, definuje výrobce potrubí. Podrobnosti sváření definuje také směrnice DVS 2207.



Obr. 2.4 Princip svařování horkým tělesem metodou na tupo [9]

a) příprava svaru b) nahřátí svarových ploch c) hotový svar



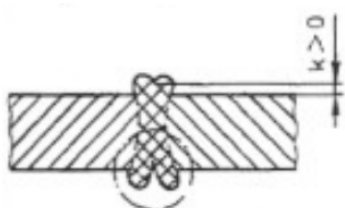
Obr. 2.5 Technologický diagram pro svařování horkým tělesem na tupo [9]

2.2 Vady spoje vzniklé při svařování metodou na tupo

Při svařování vzniká po obvodu spoje na vnitřní i vnější straně výronek materiálu. Jeho velikost je hlavně závislá na tloušťce potrubí, ale také na podmínkách svařování. V praxi nelze vytvořit dvakrát naprosto stejný svar a to jen třeba díky tomu, že potrubí je dodáváno s tloušťkou stěny, která má svojí výrobní toleranci. Potrubí dále není dokonale kruhového průřezu. Z toho vyplývá, že geometrie každého svaru je jiná a to i přesto, že bylo dodrženo požadovaného technologického postupu.

Další vady mohou vznikat špatným ustavením potrubí proti sobě, nevyhovující úpravou svařovaných ploch či nedodržením technologického postupu. Posuzování kvality provedeného svaru se řídí dle směrnice DVS 2202-1. Podle této směrnice lze dle požadavku kvalitu svaru rozdělit do tří kategorií. Kategorii I odpovídá nejvyšší požadovaná kvalita, kategoriím II a III pak střední a nízká. Jednotlivým vadám je dle jejich kategorie přiřazena tolerance. Vady, při kterých není vytvořeno dokonalé spojení např. dutiny, či trhliny, jsou nepřijatelné pro všechny kategorie. Kupříkladu pro vadu způsobenou přesazením pro kategorii I platí $e \leq 0.1s$ a pro kategorii III $e \leq 0.2s$, kde e je velikost přesazení a s tloušťka stěny. Výběr jednotlivých vad, které ovlivňují geometrii svaru a jejich příčiny si shrneme následovně:

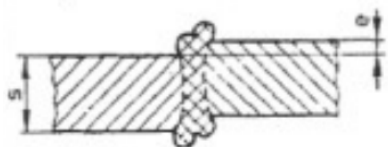
trhlina ve středu spoje



hluboké rozevření ve středu výronku zasahující do základního materiálu

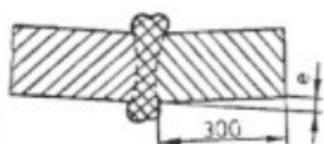
- nesprávný spojovací tlak
- příliš krátký nahřívací čas
- příliš krátký čas na zchladnutí

přesazení



spojovací plochy jsou vůči sobě přesazené, nebo nejsou upraveny různé tloušťky stěny spojovaných potrubí

úhlové vychýlení



potrubí jsou vůči sobě úhlově vychýlena

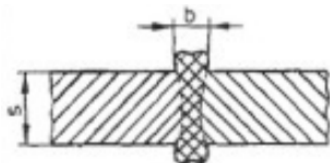
- chyba svařovacího stroje
- dispoziční chyba

ostrý spoj



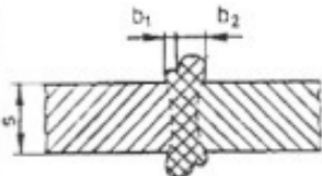
- výronek příliš vysoký, rovný a ostrý
- nadměrný spojovací tlak

nesprávně zformovaný spoj



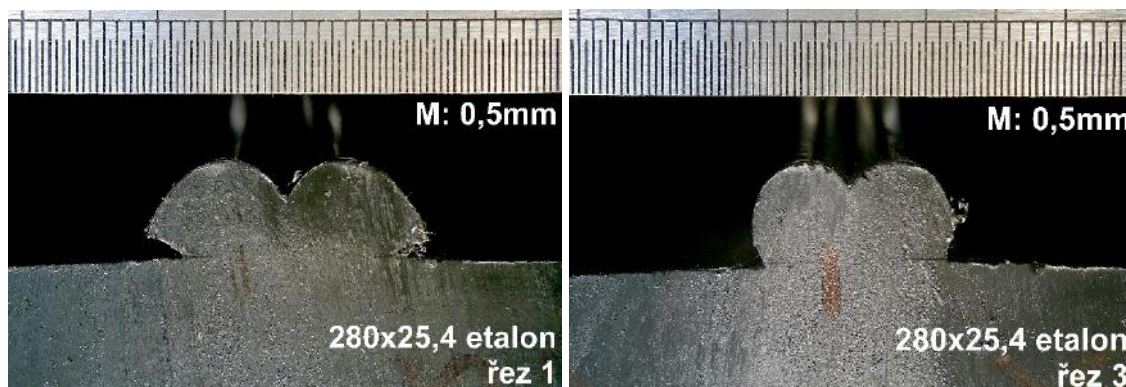
- výronek je přehnaně široký nebo úzký
- nesprávné nahřívací a svařovací časy
- nesprávná teplota nahřívacího zrcadla
- nesprávný spojovací tlak

nesouměrný spoj



- nesouměrný výronek na části, nebo po celém obvodu potrubí
- chybně připravené spojovací plochy trub
- vada svařovacího zařízení

S narůstajícím průměrem potrubí se také zřetelně objevuje rotační nesymetričnost svaru. Tato nesymetričnost není způsobena žádnou chybou při svařovacím procesu. Osobně se domnívám, že je jednoduše zapříčiněna působením gravitace na natavený materiál ve spoji. Tuto nesymetričnost lze například pozorovat na fotografiích svaru potrubí o rozměrech 280x25,4 zhotoveného v laboratorních podmínkách.



a

b

Obr. 2.6 Detail svaru potrubí 208x25,4 PN16 vytvořeného v laboratorních podmínkách
a) řez ve spodní části b) řez v horní části

3 Ztráty mechanické energie při proudění v potrubí

Podle druhého zákona termodynamiky, v přírodě neexistuje systém, kde by děj probíhal beze ztrát energie. Při proudění tekutiny v potrubí, vlivem vzájemného tření částic tekutiny a vlivem tření částic tekutiny o stěny potrubí, se část energie přemění v teplo s nízkým potenciálem. Toto teplo již nelze zpět přeměnit v práci, a proto hovoříme o ztrátách. Ztracená energie se v systému projeví poklesem statického tlaku ve směru proudění tekutiny. Ztráty při proudění v potrubí dělíme na ztráty třecí (délkové) a ztráty místní.

3.1 Ztráty třecí

Třecí ztráty uvažujeme pouze pro přímé úseky potrubí. V průběhu let bylo nashromážděno velké množství vztahů popisující výpočet třecích ztrát. Některé úzce specializované na určitý druh tekutiny, teplotu, materiál potrubí a podobně. V současnosti se výhradně využívá a je standardem obecný Darcy-Weisbachův vztah pro určení ztrát mechanické energie na rovném úseku potrubí.

$$Y_{ztř} = \lambda \frac{l}{d_h} \frac{c^2}{2} \quad (3.1)$$

kde:

$Y_{ztř}$	- třecí ztráty	[J.kg ⁻¹]
λ	- součinitel třecích ztrát	[1]
d_h	- hydraulický průměr potrubí (zcela smočené kruhové potrubí $d_h=d$)	[m]
l	- délka přímého úseku potrubí	[m]
c	- střední rychlost proudění	[m.s ⁻¹]

Ze vzorce (3.1) známe délku přímého úseku potrubí l a průměr potrubí d . Střední rychlost proudění c dokážeme vyjádřit z rovnice kontinuity pro nestlačitelnou kapalinu pomocí známého objemového průtoku Q jako:

$$Q = \frac{\pi d^2}{4} c \rightarrow c = \frac{4Q}{\pi d^2}$$

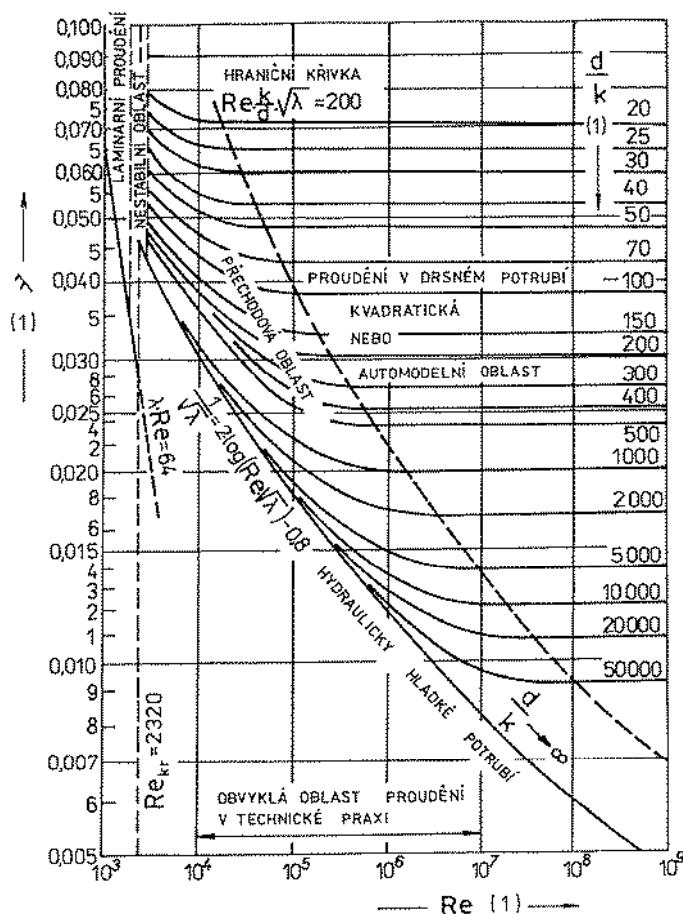
Součinitel třecích ztrát λ vychází z experimentálních měření. Jak bylo zmíněno v předchozím textu, důsledkem disipace energie je pokles statického tlaku, a proto platí:

$$Y_{ztr} = \lambda \frac{l c^2}{d 2} = \frac{\Delta p}{\rho} \quad (3.2)$$

Ze vztahu (3.2) po následné úpravě lze určit z naměřených hodnot poklesu statického tlaku součinitel λ následovně

$$\lambda = \frac{2\Delta p d}{\rho l c^2} \quad (3.3)$$

Pokles tlaku, tedy i součinitel λ , dále závisí na drsnosti potrubí k a Reynoldsově čísle Re (S Reynoldsovým číslem se blíže seznámíme v kapitole 5 Modelování turbulentního proudění). Závislost součinitele třecích ztrát na Reynoldsově čísle a poměrné drsnosti zobrazuje Moodyho diagram.



Obr. 3.1 Závislost součinitele λ na Reynoldsově čísle pro obvyklou technologickou drsnost k [4]

Potrubí z polyetylenu můžeme s rezervou (díky velmi nízké drsnosti) považovat za hydraulicky hladká ($d/k \rightarrow \infty$) v obvyklých oblastech proudění pro technickou praxi. Nízká drsnost potrubí má dopad na velikost součinitele λ , tedy na velikost třecích ztrát. Ty jsou nižší než například u potrubí ocelového. Pro výpočet součinitele třecích ztrát existuje řada empirických a semi-empirických vztahů, které jsou platné pro určitou oblast Reynoldsova čísla a poměrnou drsnost potrubí d/k .

3.2 Ztráty místní

Místní ztráty uvažuje všude tam, kde se nejedná o přímý úsek potrubí. To jsou například kolena, tvarovky, ventily, clony, zúžení či rozšíření a podobné. Lokální odpor způsobí deformaci proudu, jehož následkem opět dojde k disipaci energie a poklesu statického tlaku. Místní ztráty vyjádříme následovně:

$$Y_{zm} = \xi \frac{c^2}{2} \quad (3.4)$$

kde:

Y_{zm}	- místní ztráty	[J.kg ⁻¹]
ξ	- součinitel místních ztrát	[1]
c	- střední rychlost proudění	[m.s ⁻¹]

Součinitel místní ztráty lze podobně jako součinitel třecí ztráty získat ze znalosti poklesu statického tlaku způsobeným lokálním odporem.

$$Y_{zm} = \xi \frac{c^2}{2} = \frac{\Delta p}{\rho} \rightarrow$$

$$\xi = \frac{2\Delta p}{\rho c^2} \quad (3.5)$$

Lokální odpor však ovlivňuje oblast přímého úseku potrubí před i za tímto lokálním odporem. Z tohoto důvodu se velikost rozdílu tlaku způsobeným lokálním odporem určí jako rozdíl tlaku oblasti, která přesahuje ovlivněnou oblast minus tlaková ztráta přímých úseků potrubí.

$$\Delta p_{místní} = \Delta p_{celková} - \Delta p_{třecí}$$

4 Základní principy CFD

Aplikací základních vztahů mechaniky na tekutiny získáme rovnice popisující její chování. Rovnici zachování hmoty

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho \vec{v}) = 0 \quad (4.1)$$

a Cauchyho rovnici zachování hybnosti

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \bullet \nabla \vec{v} \right) = -\nabla p + \nabla \bullet \bar{\bar{\tau}} + \rho \vec{f} \quad (4.2)$$

ta spolu s rovnicí zachování energie vytváří sadu propojených nelineárních parciálních diferenciálních rovnic. Tyto rovnice pro většinu technických problémů nelze vyřešit analyticky. Avšak numerickými metodami pomocí výpočetní techniky je možné získat přibližné řešení pro řadu inženýrských problémů. Tento obor získal anglický název Computational Fluid Dynamics zkráceně CFD. Volně řečeno, úkolem CFD je nahradit spojitý problém diskrétním a to tak, že doménu rozdělíme pomocí N konečných elementů. Tím vznikne síť, v anglickém jazyce také grid nebo mesh. Ve spojitě oblasti je každá proměnná definovaná ve všech bodech náležící této oblasti. Například tlak p ve spojitě 1D oblasti bude znázorněn následovně

$$p = p(x), \quad 0 < x < 1$$

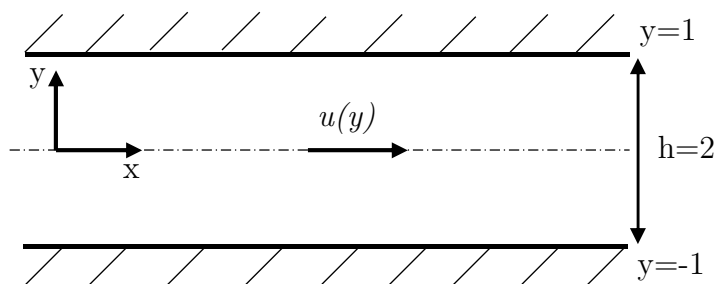
Pro získání rozložení tlaku pak bude nutné analyticky řešit soustavu parciálních diferenciálních rovnic. V diskrétní oblasti je každá proměnná definovaná pouze v uzlových bodech, tudíž tlak definován v N uzlových bodech zapíšeme jako

$$p_i = p(x_i), \quad i = 1, 2, \dots, N$$

Diskretizací dokážeme získat soustavu nyní už algebraických rovnic, ze kterých přímo vyřešíme hodnoty příslušných proměnných. V našem případě konkrétní hodnoty tlaku v uzlových bodech. Hodnoty v ostatních místech domény se pak interpolují z hodnot vypočtených uzlových bodů. Tato idea může být rozšířena na jakýkoliv obecný problém. Jakým způsobem lze spojitou doménu diskretizovat si ukážeme v následujícím odstavci. Konkrétně se zaměříme na metodu konečných objemů (MKO), kterou využívá program FLUENT.

4.1 Diskretizace pomocí metody konečných objemů

Uvažujme klasický problém. Viskózní tekutina proudí mezi dvěma deskami. Tekutina proudí v kladném směru osy x a tento proud je vyvolán konstantním tlakovým gradientem dp/dx . Pro přehlednost pro tuto a následující kapitolu zavedeme konvenci značení rychlostí do jednotlivých směrů. $v_x = u, v_y = v, v_z = w$.



Obr. 4.1 Proudění mezi dvěma deskami

Dále pro zjednodušení zavedeme následující předpoklady. Desky jsou vodorovné, nekonečných rozměrů. Budeme uvažovat vyvinutý ustálený jednorozměrný tok, jehož rychlost u podél osy x je pouze funkcí vertikální souřadnice y , $u=f(y)$. Proudící látkou nechť je nestlačitelná Newtonovská tekutina s konstantní dynamickou viskozitou μ . Za těchto předpokladů získáme zjednodušenou Navier-Stokesovu rovnici ve směru osy x .¹

$$0 = -\frac{dp}{dx} + \mu \frac{d^2 u(y)}{dy^2} \quad y \in \langle -1, 1 \rangle \quad (4.3)$$

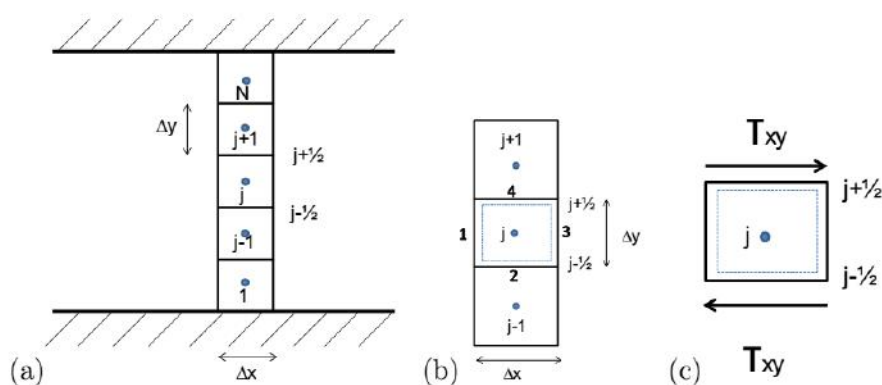
Okrajové podmínky jsou dány nulovou rychlostí na stěnách kanálu.

$$u(y) = 0 \text{ pro } y = \pm 1$$

Rovnice (4.3) spolu s okrajovými podmínkami tvoří úlohu, na které si ukážeme diskretizační schéma pomocí metody konečných objemů. Metodika výpočtu je podobná tomu, jak by úlohu řešil FLUENT.

¹ Navier-Stokesovu rovnici získáme dosazením tenzoru dynamických napětí $\bar{\tau}$ do rovnice zachování hybnosti (4.2). V našem případě proudění vody se jedná o nestlačitelnou Newtonovskou kapalinu a proto $\bar{\tau}$ je vyjádřeno jako $\bar{\tau} = 2\mu\bar{\Delta}$. Celé odvození rovnice (4.3) je možné dohledat na www1.fs.cvut.cz/cz/U218/pedagog/predmety/3rocnik/phth/pdf/sulc/hybnost/hn_2ped.pdf

Po vertikální ose rozdělme oblast na N buněk, aby každá měla výšku Δy a libovolnou délku Δx , tak jak je znázorněno na Obr. 2.(a). MKO vyžaduje zápis řídicí Navier-Stokesovy rovnice v integrálním tvaru, aby ji bylo možné integrovat přes diskrétní kontrolní objem $j(KV_j)$. Následně aplikujeme teorém divergence (také Gauss-Ostroganského věta) pro převedení objemového integrálu na plošný přes kontrolní plochu (KS_j) . Tento integrál pak budeme řešit pomocí diskrétních hodnot proměnné, která leží v centru každé buňky. Výše popsané řešení je takzvaný buněčně středěný přístup, který využívá FLUENT. Dále také existuje uzlově středěný přístup, který například využívá kód ANSYS CFX. My se však tímto přístupem v následujícím textu zabývat nebudeme. Příklad je díky předpokladu nekonečně dlouhé desky zjednodušen z 3D na 2D problém, přesto se však budeme držet terminologie kontrolních objemů a ploch.



Obr. 4.2 Metoda diskretizace [11]

Odkážeme-li se na Obr. 4.2(a), můžeme rovnici (4.3) zapsat následujícím způsobem.

$$0 = \int_{KV_j} -\frac{dp}{dx} dV_j + \int_{KV_j} \mu \frac{d^2 u(y)}{dy^2} dV_j \quad (4.4)$$

Jelikož dp/dx je konstantní, s prvním integrálem si poradíme velice snadno. Prozatím si ho nebudeme všimnout a vrátíme se k němu až později. Zaměříme se nyní na druhý člen rovnice.

$$\mu \int_{KV_j} \frac{d^2 u(y)}{dy^2} dV_j$$

Použijeme teorém divergence (zde jsme pouze vynechali konstantu μ , kterou pak člen po integraci zpětně vynásobíme),

$$\int_{KV_j} \frac{d^2 u(y)}{dy^2} dV_j = \int_{KV_j} \nabla^2 u dV_j = \int_{KS_j} \nabla u \bullet \hat{n} dS_j$$

kde \hat{n} je normálový vektor orientován vně kontrolní plochy. Rozepišme nyní integrál dle jednotlivých ploch, tak jak je znázorněno na Obr. 4.2(b).

$$\begin{aligned} \int_{KS_j} \nabla u \bullet \hat{n} dS_j &= \int_{KS_1} \nabla u \bullet \hat{n} dS_1 + \int_{KS_2} \nabla u \bullet \hat{n} dS_2 \\ &+ \int_{KS_3} \nabla u \bullet \hat{n} dS_3 + \int_{KS_4} \nabla u \bullet \hat{n} dS_4 \end{aligned}$$

S ohledem na zavedení souřadného systému dle Obr. 4.1 je normálový vektor \hat{n} shodný se smyslem orientace pro plochy S3 a S4 a opačný k orientaci pro plochy S1 a S2. Jestliže jsme dále zavedli předpoklad zcela vyvinutého ustáleného proudu, bude výsledný tok rychlostního pole ve směru osy x skrz plochy S1 a S3 nulový. A proto pro jakoukoli vnitřní buňku j můžeme napsat.

$$\begin{aligned} \int_{KS_j} \nabla u \bullet \hat{n} dS_j &= 0 + \int_{KS_2} \nabla u \bullet \hat{n} dS_2 + 0 + \int_{KS_4} \nabla u \bullet \hat{n} dS_4 \quad (4.5) \\ &= - \left(\frac{du}{dy} \right)_{j-\frac{1}{2}} \Delta x + \left(\frac{du}{dy} \right)_{j+\frac{1}{2}} \Delta x \\ &= - \frac{u_j - u_{j-1}}{\Delta y} \Delta x + \frac{u_{j+1} - u_j}{\Delta y} \Delta x \\ &= (u_{j-1} - 2u_j + u_{j+1}) \frac{\Delta x}{\Delta y} \end{aligned}$$

Tento výraz (vynásoben μ) je v podstatě suma tečných sil působících na kontrolní objem KV_j , stejně jako je ukázáno na Obr. 4.2(c) a je vyvážen silou tlakovou. Povšimněme si, že jsme použili centrální diferenční schéma pro vyjádření toků na rozhraní přilehlých buněk. Rozdíl rychlostí na rozhraní S2 je $u_{j-\frac{1}{2}} = u_j - u_{j-1}$ a rozdíl rychlostí na rozhraní S4 je $u_{j+\frac{1}{2}} = u_{j+1} - u_j$. Samozřejmě by se dalo použít i jiného schématu. Je dobré podotknout, že volba diferenčního schématu vnáší do systému pro každé schéma jinou diskretizační chybu.

Vraťme se nyní zpět k prvnímu členu integrální Navier-Stokesovy rovnice. Jelikož dp/dx je konstantou můžeme integrál vyřešit jako

$$\begin{aligned} \int_{KV_j} -\frac{dp}{dx} dV_j &= -(dp/dx)V_j \\ &= -(dp/dx)\Delta x\Delta y \end{aligned}$$

Nyní vše složíme zpět dohromady a získáme diskrétní formu rovnice (4.3).

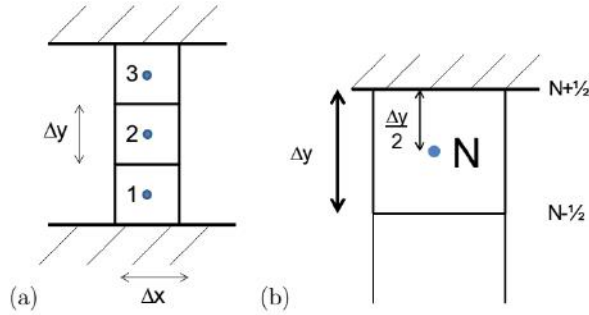
$$0 = -(dp/dx)\Delta x\Delta y + \mu(u_{j-1} - 2u_j + u_{j+1})\frac{\Delta x}{\Delta y}$$

Vztah vydělíme $\Delta x\Delta y$ a dostaneme konečnou diskrétní podobu

$$0 = -(dp/dx) + \mu\frac{(u_{j-1} - 2u_j + u_{j+1}))}{(\Delta y)^2} \quad (4.6)$$

4.1.1 Řešení pro diskrétní systém

Abychom si zjednodušili výpočet, řekněme že $dp/dx = -1$ což koresponduje proudem v kladném směru osy x . Dynamická viskozita $\mu = 1$. Prostor mezi deskami rozdělme na $N = 3$ buňky.



Obr. 4.3 Diskretizace ukázkové úlohy [11]

Dosazením do rovnice (4.6) dostaneme

$$(u_{j-1} - 2u_j + u_{j+1})) = -(\Delta y)^2 \quad (4.7)$$

Tato rovnice je však odvozena a platí pouze pro buňku (nebo kontrolní objem KV_j), která nepřiléhá na stěnu. Pro okrajové buňky na stěnách je potřeba upravit způsob

vypočtu, tak abychom zohlednili okrajové body $N + \frac{1}{2}$ a $N - \frac{1}{2}$. Uvažujeme $j = N$ a podle Obr. 4.3(b) platí

$$\begin{aligned} \int_{KS_N} \nabla u \bullet \hat{n} \, dS_N &= -\frac{u_N - u_{N-1}}{\Delta y} \Delta x + \frac{u_{N+\frac{1}{2}} - u_N}{\frac{\Delta y}{2}} \Delta x \\ &= (u_{N-1} - 3u_N + 2u_{N+\frac{1}{2}}) \frac{\Delta x}{\Delta y} \end{aligned}$$

Stejnou taktiku můžeme použít pro spodní okrajovou buňku $j = 1$. Tedy pro $N = 3$ získáme soustavu tří diskrétních rovnic, které odpovídají spojité Navier-Stokesově rovnici (4.3).

$$2u_{1-\frac{1}{2}} - 3u_1 + u_2 = -(\Delta y)^2 \quad (j = 1) \quad (4.8)$$

$$u_1 - 2u_2 + u_3 = -(\Delta y)^2 \quad (j = 2) \quad (4.9)$$

$$u_2 - 3u_3 + 2u_{3+\frac{1}{2}} = -(\Delta y)^2 \quad (j = 3) \quad (4.10)$$

Tato soustava tvoří systém tří algebraických rovnic o třech neznámých u_1, u_2 a u_3 spolu s okrajovými členy $u_{1-\frac{1}{2}}$ a $u_{3+\frac{1}{2}}$. Pro tyto členy platí okrajová podmínka nulové rychlosti na stěnách, a proto $u_{1-\frac{1}{2}} = u_{3+\frac{1}{2}} = 0$. Protože v praktických případech budeme počítat s ohromným množstvím buněk, je výhodné zapsat soustavu rovnic do maticové podoby:

$$\begin{pmatrix} -3 & 1 & 0 \\ 1 & -2 & 1 \\ 0 & 1 & -3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix} = -(\Delta y)^2 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

Z tohoto se dá domyslet, jak by soustava vypadala, kdybychom přidávali více a více buněk. Kupříkladu kdybychom chtěly $N = 5$ buněk, získali bychom následující soustavu:

$$\begin{pmatrix} -3 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & -2 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -2 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & -2 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & -3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ u_4 \\ u_5 \end{pmatrix} = -(\Delta y)^2 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

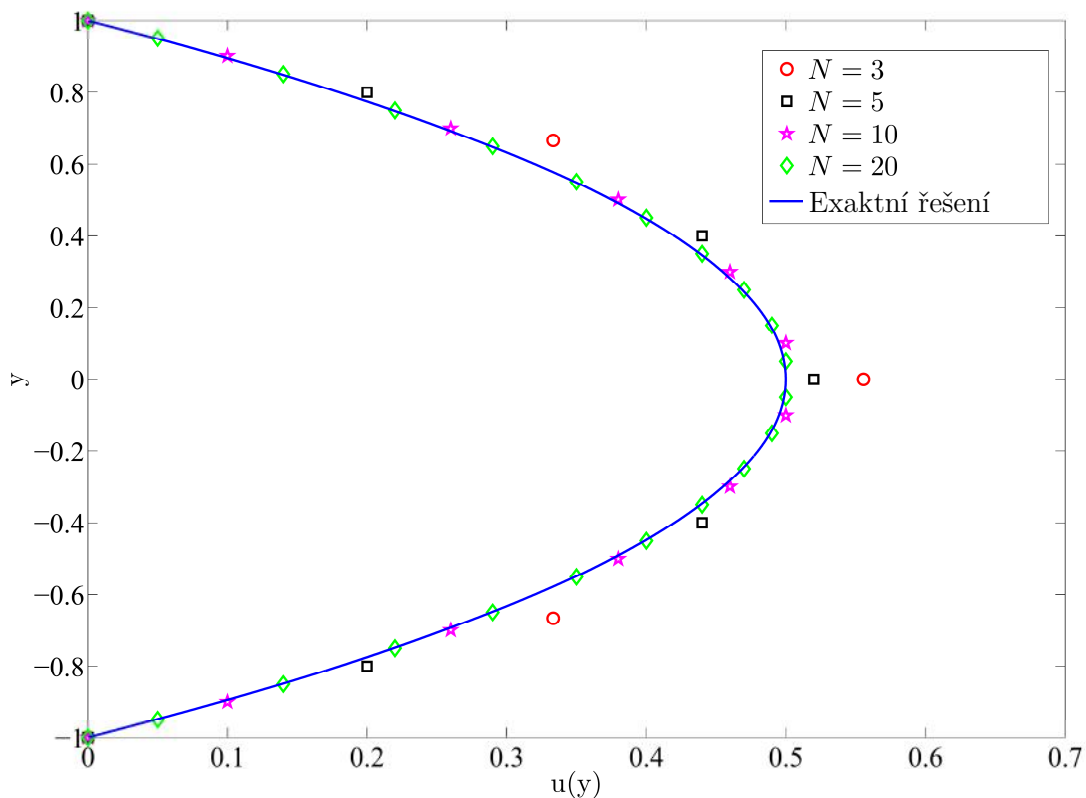
Pojďme nyní dopočítat náš příklad. Výšku buňky $\Delta y = 2/3$, dosadíme do soustavy rovnic (4.11). Vypočteme neznámé rychlosti v uzlových bodech a tím dostaneme výsledné numerické řešení

$$u_1 = \frac{1}{3} \quad u_2 = \frac{5}{9} \quad u_3 = \frac{1}{3}$$

Exaktní řešení našeho jednoduchého příkladu je

$$u_{\text{exaktní}}(y) = -\frac{y^2}{2} + \frac{1}{2}$$

Následující obrázek ukazuje srovnání diskrétního a exaktního řešení. Pro síť složenou ze tří buněk jsme dosáhli v centrálních bodech 1,2,3 dvaceti procentní odchylky ve srovnání s exaktním řešením. Budeme-li počet buněk nadále zvyšovat, budeme se stále více přibližovat k exaktnímu řešení.



Obr. 4.4 Srovnání exaktního a diskrétního řešení v závislosti na počtu buněk [11]

Rychlostní profil $u(y)$ z Obr. 4.4 je typickým profilem pro oblast laminárního proudění. Rovnice odvozené v této kapitole jsou platné právě pro oblast laminární. V běžné praxi se však s laminárním prouděním setkáme velmi zřídka. Ve většině případů bude dominovat proudění turbulentní. Jak zahrnout turbulenci do základních rovnic mechaniky tekutin si vysvětlíme v následující kapitole.

5 Modelování turbulence

Turbulence neboli zmatek, nepravidelnost, bouřlivost, nahodilost je trojrozměrný, časově proměnný pohyb tekutiny, přičemž veličiny charakterizující její chování, jako je například rychlost, tlak, hustota, teplota apod., se mění více či méně nahodile. Její charakteristika by se dala stručně shrnout jako [3]

- Fluktuace rychlosti, tlaku a dalších veličin
- Víry různých velikostí
- Nahodilost fluktuací
- Samobuzení tzn. schopnost turbulentního proudění vytvářet nové víry a nahrazovat tak víry zaniklé
- Difuzivita molekul tekutiny pomocí vírů na daleko větší vzdálenosti než je střední volná dráha molekul

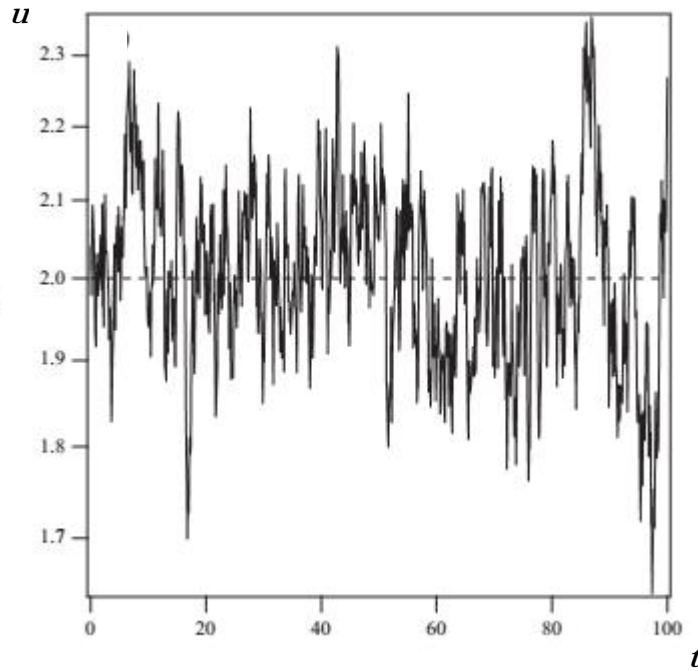
Toto chování je zcela odlišné od laminárního proudění, kde se žádné víry samovolně netvoří a jednotlivé vrstvy se v makroskopickém pohledu nepromíchávají. Oblast laminárního a turbulentního proudění lze rozlišit pomocí bezrozměrného Reynoldsova čísla, které vyjadřuje poměr mezi setrvačnými a třecími silami.

$$Re = \frac{\rho \bar{u} L}{\mu} = \frac{\bar{u} L}{\nu} \quad (5.1)$$

Pro vnitřní proudění kruhovým potrubím za charakteristický rozměr L dosadíme průměr potrubí d a rovnice přechází na

$$Re = \frac{\rho \bar{u} d}{\mu} \quad (5.2)$$

Převažují-li síly setrvačné, Reynoldsovo číslo roste. Pomyslná přechodová hranice mezi laminárním a turbulentním prouděním je definována v potrubí kruhového průřezu kritickou hodnotou Reynoldsova čísla. Tato hranice se udává jako $Re_{kr} = 2300$. Není to ovšem tak, že by před nebo za touto hranicí bylo proudění čistě turbulentní či laminární. Oblast okolo kritické hodnoty je velice nestabilní. Proudění se v turbulentní mění postupně. Při určitých podmínkách můžeme pozorovat laminární proudění i při hodnotách větších než je Re_{kr} . Při sebemenším vzruchu se pak proudění změní v turbulentní nebo začne oscilovat mezi dvěma stavy. Za čistě turbulentní proudění se dají považovat hodnoty větší než $Re = 4000$ [16].



Obr. 5.1 Fluktuace rychlosti ve směru osy x při turbulentním proudění [11]

Fluktuace rychlostí při turbulentním proudění považujeme za náhodné. Jejich popis lze charakterizovat následujícími veličinami.

- a) Střední hodnota rychlosti \bar{u} , \bar{v} resp. \bar{w} , za časový úsek τ

Čárkovaná přímka na Obr. 5.1 znázorňuje střední hodnotu rychlosti, a protože se tato střední hodnota za dostatečně dlouhý časový úsek τ nemění, jedná se o stacionární proudění. Matematicky lze střední hodnotu vyjádřit jako

$$\bar{u}(y) = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} u(y, t) dt \quad (5.3)$$

Odchylku od střední hodnoty nebo také fluktuaci rychlosti vyjádříme jako

$$u' = u - \bar{u} \quad (5.4)$$

- b) Intenzita turbulence I definována jako

$$I = \frac{\sqrt{\frac{1}{3}(u'^2 + v'^2 + w'^2)}}{\sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2}} \quad (5.5)$$

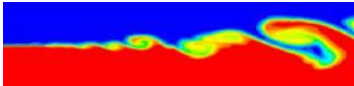
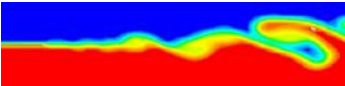
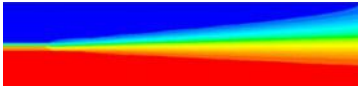
Intenzita turbulence figuruje ve Fluentu jako jeden z parametrů okrajové podmínky na vstupu. Pro odpovídající předpověď její hodnoty se lze řídit

odhady, které vycházejí z měření nebo z předchozích zkušeností. Například podle [17] pro proudění v trubkách jsou typické hodnoty intenzity turbulence mezi 1% až 5%. Větší pro vysoké hodnoty Re a naopak menší pro malé hodnoty Re .

c) Korelace je stupeň statistické závislosti veličin.

U náhodných jevů se neprojevuje závislost mezi různými veličinami. Existuje však určitá pravděpodobnost, že hodnotě veličiny A odpovídá hodnota veličiny B. Stupeň závislosti udává korelační součinitel a z jeho průběhů lze zjistit různá měřítka turbulence [2].

Základní rovnice mechaniky tekutin rovnice zachování hmoty, zachování hybnosti a rovnice zachování energie jsou samozřejmě platné jak pro laminární tak i pro turbulentní proudění. Problém nastává při výpočtu těchto rovnic v turbulentním režimu. Je očividné že, řešení je oproti laminárnímu režimu mnohem komplikovanější a výpočetně velice náročné. Náročnost na výpočet běžných inženýrských problémů je tak vysoká, že dnešní počítače úlohu nejsou schopny vyřešit v rozumném čase. V průběhu druhé poloviny dvacátého století proto vznikaly a stále vznikají metody jak turbulentní proudění modelovat tak, abychom byli schopni získat řešení v přijatelném čase. Přístupy pro řešení rovnic v režimu turbulentního proudění mohou být zhruba rozděleny do následujících tří skupin.

DNS (Direct Numerical Simulation)	LES (Large Eddy Simulation)	RANS (Reynolds Average Navier-Stokes Simulation)
		
<ul style="list-style-type: none"> • Numericky přímo řeší nestacionární Navier-Stokesovy rovnice • Vykresluje celé spektrum měřítek • Není zapotřebí žádného modelování • Časová náročnost brání v použití pro běžné průmyslové aplikace 	<ul style="list-style-type: none"> • Řeší přefiltrované Navier-Stokesovy rovnice • Přímou vykresluje jenom velké víry • Méně náročné na výpočetní výkon než DNS ale nároky jsou stále vysoké pro běžné použití 	<ul style="list-style-type: none"> • Řeší Navier-Stokesovy rovnice pomocí průměrných hodnot • Veškeré parametry jsou modelovány • K dispozici je mnoho odlišných modelů • Výpočet lze uskutečnit v rozumném čase i pro komplikované struktury

Metoda RANS je při správném nastavení schopna s akceptovatelnou chybou úspěšně řešit většinu inženýrských problémů. Poměr chyby, kterou tato metoda do řešení úlohy vnáší vůči nákladům na výpočetní výkon a hlavně čas hovoří jasně v její prospěch oproti metodám LES a DNS. Proto je také v současnosti RANS modelování nejpoužívanější v technické praxi. S metodou LES a dalšími hybridními metodami, které spojují LES a RANS se setkáme například v aerodynamice, či při nestacionárních dějích. Obecně tam, kde je vyžadováno vykreslení alespoň velkých vírů a tam kde se potřebujeme co nejvíce přiblížit reálnému chování tekutiny. Pro řešení tlakové ztráty spoje v PE potrubí byla z důvodu omezeného výpočetního výkonu zvolena metoda RANS. Touto metodou se budeme zabývat v následujícím textu.

5.1 Turbulentní modely v programu FLUENT


Metoda RANS nabízí k volbě řadu odlišných turbulentních modelů. Tyto modely byly v průběhu let vyvíjeny pro určitý technický problém a nelze říci, že model navržený pro externí aerodynamiku raketového systému bude fungovat pro proudění viskózní kapaliny uvnitř čerpadla. Dále je také dobré podotknout, že žádný z modelů, které nabízí program FLUENT nebyl implicitně navržený pro určení tlakových ztrát. Proto, abychom mohli vhodně vybrat model, je potřeba porozumět možnostem a limitujícím aspektům jednotlivých modelů. V následujícím textu se zaměříme na modely, které by mohly být vhodnými pro simulaci našeho problému. A protože není možné předem kategoricky říci, který model bude vyhovovat nejlépe, provedeme simulaci s více modely a zhodnotíme, který nejlépe odpovídá experimentu. Tento model bude pak použit i pro následné simulace jiných geometrií spojů.

5.1.1 Přehled vybraných RANS modelů

Přesto, že se s některými modely nebudeme dále zabývat, pro úplnost si uvedeme všechny dostupné modely turbulence pro stacionární proudění v programu FLUENT. Modely jsou v následující tabulce seřazeny od nejméně až po nejvíce výpočetně náročný.²

² Matematickou podstatu zmíněných modelů je možné dohledat v ANSYS Fluent Theory Guide, která je součástí dokumentace k programu ANSYS FLUENT

Tab. 5.1 Přehled RANS modelů turbulence v programu FLUENT

Spartan-Allmaras	 Náročnost na HW
k-epsilon (Standard, RNG, Realizable)	
k-omega (Standard, BSL, SST)	
V2F	
Reynolds Stress Model	

Spartan-Allmaras je jedno-rovnicový model, který byl vyvinut pro aerospace aplikace, zejména pro proudění v těsné blízkosti stěn. Také se stal populární v oblasti turbín [10]. Je modelem výpočetní nejméně náročným. Jeho nevýhodou je, že špatně simuluje náhlé odtržení proudu v důsledku geometrické změny. Tento aspekt byl ověřen pro zkušební simulace. I přesto si však model vedl relativně dobře při predikci třecí ztráty a rovném úseku. Tento model dále již nebudeme aplikovat.

V2F je model, pro který je nutná licence třetí strany. Proto ho také z našeho výběru vyloučíme

Reynolds Stress Model je nejvíce propracovaným modelem. RSM počítá s efekty, jako je velké zakřivení proudnic, víry a rotace. Má potenciál správně simulovat komplexní problémy například proudění uvnitř spalovacího válce. Model je značně výpočetně náročný, přibližně jednou až dvakrát tolik co ostatní modely. Při řešení nekomplexního proudění nelze říci, že by měl lepší výsledky než jednodušší modely [10]. Použitím tohoto modelu na rovný úsek potrubí byla zjištěna značně nadsazená hodnota třecí ztráty. Proto tento model z výběru také vyloučíme.

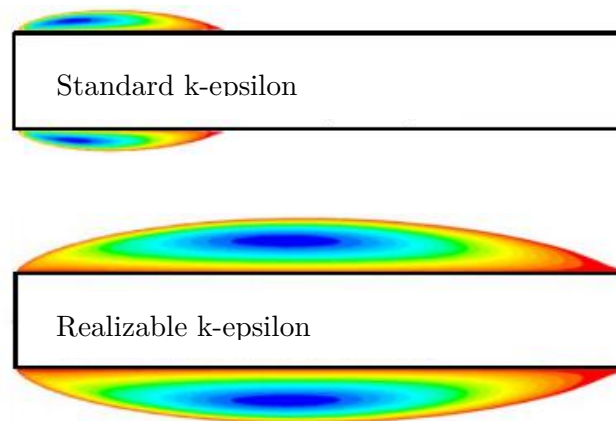
k-epsilon

- Standard k-epsilon je dvou-rovnicový model, založen na transportní rovnici pro uměle zavedenou veličinu kinetickou turbulentní energii k a míru disipace ϵ . Díky své schopnosti řešit rozmanité problémy, se stal nejpoužívanějším modelem napříč různými aplikacemi a to i přes jeho známé nedostatky. Špatně předpovídá komplexní proudění zahrnující značný tlakový gradient, odtržení či silné zakřivení proudnic. Pro tyto nedostatky ho v simulaci nebudeme používat.

- Realizable k-epsilon je modifikací standardního modelu, která odstraňuje výše zmíněné nedostatky. Je vhodný pro komplexní proudění zahrnující velká tečná napětí a střední víry. Dále dobře predikuje odtržení proudu od stěny. V současnosti je doporučován jako defaultní model pro běžné aplikace. Tento model zahrneme do porovnání s experimentem

- RNG nabízí odstranění nedostatků standardního modelu podobně jako Realizable. Velice dobře vykresluje oblasti s místními víry. Bohužel jeho konvergence může být značně obtížná. Tímto modelem se také ve studii nebudeme zabývat.

Na Obr. 5.2 vidíme, jak standardní model k-epsilon selhal při předpovědi odtržení proudu. Zatímco model Realizable k-epsilon zachytil odtržení přesně.



Obr. 5.2 Srovnání předpovědi odtržení proudu pro model Standard a Realizable k-epsilon [10]

k-omega

- Standard k-omega je empirickým modelem, který je založen na modelování transportní rovnice pro turbulentní kinetickou energii k a na míře specifické disipace ω , což je v podstatě poměr mezi ε/k . Hlavním cílem tohoto modelu je zpřesnit chování v oblastech ovlivněných stěnami. Dále vykazuje lepší shodu s experimenty než k-epsilon pro nízké hodnoty Reynoldsova čísla. Velkou nevýhodou je však velká citlivost a tudíž nepřesnost řešení v oblastech daleko od stěny. Proto se začaly vyvíjet modely na bázi spojení k-omega s k-epsilon, které odstraňují značnou citlivost standardního modelu ve volném proudu.

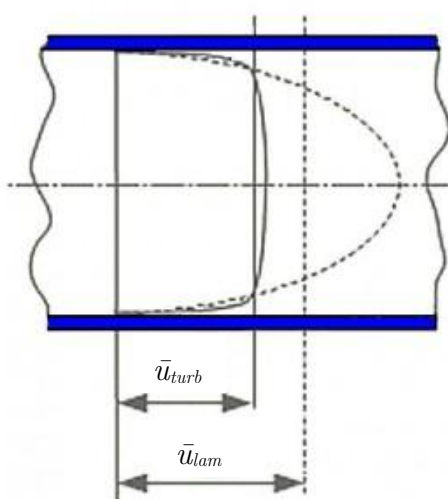
- SST k-omega je založen na spojení modelu k-omega v blízkosti stěn a k-epsilon ve volném proudu. Čímž nabízí stejné přednosti pro modelování proudění v těsné

blízkosti stěny jako standartní k-omega a v oblastech neovlivněných stěnou funguje jako k-epsilon. Tento model je standardně používán v aerodynamice. Dokáže nejlépe ze všech RANS modelů predikovat odtržení proudu např. vlivem opačného gradientu tlaku na křídle letadla. Pro jeho příznivé vlastnosti chování v blízkosti u stěny tento model zahrneme pro srovnání s experimentem.

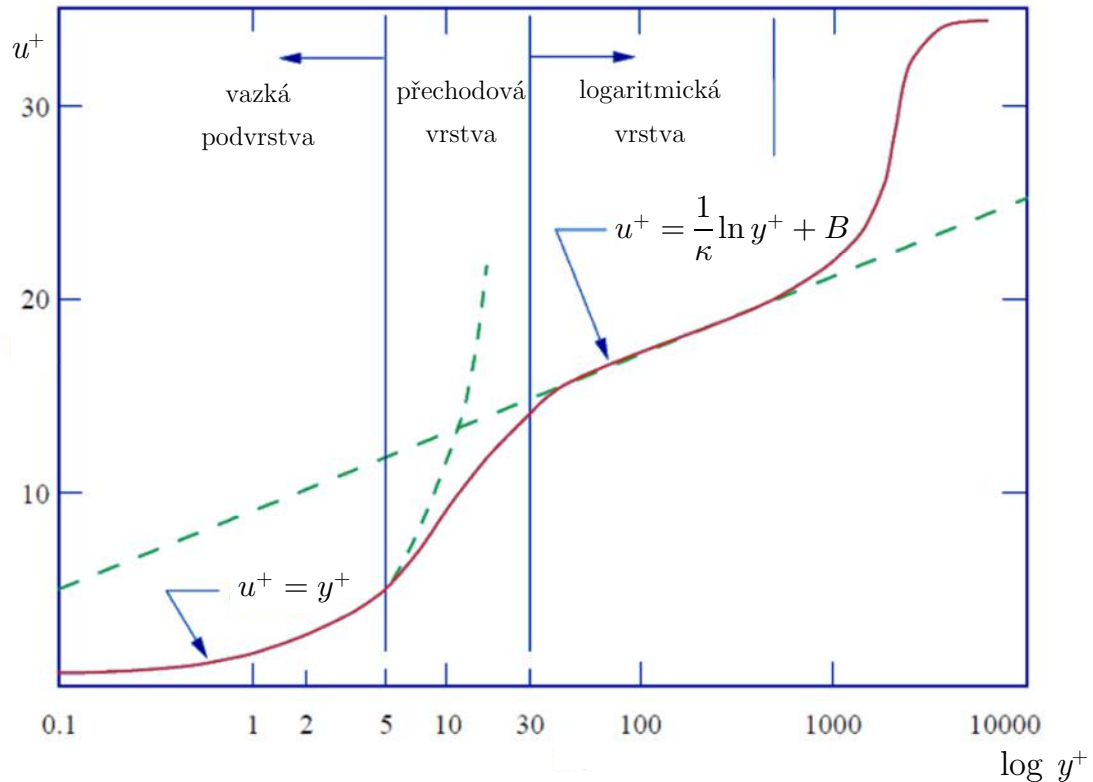
- BSL k-omega. Při komplexním proudění se stává, že model SST předimenzuje velikost odtržené oblasti. K odstranění tohoto problému je doporučován model BSL k-omega. Tento model také zahrneme do srovnání s experimentem.

5.2 Modelování turbulence v blízkosti stěny

V blízkosti stěn je chování tekutiny, díky její vazkosti, značně ovlivněno tečným napětím. Turbulentní víry díky převládajícímu tečnému napětí v těsné blízkosti stěny zanikají. Se vzdáleností od stěny vliv tečných napětí klesá a postupně převládá zdánlivé turbulentní napětí způsobené fluktuacemi rychlosti, a to až do oblasti volného proudu, kde můžeme vliv stěny považovat za zanedbatelný. To je zcela odlišné chování od laminárního proudění, kde je rychlostí profil ovlivněn pouze tečným napětím způsobeným viskozitou tekutiny. Můžeme dále říci, že částice v bezprostřední vzdálenosti od stěny mají nulovou rychlost a to nezávisle na celkové střední rychlosti. Rychlost při turbulentním proudění v blízké vzdálenosti od stěny pak rapidně roste.



Obr. 5.3 Rychlostní profil při proudění v trubce kruhového průřezu [15]



Obr. 5.4 Turbulentní rychlostní profil [12]

Podle dat vycházejících z experimentů rozdělili Prandtl a Kármán okolí přiléhající ke stěně na tyto oblasti:

vazká podvrstva – Vytváří se v těsné blízkosti hladké stěny. Příčné složky flukтуаčních rychlostí jsou stěnou tlumeny, tím pádem zde viskózní tečné napětí převažuje nad zdánlivým turbulentním napětím přibližně o dva až tři řády. Tato vrstva je velice tenká, ale má velký vliv na přestup tepla a třecí ztráty. Rychlostní profil je přímkový.

přechodová vrstva – Obě tečná napětí způsobená viskozitou a turbulentním směšovací pohybem jsou zde řádově stejně velká. Rychlostní profil zde plynule přechází z přímkového na logaritmický zákon.

logaritmická vrstva – Nachází se v určité vzdálenosti od stěny, kde tečné napětí způsobené viskozitou tekutiny je značně menší než zdánlivé turbulentní napětí, a to o dva až tři řády. Horní limit oblasti závisí na Reynoldsově čísle. V této oblasti se rychlostní profil řídí logaritmickým zákonem. [1],[2]

Logaritmický zákon má tvar

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B \quad (5.6)$$

kde bezrozměrná rychlost

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{U_\tau} \quad (5.7)$$

a třecí rychlost

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (5.8)$$

U_τ je rovno konstantě pro daný případ proudění. τ_w je tečné napětí na stěně a ρ je hustota tekutiny.

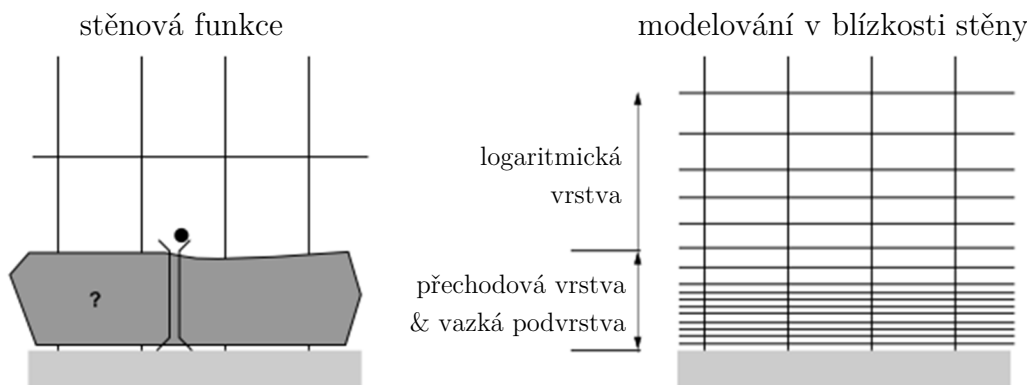
Bezrozměrná odlehlost

$$y^+ = \frac{\rho U_\tau y}{\mu} \quad (5.9)$$

Na základě experimentů v hladkých trubkách byla přibližně stanovena bezrozměrná von-Kármánova konstanta $\kappa \approx 0.41$ a integrační konstanta $B \approx 5.0$ [1]. Se zvyšující se drsností potrubí integrační konstanta B roste.

Pro modelování turbulentního proudění v blízkosti stěn existují dva přístupy. Budto je možné chování u stěny zjednodušit pomocí stěnové funkce, která je založena na logaritmickém zákoně, anebo vyřešit chování proudící tekutiny v celém rozsahu až do oblasti vazké podvrstvy. Stěnová funkce využívá předvídatelného rychlostního profilu, který se řídí logaritmickým zákonem k získání dalších veličin například tečného napětí. Aby tato úvaha byla platná, je nutné umístit první uzel přilehlý ke stěně tak aby ležel v logaritmické vrstvě. Obecné pravidlo dle manuálů k FLUENTU říká, že výška první buňky by měla být tak, aby bylo splněno $30 < y^+ < 300$. Stěnová funkce nesmí být použita pro hodnoty $y^+ < 30$. Při použití stěnové funkce pod hodnotu $y^+ = 30$ jsou výsledkem zkreslené předpovědi. Použití stěnové funkce je vhodné pro případy, kdy nás více zajímá co se děje uprostřed domény, než jaké podmínky panují v blízkosti stěny. Jelikož proudění kolem spojů v polyetylenovém potrubí je úzce spjato se stěnami, je nutností použít přístup, kde provedeme řešení až do vazké podvrstvy. Tento

přístup vyžaduje, aby výška první buňky od stěny byla ve vzdálenosti $y^+ \approx 1$ nebo menší. Dále je pro relevantní předpověď nutností u stěny použit ortogonální mesh o minimálně 10 optimálně 20 vrstvách se stoupáním maximálně 1,2. Tím se zaručí, že mesh je schopna adekvátně vykreslit hodnoty až do vazké podvrstvy. Problémem tohoto přístupu je větší množství počtu buněk a tím zvýšení výpočetní náročnosti.



Obr. 5.5 Schéma přístupu pro řešení v okolí stěny

Bezrozměrná odlehlost y^+ nelze pro složitější tvary předpovědět dopředu. Je tedy nutné nejprve provést simulaci, ze které získáme hodnoty y^+ a následně upravit mesh, tak aby pro následnou simulaci byly hodnoty v rozsahu $y^+ < 1$. Pro jednoduchý tvar jako je přímý úsek potrubí je možné získat odhad skutečné výšky první buňky y pro požadovaný rozměr y^+ následovně.

Z rovnice (5.9) vyjádříme y

$$y^+ = \frac{\rho U_\tau y}{\mu} \rightarrow y = \frac{\mu y^+}{\rho U_\tau} \quad (5.10)$$

třecí rychlost $U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$ kde tečné napětí na stěně vypočteme ze vztahu pro součinitel povrchového tření nebo také Fanningův součinitel.

$$C_f = \frac{2\tau_w}{\rho \bar{u}^2} \rightarrow \tau_w = \frac{1}{2} C_f \rho \bar{u}^2 \quad (5.11)$$

při proudění v trubkách určíme Darcy-Weisbachův součinitel tření ztrát λ , pro který platí závislost $\lambda = 4C_f$. Dosazením do rovnice (5.11) dostaneme

$$\tau_w = \frac{1}{8} \lambda \rho \bar{u}^2 \quad (5.12)$$

Součinitel λ vyjádříme například pomocí Advaniho vztahu pro hladké potrubí

$$\lambda = 0,0032 + 0,221Re^{-0,237} \quad (5.13)$$

Pro potrubí vnitřního průměru $d = 0.141$ m, kterým proudí voda o hustotě $\rho = 998$ kg/m³ a dynamické viskozitě $\mu = 0.001003$ Pa/s střední rychlostí $\bar{u} = 1$ m/s odhadneme výšku první buňky pro požadovanou hodnotu $y^+ = 1$ jako:

$$(5.14)$$

$$y = \frac{\mu y^+}{\rho U_\tau} = 2.2 \times 10^{-5} \text{ m} = 0.022 \text{ mm}$$

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} = 0.0454$$

$$\tau_w = \frac{1}{8} \lambda \rho \bar{u}^2 = 2.0584$$

$$\lambda = 0,0032 + 0,221Re^{-0,237} = 0,0165$$

$$Re = \frac{\rho \bar{u} d}{\mu} = 140297$$

Z tohoto výpočtu plyne potřeba velmi jemné sítě u stěn potrubí.

Vraťme se nyní k vybraným modelům turbulence k-epsilon a k-omega. Model k-omega dokáže pracovat s jakoukoli hodnotou y^+ . To je jeho obrovská přednost oproti modelu k-epsilon. K-omega rozpozná velikost hodnoty y^+ a podle ní upraví, jakým způsobem proběhne řešení v okolí stěny. Podle velikosti y^+ řešení probíhá v nízkých Reynoldsových číslech v bezprostřední blízkosti stěny a se zvyšující se hodnotou y^+ řešení plynule přechází na řešení pomocí stěnové funkce. Nejlepších výsledků je stále dosahováno pro hodnoty $y^+ < 4\sim 5$, kde dojde k celkovému vykreslení i v oblasti vazké podvrstvy. A při použití hrubší sítě opět platí doporučení, aby velikost první buňky byla větší než $y^+ < 30$. Použitím hrubší sítě však přicházíme o výhodu modelu k-omega, který byl přednostně navržen pro řešení problémů proudění v těsné blízkosti stěny.

Model k-epsilon nedisponuje automatickým přístupem řešení v okolí stěny. Je tedy nutné věnovat tvorbě sítě zvýšenou pozornost a dodržet předepsané hodnoty y^+ pro jednotlivé metody řešení. Při nedodržení těchto hodnot jsou výsledkem zkreslené předpovědi. Pro model k-epsilon jsou tyto stěnové funkce: Standard Wall Function, Scalable Wall Function a Non-Equilibrium Wall Function. Se stěnovou funkcí se dále již nebudeme zabývat, jelikož při simulaci proudění kolem spoje nás bude primárně zajímat co se děje v jeho těsné blízkosti.

Dále bude nutné přesně předpovědět tlakové ztráty, které vycházejí ze znalosti tečného napětí na stěně potrubí. Je tedy nutností využít přístupu vykreslení až do vazké podvrstvy. Model k-epsilon v této oblasti nabízí dvě metody řešení.

Enhanced Wall Treatment (EWT): Základem tohoto přístupu je dvouvrstvý model. Doména v okolí stěny je rozdělena na region ovlivněný viskozitou a plně turbulentní region. Přejít mezi těmito vrstvami se řídí podle turbulentního Reynoldsova čísla.

Menter-Lechner Wall Treatment (MLWT): Použití turbulentního Reynoldsova čísla pro rozdělení na dva regiony přináší několik problémů. Pro oblasti s nízkou turbulencí dochází ke špatnému rozdělení vrstev, kde viskózní vrstva zasahuje do přílišné vzdálenosti od stěny. Nepřesné rozdělení nastává také při velkých gradientech tlaku. Jestliže se hodnota y^+ nachází v blízkosti přechodu vrstev, model má tendenci oscilovat. Oscilace zabraňují konvergenci. Menter-Lechnerova metoda byla vyvinuta právě, aby odstranila tyto problémy. Přejít mezi jednotlivými oblastmi je plynulý.

6 Stanovení vhodného modelu turbulence

Pro určení nejvhodnější metody modelování proudění kolem svaru bude zapotřebí provést a srovnat velké množství simulací. Jednak je nutné pro relevantní vyhodnocení součinitele místní ztráty určit závislost tlakové ztráty na rychlosti proudění v potrubí tedy na Reynoldsově čísle, a dále také srovnat jednotlivé modely turbulence a jejich přístupy pro řešení proudění kolem stěny. Z tohoto důvodu bude simulace zjednodušena na axisymetrický 2D problém. Tímto zjednodušením sice model nezachytí rotační nesymetričnost skutečného spoje, avšak tato nesymetričnost je způsobena pouze u potrubí, které bylo při svařování vůči sobě značně přesazeno. Naopak výhodou 2D axisymetrického zjednodušení je obecně přesnější předpověď než při řešení ve 3D. Nejpodstatnější předností 2D je však potřeba menšího počtu buněk při stejné jemnosti sítě, a tím značná úspora výpočetního času. Aby srovnání simulace s experimentem mohlo být co nejvíce průkazné, bylo nutné vybrat měřený svar, jehož změna tvaru po obvodu byla co nejmenší. Těmto parametrům nejlépe odpovídalo měření na trati s potrubím 160x9,1 PE100.

6.1 Přenesení geometrie spoje z měřené tratě

Z experimentální tratě byla vyříznuta část potrubí s měřeným svarem a na tomto celku bylo nejprve provedeno měření vnitřního průměru potrubí. Průměrná hodnota vnitřního průměru potrubí byla stanovena na $d=141,2$ mm. Po změření



Obr. 6.1 Měřený svar potrubí 160x9,1 PE100

vnitřního průměru bylo potrubí rozděleno na 5 dílců, tak aby byla zachycena změna geometrie svaru po obvodu. Pro přenesení geometrie svaru do elektronické formy byly dílce nafoceny s měřítkem a následně byly tyto fotografie upraveny pomocí programu Autodesk Inventor do vektorové podoby.

Aby nafocení vzorků bylo přesné, byl vyroben jednoduchý přípravek. Přípravek se skládá z držáku vzorku otočného kolem všech os, dále z posuvného a otočného držáku fotoaparátu, posuvného držáku měřítka a ustavovacího válečku. Jelikož jsem zdokumentoval větší množství vzorků, byla výroba přípravku ospravedlněna následnou úsporou času.



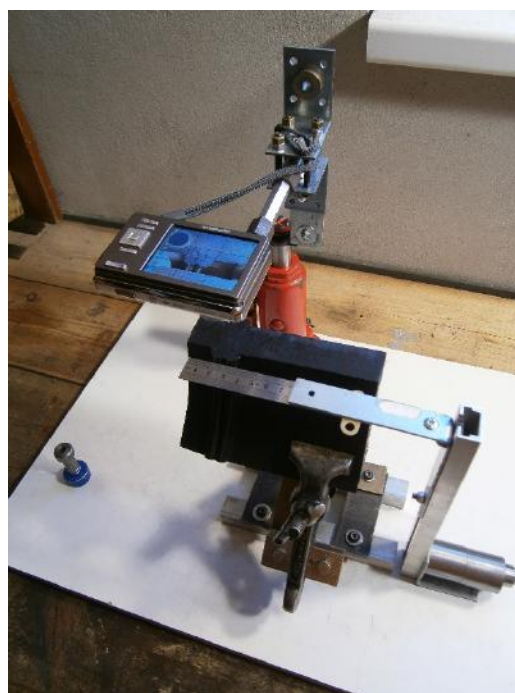
držák měřítka



držák vzorku



držák fotoaparátu



sestava přípravku

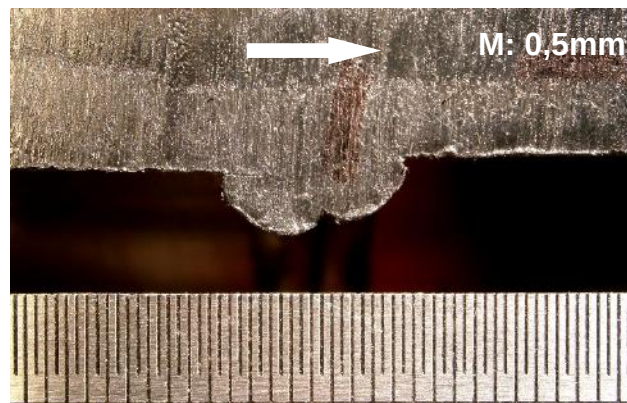
Obr. 6.2 Přípravek pro focení vzorků



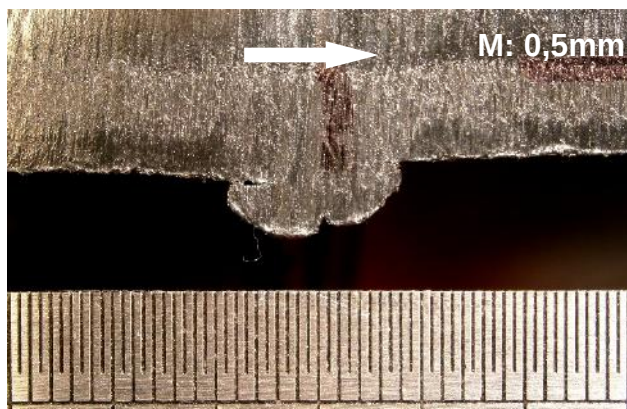
Obr. 6.3 Detail ustavení aparátu vůči vzorku

Na Obr. 6.3 můžeme vidět ustavení aparatury těsně před samotným focením. Postup práce s tímto přípravkem je velice snadný. Nejprve je vzorek pomocí svěrky uchycen do držáku a čelem řezu nastaven zhruba do vodorovné polohy (nemusí být přesně). Na plochu řezu umístíme ustavovací váleček. Pomocí hydraulického zvedáku, který je součástí držáku fotoaparátu vyjedeme nahoru tak, aby objektiv byl nad ustavovacím válečkem. Povolíme ventil zvedáku a sestava zajíždí zpět do válce jemným zatlačením ruky na píst. Koncovka držáku fotoaparátu je na kulovém čepu, jehož tuhost se reguluje motýlkovou maticí. Díky tomu se při sjíždění, kdy se objektiv fotoaparátu opře o ustavovací váleček, automaticky zajistí kolmost objektivu vůči ploše řezu. Kolmost lze nastavit i pohledem, kdy objektiv zastavíme těsně před válečkem a kolmost zajistíme lehkou regulací pomocí držáku vzorku nebo aparátu. Jako poslední ustavíme držák s měřítkem tak, aby plocha měřítka byla rovnoběžná s plochou řezu vzorku. Tímto postupem byly zdokumentovány vzorky potrubí od rozměru 40x3,7 až po rozměr 315x28,6, to je celkem 16 spojů potrubí.

Na Obr. 6.4 můžeme pro porovnání sledovat detail měřeného spoje v řezu I a řezu III. Šipka znázorňuje směr proudění.



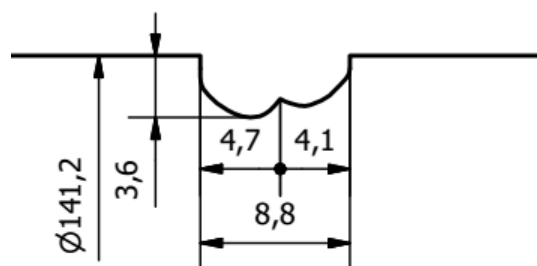
a) řez I



b) řez III

Obr. 6.4 Detail měřeného spoje potrubí 160x9,1

Fotografie detailu všech pěti řezů byly přeneseny do prostředí Autodesk Inventor. Zde byla z těchto pěti řezů zprůměrováním vytvořena jediná geometrie, reprezentující měřený spoj. Výsledné Geometrii odpovídá Obr. 6.5.

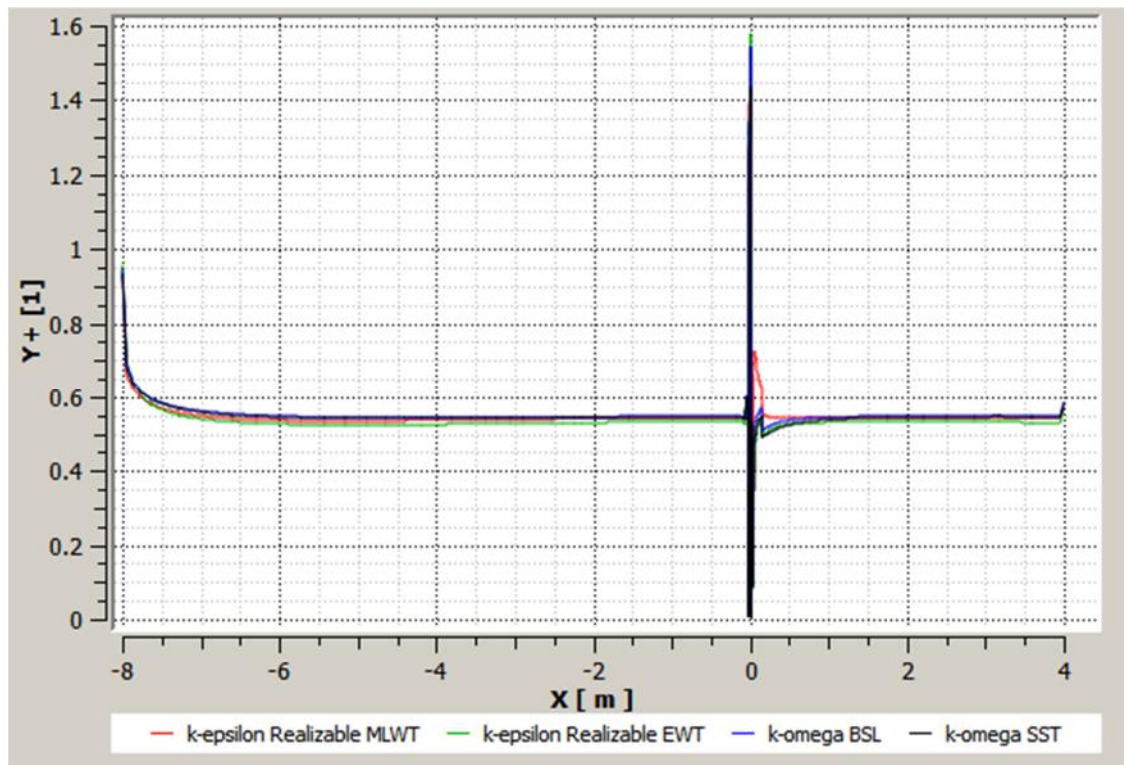


Obr. 6.5 Geometrie měřeného spoje potrubí 160x9,1

6.2 Tvorba sítě

Vytvoření vhodné a kvalitní sítě je jedním z hlavních faktorů pro správnou simulaci. Fluent pro 2D simulaci nabízí možnost tvorby jednotlivých buněk pomocí trojúhelníků anebo čtyřstěnů. Vhodnost použití trojúhelníků či čtyřstěnů závisí na parametrech proudění a také geometrii obtékaného tělesa. V podstatě čtyřstěnná síť je vhodná pro rovné, či jinak jednoznačně definované úseky např. koleno potrubí. Zatímco trojúhelníková síť se uplatní v tvarově složitých oblastech. Co se týče parametrů proudění, bude čtyřstěnná síť vhodná v místech, kde je proud ve směru buněk. Naopak trojúhelníková síť bude vhodnější pro různé typy vířivého proudění. Dnešní řešiče jsou schopné velice dobře pracovat s trojúhelníkovou sítí i v tvarově jednoduchých oblastech a oblastech jednorozměrného proudění. Navíc pomocí trojúhelníků dosáhneme v tvarově složitějších místech daleko kvalitnější sítě než při použití čtyřhranů. Nevýhodou trojúhelníkové sítě je o trochu vyšší výpočetní náročnost při samotné simulaci, avšak čas při generování sítě je naopak daleko kratší. Kratší čas pro tvorbu sítě a hlavně výsledná kvalita sítě jednoznačně hovoří ve prospěch trojúhelníků ve tvarově složitých oblastech. Pro řešení proudění kolem spoje v potrubí byla použita v rovných úsecích ortogonální síť a v blízkosti spoje pak mix čtyřstěnů a trojúhelníků.

Protože požadujeme vykreslení, až do oblasti vazké podvrstvy je nutné připojit takzvanou inflační vrstvu. Jedná se v podstatě o vrstvu složenou z ortogonálních buněk u stěny potrubí. V této oblasti převyšují vazké síly nad turbulentními, a proto je zde proudění zcela ve směru rovnoběžným se stěnou. Z tohoto důvodu jsou zde buňky ortogonální. Výška vrstvy by měla zasahovat až do oblasti platnosti logaritmického zákona. Důležitá je také plynulost napojení vrstvy na ostatní síť a hlavně dodržení parametru bezrozměrné vzdálenosti buňky y^+ . Podrobněji o tvorbě sítě v okolí stěny jsme si již řekly v kapitole 5.2 Modelování turbulence v blízkosti stěny. Připomeňme jen, že výpočet potřebné velikosti první buňky dle rovnice (5.14) je jen předběžný. Správnost sítě je třeba zkontrolovat až po proběhnutí simulace.



Obr. 6.6 Graf závislosti bezrozměrné odlehlosti první buňky pro střední rychlost $c=3$ m/s

Z Obr. 6.6 je patrné, že pro všechny modely turbulence je $y^+ < 1$. Pouze v okolí náběžné hrany spoje ($x \approx 0$) jsou hodnoty y^+ vyšší než 1 ale zároveň nižší než 5. Tím je zaručeno vykreslení oblasti vazké podvrstvy. Zvýšení hodnoty y^+ na náběžné hraně spoje je způsobeno lokálním nárůstem rychlosti. Naopak snížení této hodnoty je způsobeno odtržením proudu. V tomto hluchém místě je rychlost proudění výrazně nižší, a proto zde dochází podle rovnice (5.10) ke snížení bezrozměrné odlehlosti y^+ . Vše platí pouze pro volenou konstantní výšku první buňky v celém úseku stěny.

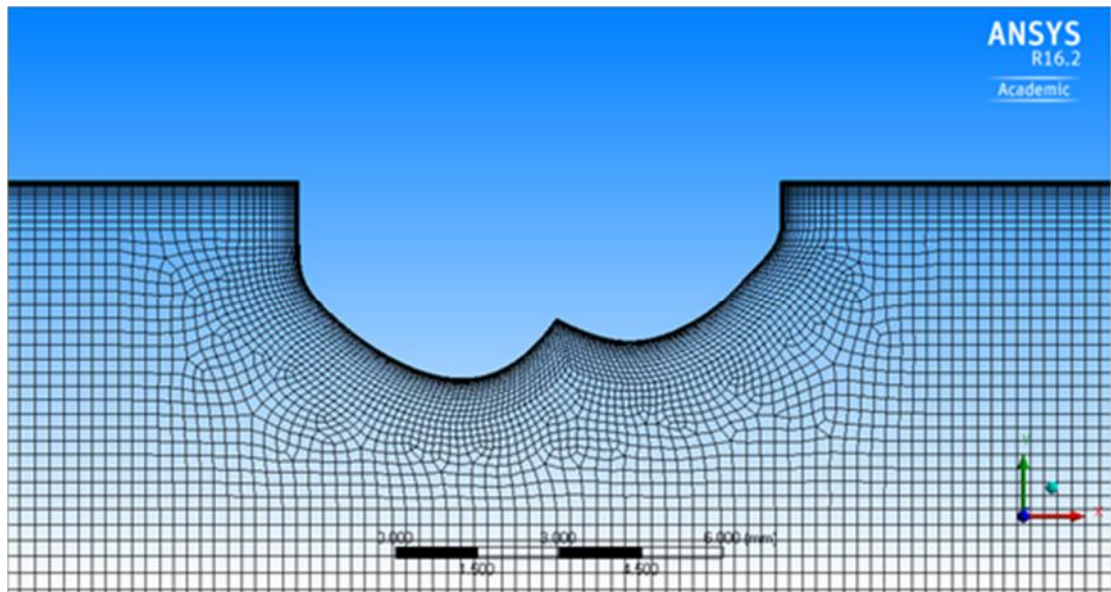
Dále je třeba sledovat kvalitu sítě. Nekvalitní buňky mohou vést ke zhoršení přesnosti výsledků, nebo dokonce k divergenci řešení. Pro určení kvality buněk existují různé metody. Zmíníme zde jen některé.

Skewness - udává, jak se trojúhelník blíží rovnostrannému s úhly 60° a jak se čtyřhran blíží čtverci či obdélníku s úhly 90° . Těmto parametrům odpovídá hodnota 0. Hodnoty 0,95-1 jsou velmi špatné až neakceptovatelné.

Aspect Ratio – vyjadřuje poměr mezi délkou a výškou buňky (vysoké hodnoty aspect ration jsou přípustné v inflační vrstvě, kde předpokládáme jednorozměrné proudění).

Smoothness – udává poměr velikosti navazující větší buňky k velikosti menší buňky. Velké skoky mezi velikostmi buněk jsou nežádoucí.

V neposlední řadě je nutné zajistit nezávislost sítě. To znamená, že jsou dobře zachyceny důležité oblasti geometrie (například místním zjemněním sítě) a při dalším zjemňování celkové sítě se již sledované parametry výsledků simulace nebudou v závislosti na zjemnění sítě měnit.



Obr. 6.7 Detail nezávislé sítě v okolí spoje

6.3 Simulace proudění okolo spoje v potrubí

6.3.1 Vstupní parametry simulace

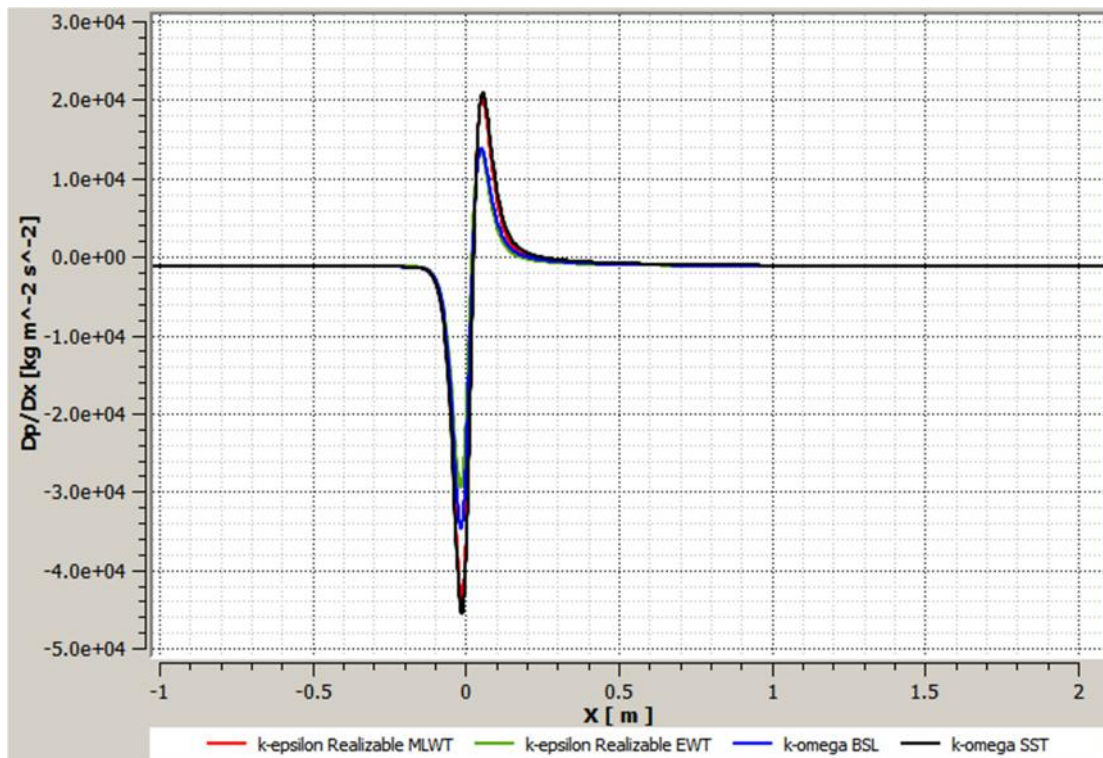
Jako okrajová podmínka na vstupu potrubí byla zvolena konstantní axiální rychlost. Proto pro vytvoření turbulentního rychlostního profilu a z důvodu dokonalého ustálení proudu před a za spojem, byl před a za spoj zařazen dostatečně dlouhý rovný úsek potrubí. Jiná metoda spočívá v simulaci rovného úseku potrubí pomocí periodických okrajových podmínek. Následně se parametry ustáleného proudu vloží jako okrajová podmínka vstupu potrubí se spojem. Tato metoda se však ukázala jako neefektivní. Délku ovlivněné oblasti lze kontrolovat vykreslením závislosti rychlosti a tlaku v ose potrubí. Střední rychlost proudění c je volena v rozsahu od $0,5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ do $5,5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ odstupňovaném po $0,5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Rozsah je volen tak, aby pokryl rozsah rychlostí na experimentální trati. Proudícím médiem je voda při teplotě $t=15^\circ\text{C}$, hustotě $\rho = 998,9 \text{ Kg}\cdot\text{m}^{-3}$ a dynamické viskozitě $\mu = 1,109 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}^{-1}$. Operační tlak je dán jako normální atmosférický $p_{atm} = 101\,325 \text{ Pa}$ a přetlak na výstupu potrubí je 0 Pa .

Pro řešič je volena metoda korekce tlaků (Pressure-Based solver) se sdruženým algoritmem Coupled. Metoda interpolace hybnosti, turbulentní kinetické energie a míry disipace turbulence je volena jako Second Order Upwind. Metoda interpolace tlakových polí se řídí dle schématu PRESTO! a gradienty řešených proměnných ve středech buněk se stanoví dle schématu Least Squares Cell Based. Konvergence je zaručena poklesem všech residuí pod hodnotu 10^{-8} . Pro jistotu je také sledována nerovnoměrnost hmotnostního toku a změna statického tlaku v místech odběru.

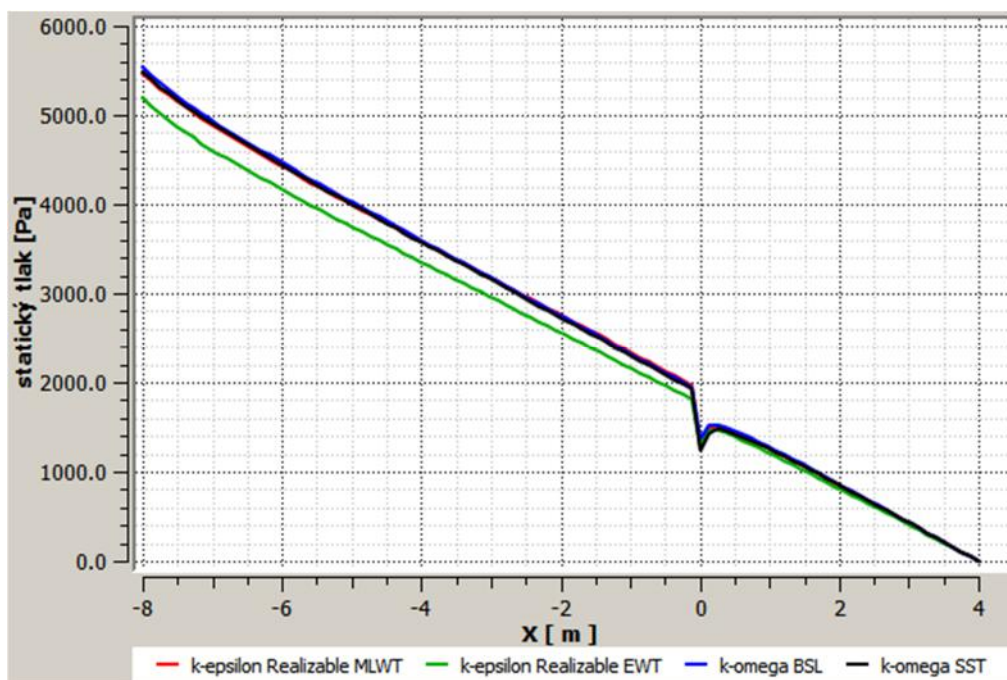
6.3.2 Analýza simulace

Ke správnému určení tlakové ztráty je nutné, aby místa odběru statického tlaku ležely v ustálených oblastech. Místa pro odběr statické tlaku byly voleny právě tak, aby se nacházely mimo ovlivněnou oblast, a to pro celý rozsah rychlostí proudění. Oblast ovlivněného statického tlaku lze určit vykreslením pole statického tlaku. Z analýzy pole statického tlaku plyne, že největší délka ovlivnění leží v ose potrubí. Ovlivněnou oblast lépe než ze samotného vykreslení pole určíme ze závislosti gradientu statického tlaku v ose potrubí. Ovlivněná oblast také mírně roste se

zvyšující se střední rychlostí proudění. Pro určení maximální velikosti ovlivněné oblasti byla použita simulace pro střední rychlost proudění $5,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

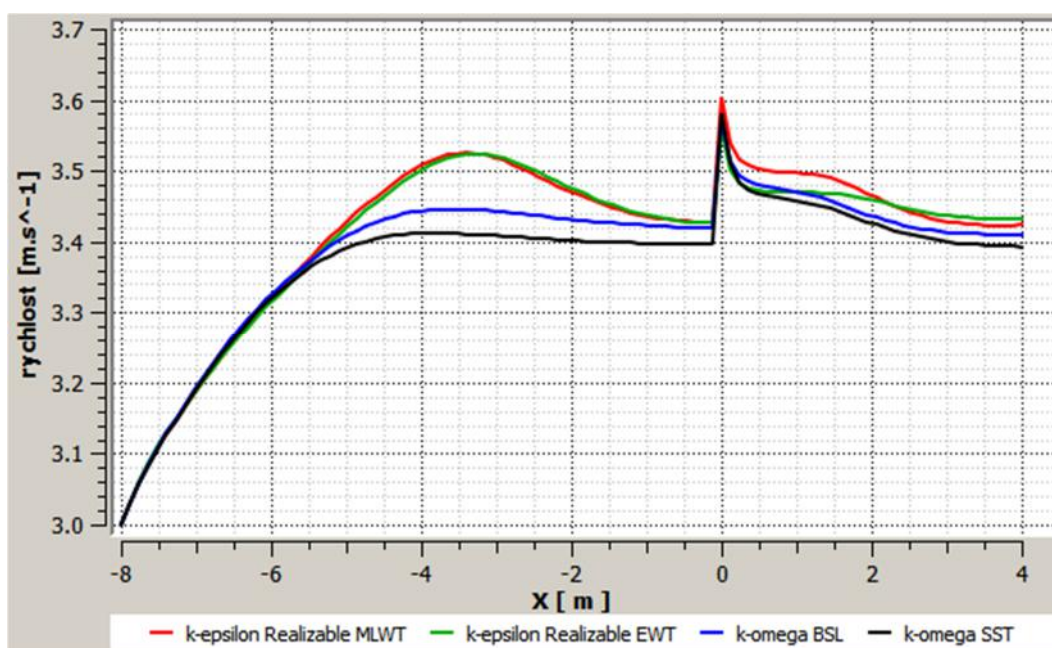


Obr. 6.8 Gradient statického tlaku podél osy potrubí v místě spoje pro střední rychlost $5,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$



Obr. 6.9 Závislost ztráty statického tlaku podél osy potrubí pro střední rychlost $3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$

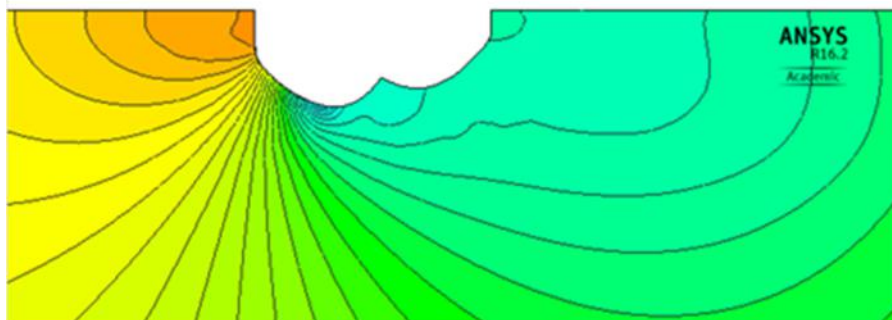
Z grafu na Obr. 6.8 plyne, že oblast ovlivnění statického tlaku zasahuje do délky 0,3 m před spoj a do přibližně 1,5 m za spoj. Na následujícím grafu Obr. 6.9 je vykreslen průběh statického tlaku v ose po celé délce potrubí. Můžeme zde krásně sledovat skokový pokles tlaku způsobený spojem v potrubí. Veškeré hodnoty statického tlaku jsou udávány jako relativní vůči atmosférickému tlaku. Pro absolutní hodnotu statického tlaku pak platí: $p_{s\ abs} = p_s + p_{atm}$



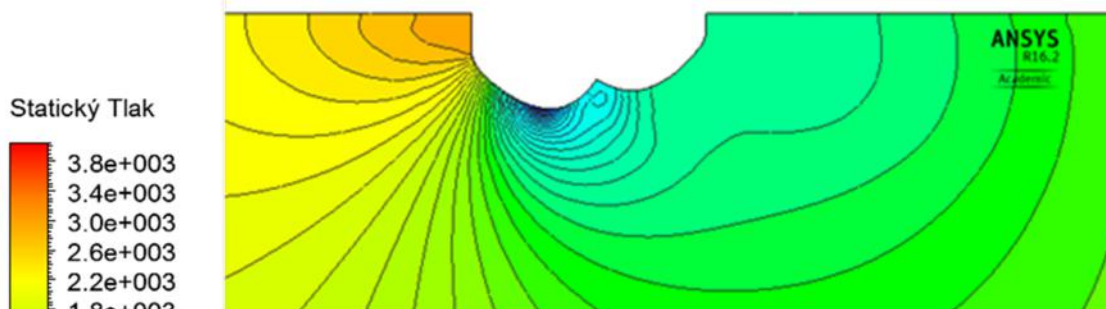
Obr. 6.10 Vývoj x složky rychlosti v ose potrubí pro střední rychlost $3\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$

Z grafu Obr. 6.10 lze odečíst přibližnou délku potřebnou na vytvoření konstantního turbulentního rychlostního profilu. Připomeňme si, že okrajová podmínka na vstupu je dána konstantní rychlostí v celém průřezu potrubí. V oblasti okolo spoje potrubí ($x=0$) sledujeme nárůst rychlosti způsobený zmenšením průřezu a následnou ustavovací délkou za spojem.

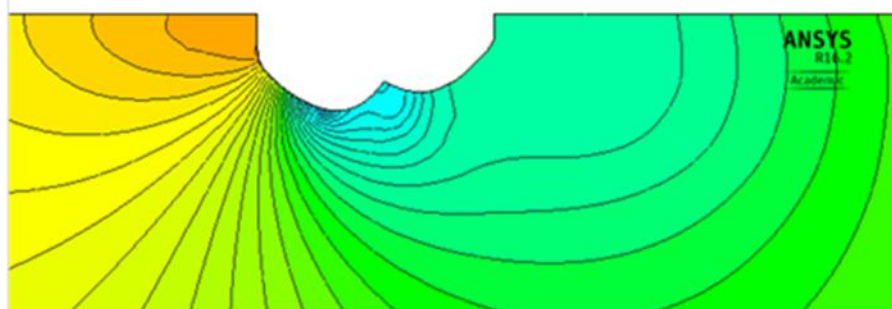
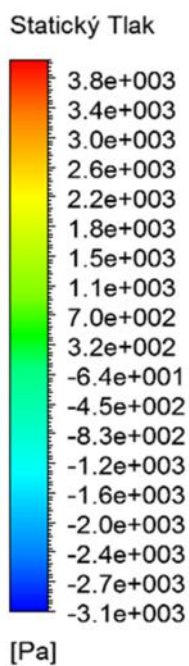
Z předchozích grafů je jasně patrné odlišné chování jednotlivých modelů turbulence. Detailnější srovnání si ukážeme vykreslením tlakového a rychlostního pole v okolí spoje. Bohužel nemáme k dispozici experimentální data rychlostního pole, a proto budeme muset stanovit vhodný model na základě experimentálně naměřených hodnot statického tlaku.



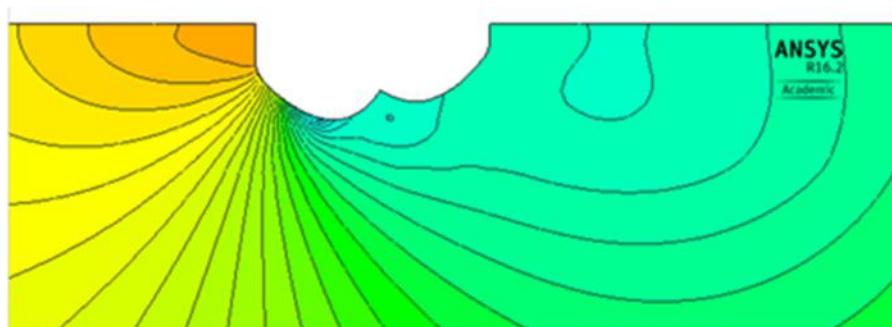
k-epsilon Realizable MLWT



k-epsilon Realizable EWT

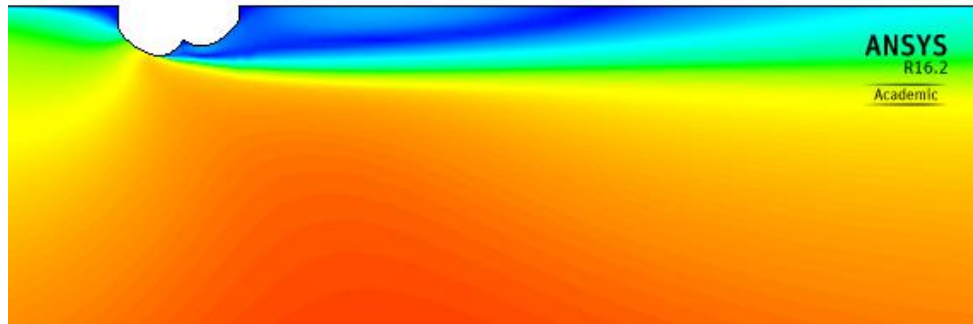


k-omega BSL

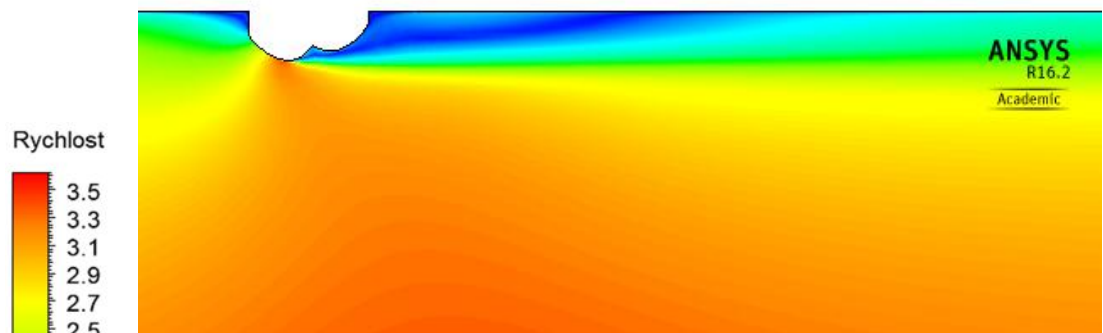


k-omega SST

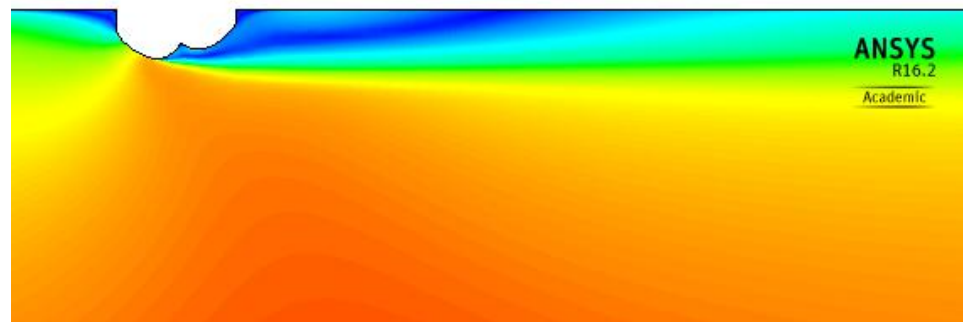
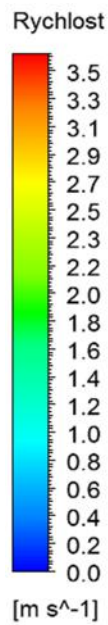
Obr. 6.11 Pole statického tlaku v okolí spoje, průměrná rychlost proudění $3\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$



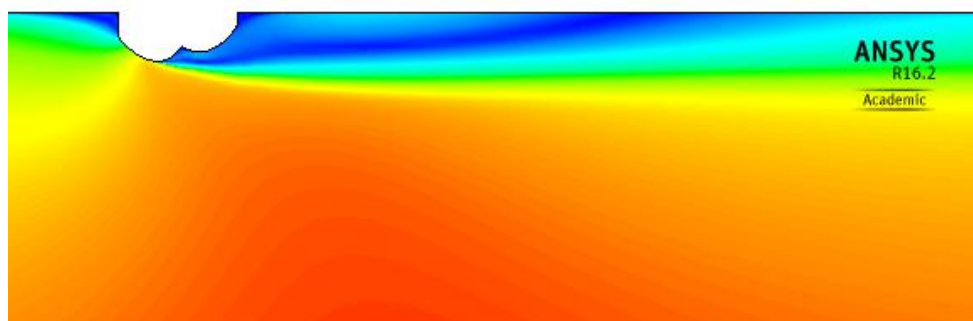
k-epsilon Realizable MLWT



k-epsilon Realizable EWT



k-omega BSL

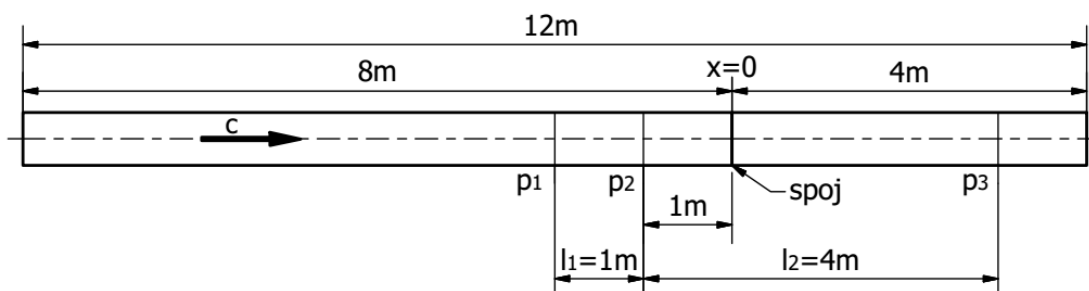


k-omega SST

Obr. 6.12 Rychlostní pole v okolí spoje, střední rychlost proudění 3m.s⁻¹

6.3.3 Vyhodnocení naměřených dat simulace

Sběr dat statického tlaku probíhal dle následujícího schématu. Porovnáme-li schéma s grafem gradientu statického tlaku v ose potrubí Obr. 6.8 vidíme, že odběry statického tlaku p_1, p_2 a p_3 leží mimo ovlivněnou oblast.



Obr. 6.13 Schéma sběru statického tlaku pro měřený spoj potrubí 160x9,1

Pro tlakovou diferenci způsobenou místní ztrátou spoje platí vztah

$$\Delta p_s = (p_2 - p_3) - \frac{p_1 - p_2}{l_1} l_2 \quad (6.1)$$

kde člen $\frac{p_1 - p_2}{l_1} = \Delta p_{t1m}$ představuje velikost třecí ztráty na 1m.

Součinitel místní ztráty je určen jako

$$\xi = \frac{\Delta p_s}{\rho} \frac{2}{c^2} \quad (6.2)$$

Výsledky naměřených a vypočtených dat jsou shrnuty v Tab. 6.1,6.2,6.3 a 6.4 na následujících stranách (hodnota součinitele třecí ztráty λ je vypočítána dle vztahu (3.2)). Na Obr. 6.14 potom vidíme srovnání součinitele třecí ztráty λ pro jednotlivé modely turbulence s hodnotami získanými experimentem na zkušební trati a s řešením dle Blasia a Advaniho. Součinitel třecí ztráty podle Blasia je vyjádřen jako $\lambda = 0,3164/Re^{0,25}$ a pro vztah dle Advaniho platí $\lambda = 0,0032 + 0,221Re^{-0,237}$. Z grafu je patrná relativně dobrá shoda mezi všemi turbulentními modely. Součinitel třecí ztráty je pro modely k-omega BSL a SST téměř totožný. Jak bylo již experimentálně zjištěno podle [6] a [7] výsledky experimentu se nejlépe shodují s řešením podle Advaniho. To samé lze říci o turbulentních modelech k-epsilon MLWT, k-omega BSL a SST. Model k-epsilon EWT vykazuje lepší shodu s řešením dle Blasia.

Tab. 6.1 Naměřená a vypočtená data pro vzorový spoj potrubí 160x9,1, model k-epsilon MLWT

c [m.s ⁻¹]	Re [1]	p_1 [Pa]	p_2 [Pa]	p_3 [Pa]	Δp_{t1m} [Pa.m ⁻¹]	Δp_s [Pa]	λ [1]	ξ [1]
0.5	70262	105.7	89.1	16.8	16.7	5.5	0.0189	0.0443
1	140524	370.8	313.3	58.1	57.5	25.1	0.0163	0.0502
1.5	210786	774.0	655.1	120.4	118.9	59.3	0.0149	0.0528
2	281049	1310.3	1110.3	203.1	200.0	107.2	0.0141	0.0537
2.5	351311	1971.4	1672.1	304.5	299.4	170.1	0.0136	0.0545
3	421573	2756.7	2339.7	424.8	417.0	247.0	0.0131	0.0550
3.5	491835	3658.6	3107.1	562.6	551.5	338.5	0.0127	0.0554
4	562097	4672.9	3970.6	717.3	702.3	444.1	0.0124	0.0556
4.5	632359	5794.8	4926.1	888.2	868.7	563.2	0.0121	0.0557
5	702621	7037.8	5985.1	1077.3	1052.7	697.1	0.0119	0.0559
5.5	772883	8391.1	7138.5	1282.9	1252.6	845.4	0.0117	0.0560

Tab. 6.2 Naměřená a vypočtená data pro vzorový spoj potrubí 160x9,1, model k-epsilon EWT

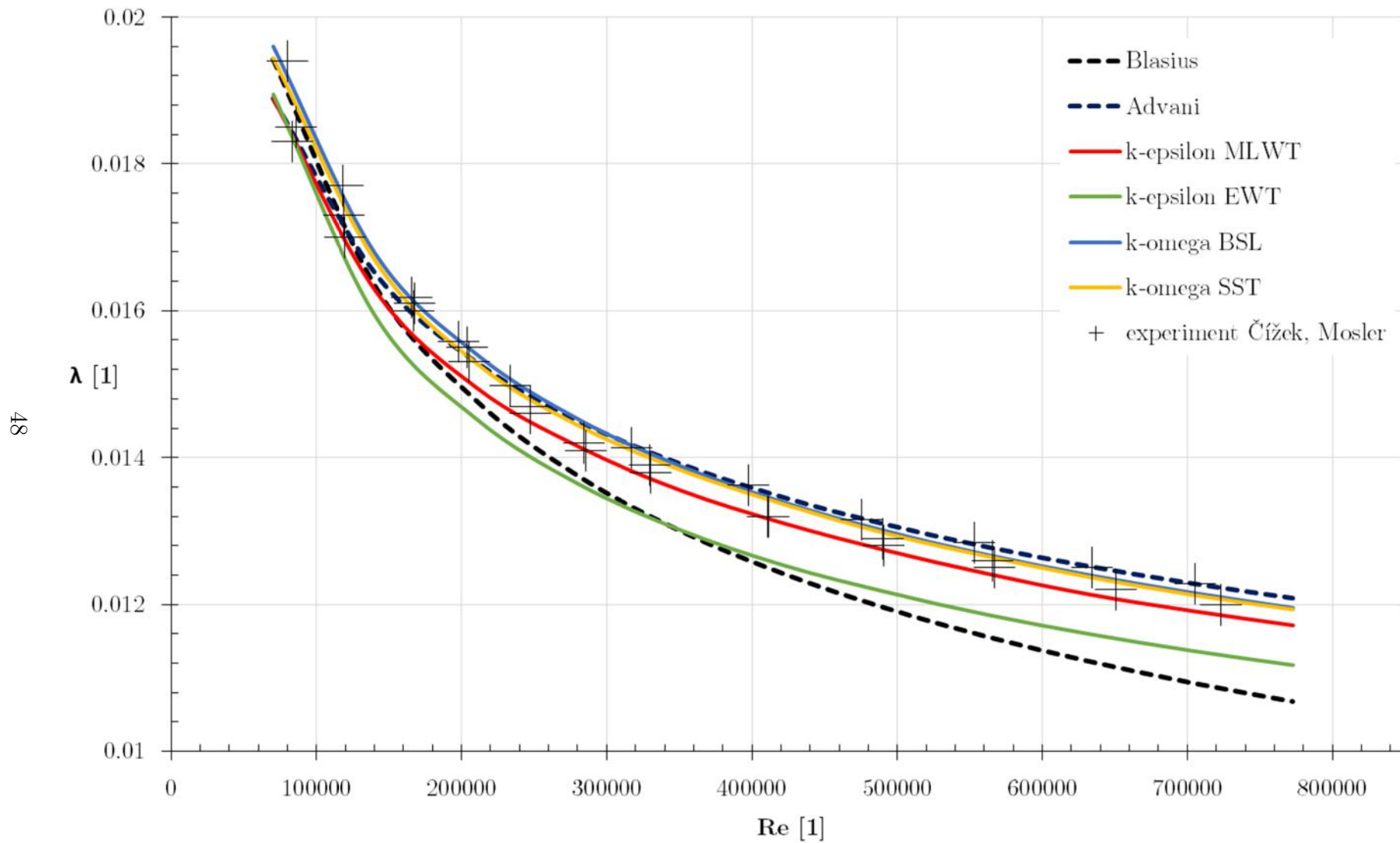
c [m.s ⁻¹]	Re [1]	p_1 [Pa]	p_2 [Pa]	p_3 [Pa]	Δp_{t1m} [Pa.m ⁻¹]	Δp_s [Pa]	λ [1]	ξ [1]
0.5	70262	103.8	87.1	16.8	16.7	3.3	0.0189	0.0268
1	140524	353.6	297.3	56.7	56.3	15.4	0.0159	0.0309
1.5	210786	732.1	616.6	116.7	115.5	38.1	0.0145	0.0339
2	281049	1230.0	1037.2	195.4	192.8	70.7	0.0136	0.0354
2.5	351311	1841.4	1553.9	292.0	287.4	112.2	0.0130	0.0360
3	421573	2561.3	2162.6	405.9	398.7	161.8	0.0125	0.0360
3.5	491835	3392.3	2865.3	537.1	527.0	220.2	0.0122	0.0360
4	562097	4325.2	3654.5	684.3	670.7	287.5	0.0119	0.0360
4.5	632359	5360.1	4530.1	847.7	830.1	362.1	0.0116	0.0358
5	702621	6496.1	5491.3	1027.0	1004.7	445.5	0.0114	0.0357
5.5	772883	7731.3	6536.7	1222.1	1194.6	536.1	0.0112	0.0355

Tab. 6.3 Naměřená a vypočtená data pro vzorový spoj potrubí 160x9,1, model k-epsilon BSL

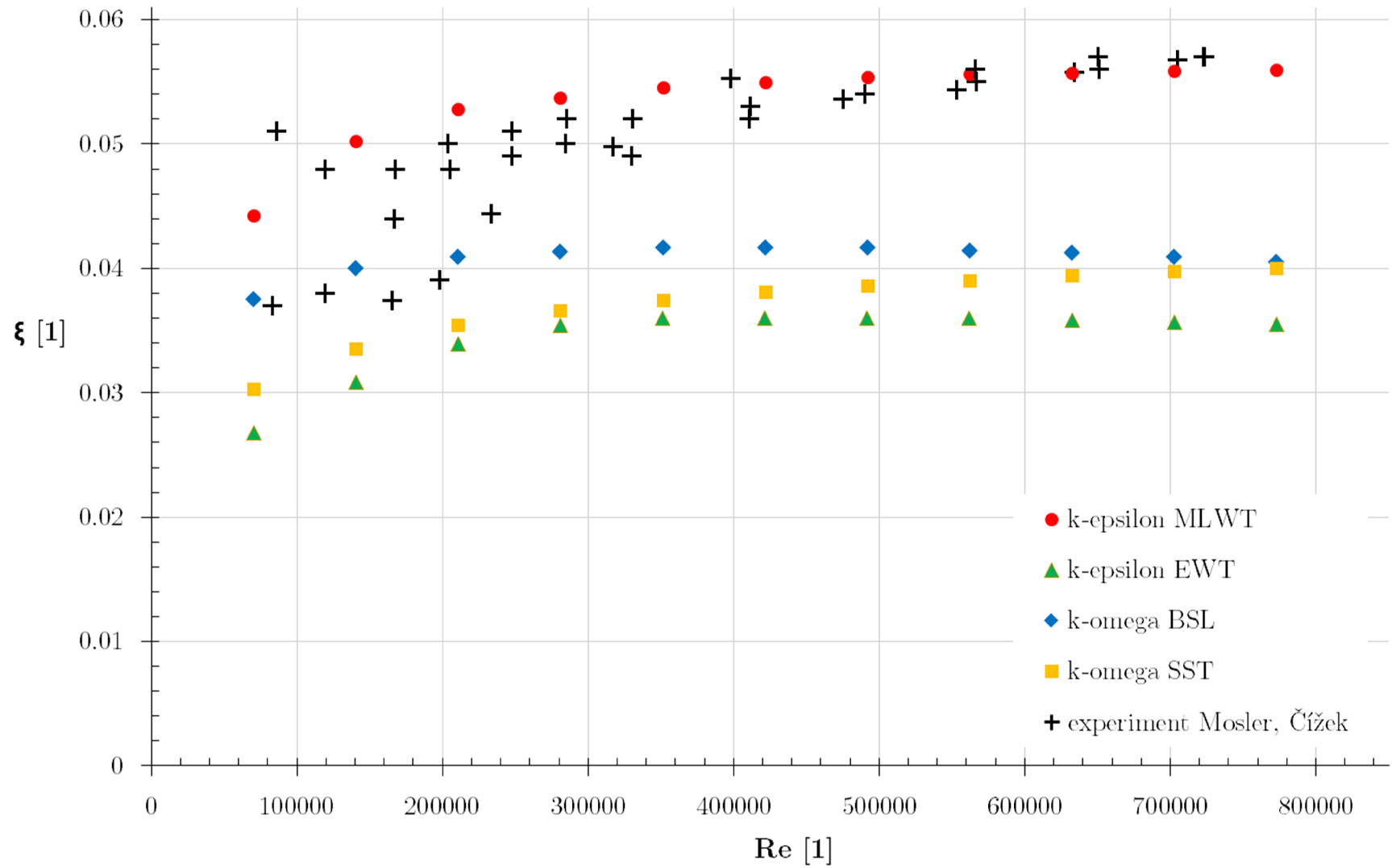
c [m.s ⁻¹]	Re [1]	p_1 [Pa]	p_2 [Pa]	p_3 [Pa]	Δp_{t1m} [Pa.m ⁻¹]	Δp_s [Pa]	λ [1]	ξ [1]
0.5	70262	108.8	91.4	17.5	17.3	4.7	0.0196	0.0375
1	140524	376.5	317.2	59.9	59.3	20.0	0.0168	0.0400
1.5	210786	782.3	659.8	123.8	122.5	46.0	0.0154	0.0410
2	281049	1316.4	1111.1	207.5	205.2	82.6	0.0145	0.0414
2.5	351311	1973.3	1666.7	310.1	306.6	130.0	0.0139	0.0417
3	421573	2748.4	2322.4	430.9	426.0	187.4	0.0134	0.0417
3.5	491835	3638.9	3076.0	569.5	562.9	254.8	0.0130	0.0417
4	562097	4640.4	3923.6	725.1	716.8	331.1	0.0127	0.0415
4.5	632359	5753.0	4865.5	897.9	887.5	417.5	0.0124	0.0413
5	702621	6971.1	5896.4	1087.2	1074.7	510.5	0.0122	0.0409
5.5	772883	8294.4	7016.3	1293.0	1278.0	611.3	0.0120	0.0405

Tab. 6.4 Naměřená a vypočtená data pro vzorový spoj potrubí 160x9,1, model k-epsilon SST

c [m.s ⁻¹]	Re [1]	p_1 [Pa]	p_2 [Pa]	p_3 [Pa]	Δp_{t1m} [Pa.m ⁻¹]	Δp_s [Pa]	λ [1]	ξ [1]
0.5	70262	107.0	89.8	17.3	17.2	3.8	0.0194	0.0303
1	140524	371.0	312.0	59.4	59.0	16.7	0.0167	0.0335
1.5	210786	769.7	648.2	122.4	121.5	39.8	0.0153	0.0355
2	281049	1298.8	1094.7	205.4	204.0	73.1	0.0144	0.0366
2.5	351311	1952.3	1646.7	307.7	305.5	116.9	0.0138	0.0375
3	421573	2725.1	2299.9	428.0	425.2	171.0	0.0134	0.0381
3.5	491835	3609.4	3047.8	565.3	561.6	236.3	0.0130	0.0386
4	562097	4610.1	3894.5	720.4	715.7	311.5	0.0127	0.0390
4.5	632359	5717.9	4832.4	891.4	885.5	398.9	0.0124	0.0395
5	702621	6936.0	5863.9	1079.1	1072.1	496.5	0.0121	0.0398
5.5	772883	8266.1	6990.5	1283.8	1275.7	604.1	0.0119	0.0400



Obr. 6.14 Srovnání závislosti součinitele tření na Reynoldsově čísle pro jednotlivé modely turbulence, experimentální měření a řešením dle Blasia a Advaniho



Obr. 6.15 Srovnání závislosti součinitele místní ztráty na Reynoldsově čísle pro jednotlivé modely turbulence a experimentální měření

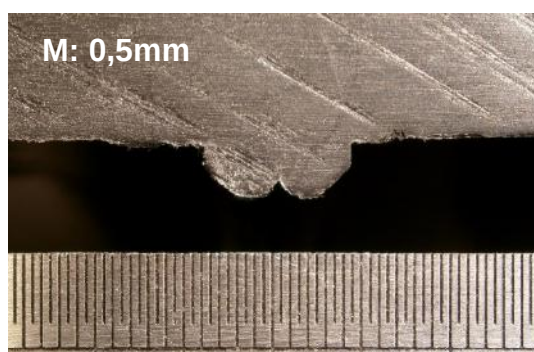
Ze srovnání experimentálně získaných dat součinitele místní ztráty ξ a dat získaných simulací vychází model k-epsilon Realizable MLWT jako model nejlépe vystihující reálné chování kapaliny. Zdá se, že ostatní modely více či méně podceňují velikost tlakové ztráty a to zejména při vyšších hodnotách Reynoldsova čísla. Z Obr. 6.15 je patrná určitá závislost na Reynoldsově čísle. Zhruba do $Re < 300000$ pozorujeme rostoucí tendenci. U hodnot $Re > 300000$ je součinitel místní ztráty téměř konstantní. Pro praktické účely je vhodné stanovit průměrnou hodnotu součinitele ξ . Tato hodnota byla pro měřený spoj na experimentální trati potrubí 160x9,1 stanovena jako $\xi = 0,049$ [7] a podle [6] vychází jako $\xi = 0,051$. Průměrná hodnota součinitele místní ztráty pro model k-epsilon Realizable MLWT odpovídá $\xi = 0,053$. Do budoucna lze na základě srovnání dat získaných simulací a experimentem, doporučit při simulaci i na jiné rozměry potrubí model k-epsilon Realizable se stěnovou funkcí Menter-Lechner Wall Treatment. Zcela nelze vyloučit ani modely k-omega BSL a SST. Nižší hodnota součinitele místní ztráty ξ je u těchto modelů dána mírně vyššími třecími ztrátami rovných úseků potrubí, které je třeba od celkového poklesu tlaku odečíst. Model k-epsilon Realizable se stěnovou funkcí Enhancement Wall Treatment nelze pro účely stanovení součinitele místní ztráty doporučit. V dalších kapitolách, kde analyzujeme vliv geometrie spoje na velikost součinitele ξ , budeme již pracovat pouze s modelem k-epsilon MLWT.

7 Vliv geometrie spoje na hodnotu součinitele místní ztráty

Vady spojů mohou být vnitřní (různé dutiny či trhliny) nebo vnější. Vnější vady se významně projevují na geometrii spoje. V této kapitole provedeme simulaci proudění okolo spojů s vadami, které jsou nejběžnější při svařování PE potrubí metodou na tupo. Všechny geometrie budou navrženy na měřené potrubí 160x9,1.

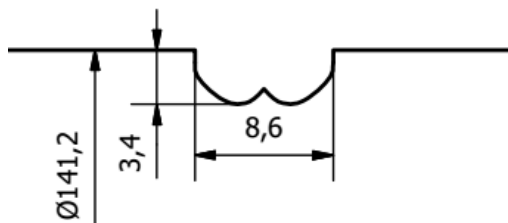
7.1 Geometrie referenčního spoje

Abychom získali referenční hodnotu součinitele ξ , je třeba vytvořit spoj při přesně stanovených svařovacích podmínkách. Výsledný spoj nesmí vykazovat různé deformace a měl by být osově i rotačně symetrický. Spoj by měl dále ležet dle směrnice DVS 2202-1 v tolerančním poli A, které udává dovolenou šířku spoje v závislosti na tloušťce stěny. Pro tyto účely byl v laboratorních podmínkách vytvořen spoj, který budeme pracovně označovat jako referenční.



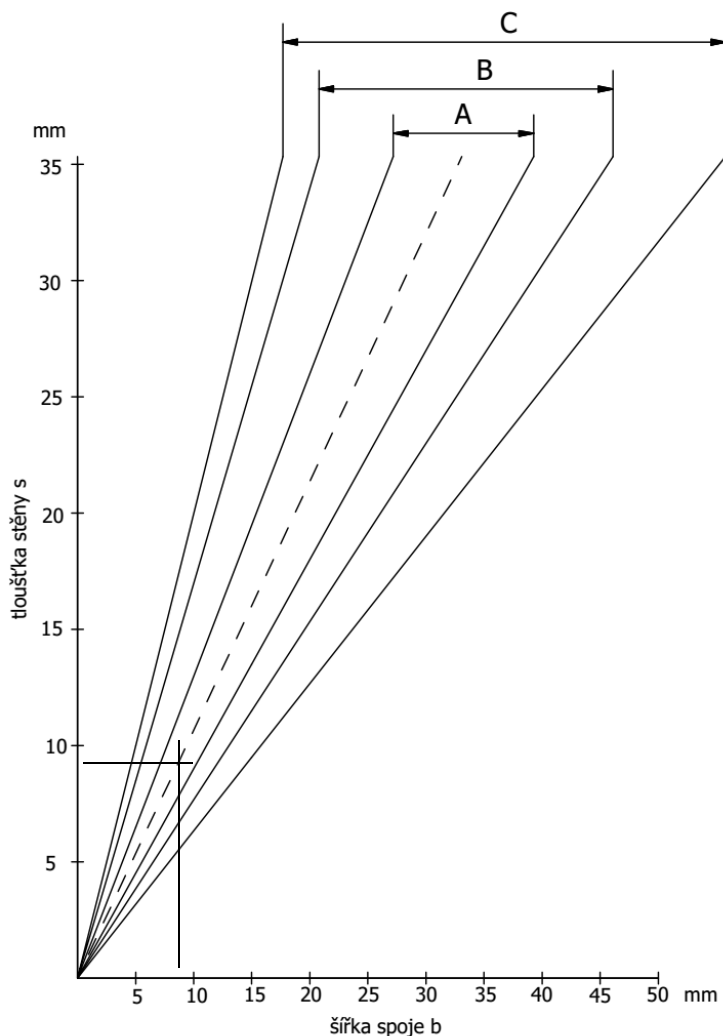
Obr. 7.1 Referenční spoj potrubí 160x9,1 vytvořený v laboratorních podmínkách

Vnitřní průměr potrubí referenčního spoje byl stanoven shodně jako u měřeného spoje na $d=141,2\text{mm}$. Tloušťka stěny byla naměřena jako $s=9,3\text{mm}$, což odpovídá dovolené výrobní toleranci dle normy EN 12201-2. Po převedení spoje do vektorové podoby má výsledná geometrie následující rozměry.



Obr. 7.2 Geometrie referenčního spoje potrubí 160x9,1

Geometrie referenčního spoje spadá dle směrnice DVS 2202-1 do třídy A. Jedná se o téměř dokonalý spoj.

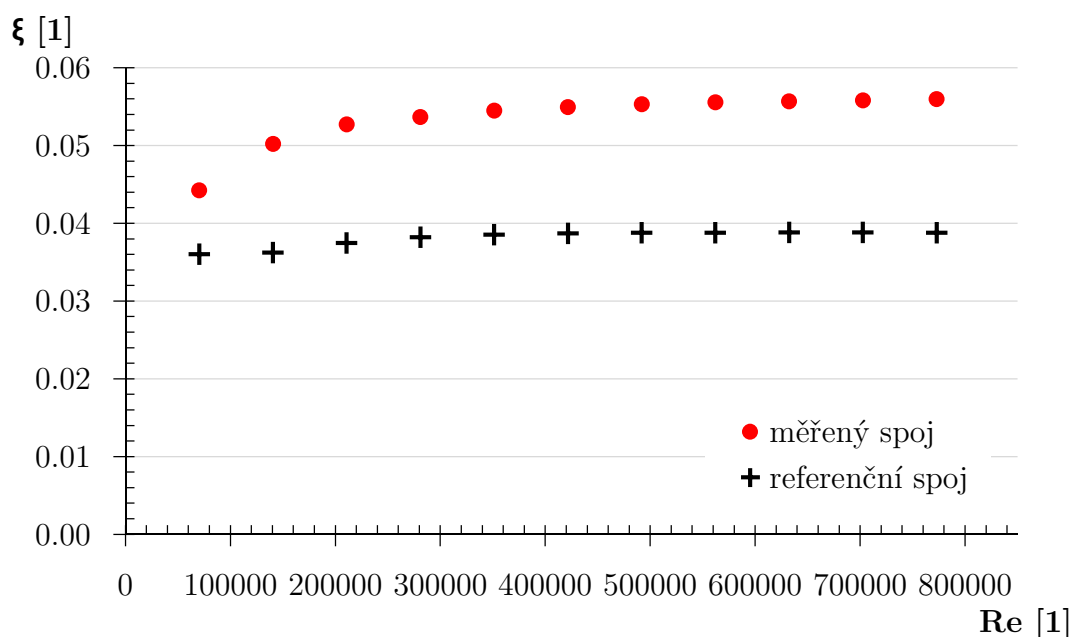


Obr. 7.3 Tolerance dovolené šířky spoje v závislosti na tloušťce stěny dle směrnice DVS 2202-1

Simulace probíhala za naprosto stejných podmínek jako pro měřenou geometrii spoje. Naměřená data ukazují pokles hodnoty součinitele místní ztráty, jehož průměrná hodnota v daném rozsahu Reynoldsových čísel činí $\xi=0,038$. Oproti spoji z experimentální tratě zde pozorujeme jen minimální závislost na Reynoldsově čísle. Z této simulace je zřejmé, že odchylky od dokonalé geometrie spoje budou mít nezanedbatelný vliv na velikost součinitele ξ .

Tab. 7.1 Naměřená a vypočtená data pro referenční spoj potrubí 160x9,1, model k-epsilon MLWT

c [m.s ⁻¹]	Re [1]	p_1 [Pa]	p_2 [Pa]	p_3 [Pa]	Δp_{t1m} [Pa.m ⁻¹]	Δp_s [Pa]	λ [1]	ξ [1]
0.5	70262	103.5	87.1	17.0	16.4	4.5	0.0186	0.0361
1	140524	363.5	306.0	57.9	57.5	18.1	0.0163	0.0363
1.5	210786	756.6	637.7	120.0	118.9	42.1	0.0150	0.0375
2	281049	1278.8	1078.8	202.4	200	76.4	0.0141	0.0383
2.5	351311	1920.7	1621.3	303.4	299.4	120.3	0.0136	0.0386
3	421573	2682.3	2265.3	423.2	417	174.1	0.0131	0.0388
3.5	491835	3555.5	3004.0	560.5	551.5	237.5	0.0127	0.0388
4	562097	4536.6	3834.2	714.5	702.4	310.1	0.0124	0.0388
4.5	632359	5659.3	4783.8	889.0	875.5	392.8	0.0122	0.0389
5	702621	6868.7	5807.6	1078.4	1061.1	484.8	0.0120	0.0389
5.5	772883	8126.9	6874.4	1278.0	1252.5	586.4	0.0117	0.0388

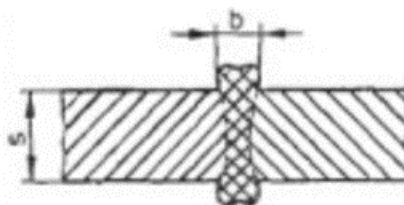


Obr. 7.4 Závislost součinitele místní ztráty na Reynoldsově čísle, vzorový a měřený spoj.

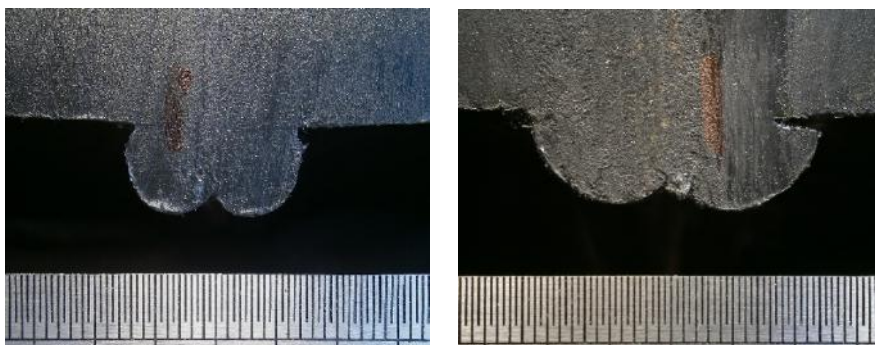
7.2 Nesprávně zformovaný spoj

Nesprávně zformovaný spoj je takový spoj, který je příliš úzký nebo příliš široký po celém obvodu spoje nebo jen místně. Tato vada geometrie může vzniknout následovně:

- nedodržení předepsaného nahřívacího a svařovacího času
- nesprávná teplota svařovacího zrcadla
- nesprávný spojovací tlak

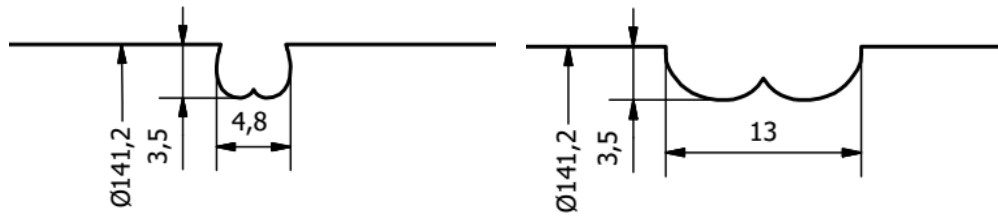


Tolerance této vady geometrie odpovídá diagramu Obr. 7.3. Nejprve se zaměříme na příliš úzký spoj. Úzký spoj se vyznačuje nepatrně větší výškou oproti dobře provedenému spoji a jeho náběžné hrany jsou ostřejší. Tvar úzkého spoje byl pozorován na vzorku spoje potrubí 280x25,4. Z tohoto pozorování zrekonstruujeme reálně možný tvar úzkého spoje. Bereme v úvahu extrémní variantu, která odpovídá tolerančnímu poli C z diagramu Obr. 7.3. Pole C náleží kategorii kvality spoje III nízká dle DVS 2202-1.

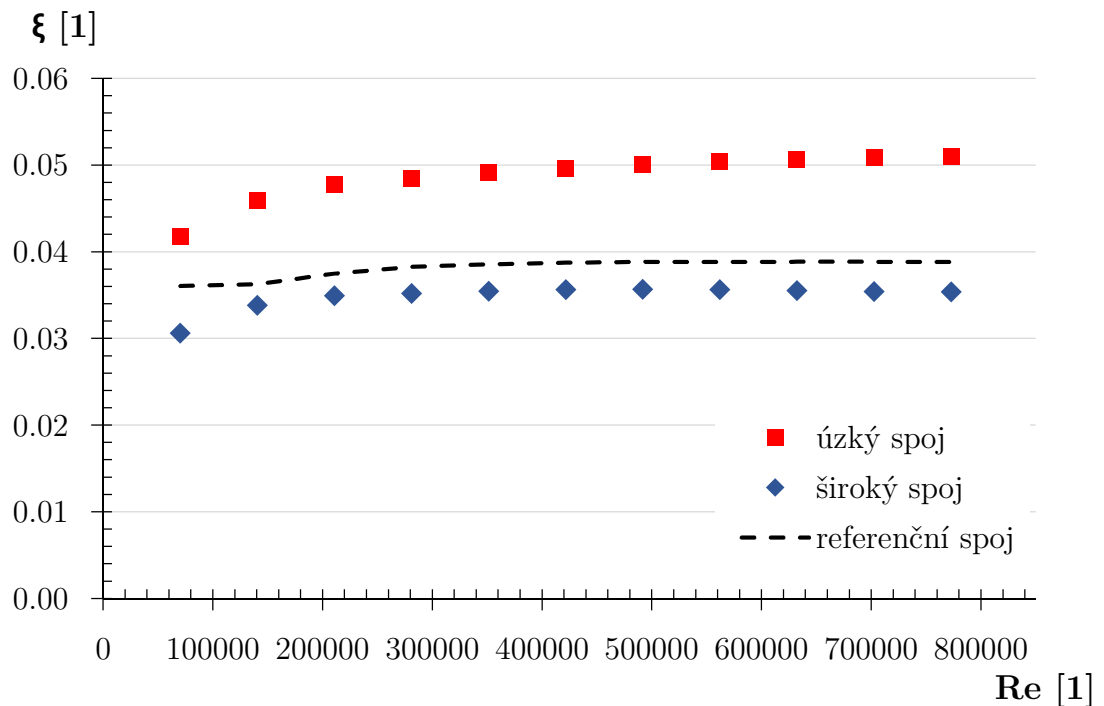


Obr. 7.5 Tvar úzkého spoje (vlevo) a tvar širokého spoje (vpravo)

Pro příliš široký spoj platí, že jeho výška také mírně vzroste oproti spoji dokonalému. Tato chyba byla pozorována na jednom spoji potrubí 315x28,6. Tvar širokého spoje byl navržen znovu jako extrémní varianta, která odpovídá tolerančnímu poli C z diagramu Obr. 7.3. Navržené geometrie použité při simulaci odpovídají Obr. 7.6.



Obr. 7.6 Geometrie úzkého spoje (vlevo) a širokého spoje (vpravo)



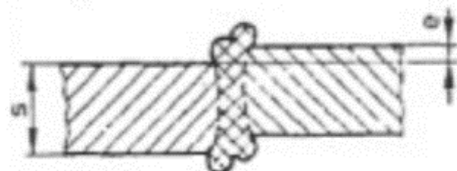
Obr. 7.7 Závislost součinitele místní ztráty na Reynoldsově čísle pro úzký a široký spoj.

Výsledky simulace ukazují nárůst hodnoty součinitele místní ztráty úzkého spoje oproti spoji referenčnímu. Naopak pro široký spoj sledujeme pokles součinitele ξ . Úzký spoj vykazuje podle předpokladu větší odpor vůči proudící kapalině než spoj široký i přesto, že výšky obou spojů jsou rovnocenné. To lze přisuzovat tvaru náběžné hrany, která je u úzkého spoje ostřejší vůči směru proudění. Průměrná hodnota součinitele místní ztráty pro simulovaný úzký spoj činí $\xi=0,049$ a pro široký spoj $\xi=0,035$.

7.3 Přesazený a nesouměrný spoj

Přesazení trubek vůči sobě je jednou z nejčastějších příčin vady spoje. Vyrovnání trubek vůči sobě lze zajistit nastavením objímek svařovacího stroje, případně opracováním vnějšího a vnitřního průměru porubí. V praxi však toto bývá často opomíjeno. Příčiny vzniku přesazeného spoje lze shrnout následovně:

- potrubí nebylo vůči sobě vyrovnáno
- nebyly upraveny různé tloušťky potrubních kusů (tloušťky jednotlivých rozměrových řad mají svoje výrobní tolerance)



Tvar reálného přesazeného spoje můžeme pozorovat na Obr. 7.8.



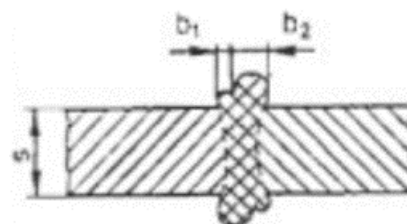
Obr. 7.8 Tvar přesazeného spoje

Dle směrnice DVS 2202-1 je tolerance odpovídající nejhorší třídě kvality III $e \leq 0,2s$ nebo maximálně 5mm. V případě přesazení trubek vzniká spoj, který je rotačně nesymetrický. Simulaci této vady proto nelze provést ve 2D. Tvar spoje, který byl přesazen, je však velice blízký tvaru nesouměrného spoje. Výsledky simulace pro nesouměrný spoj by tak mohly být směrodatným ukazatel i pro spoj přesazený.

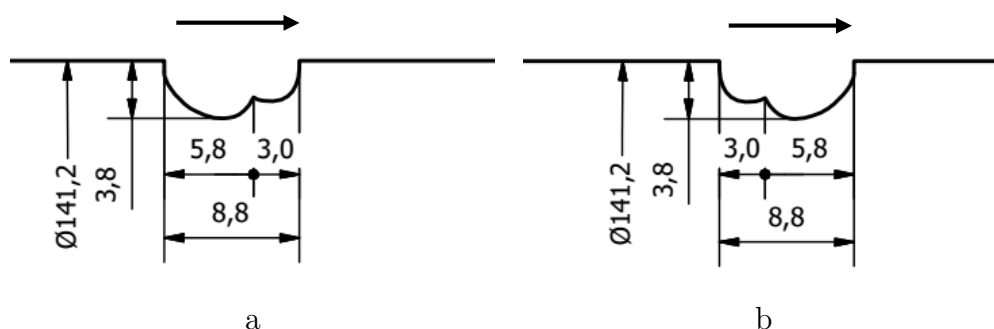
Nesouměrný spoj se vyznačuje nesouměrně tvarovaným výronkem, kdy jedna jeho část je větší než druhá. Nesouměrný spoj může vzniknout v části nebo po celém obvodu potrubí. Příčiny vzniku této vady mohou být následující:

- chybně připravené spojovací plochy trub
- vada svařovacího zařízení

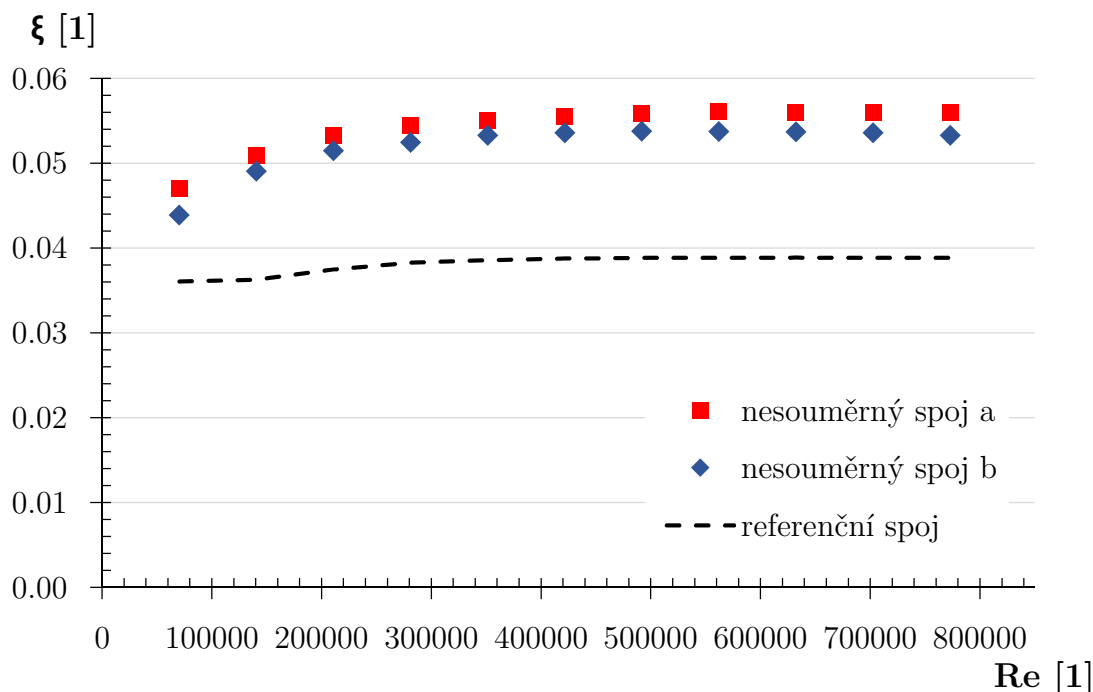
Za nesouměrný spoj můžeme považovat měřený spoj z experimentální trati. Pro získání mezních



hodnot součinitele místní ztráty vytvoříme nejhorší možný spoj, který ale stále bude spadat do tolerance kategorie III nízké kvality spoje. Tolerance daná směrnici DVS 2202-1 pro nesouměrný spoj třídy III odpovídá podmínce $b_1 \geq 0,5b_2$. Celková šířka spoje bude stejná jako u spoje měřeného. Jelikož je spoj nesouměrný lze předpokládat, že pokles statického tlaku bude také ovlivněn směrem proudění kapaliny. Z tohoto důvodu provedeme simulace pro oba směry proudění. Geometrie nesouměrného spoje použitého při simulaci odpovídá Obr. 7.9. Obě geometrie jsou stejné pouze zrcadlově otočené, tak abychom zachytili oba směry proudění kapaliny.



Obr. 7.9 Geometrie nesouměrného spoje (vlevo směr a, vpravo směr b)

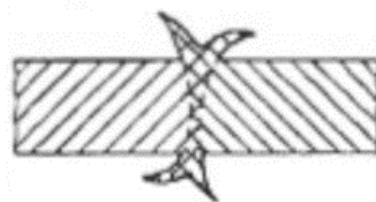


Obr. 7.10 Závislost součinitele místní ztráty na Reynoldsově čísle pro nesouměrný spoj.

Výsledky simulace podle předpokladu ukazují nárůst součinitele ξ oproti spoji referenčnímu. Z grafu na Obr. 7.10 je patrná závislost na Reynoldsově čísle a to až přibližně do hodnoty $Re=300000$. Stejná závislost byla pozorována na měřeném spoji. Zajímavým výsledkem jsou téměř identické hodnoty součinitele ξ pro oba směry proudění a), b). Z těchto výsledků vyplývá, že hodnota součinitele místní ztráty nesouměrné spoje závisí na směru proudění pouze minimálně. Navržená geometrie se směrem proudění a) vykazuje nárůst součinitele ξ vůči měřenému spoji. Naopak u spoje se směrem proudění b) sledujeme mírný pokles. Výsledná průměrná hodnota součinitele místní ztráty pro nesouměrný spoj se směrem proudění a) činí $\xi=0,054$ a pro smysl proudění b) $\xi=0,052$.

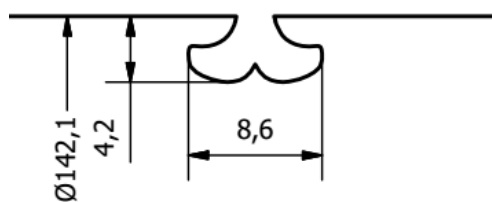
7.4 Ostrý spoj

Ostrý spoj se řadí mezi vady, které dle směrnice DVS2202-1 nejsou přípustné za žádného ohledu. Pro tuto vadu spoje není definována žádná tolerance. Přesto bývá často takový spoj na potrubí ponechán místo toho aby byl odstraněn. Tento spoj se vyznačuje ostře tvarovaným výronkem. Výška spoje je větší oproti referenčnímu spoji. Příčinou jeho vzniku je nadměrný spojovací tlak. Reálný tvar mírně ostrého spoje můžeme pozorovat na následujícím obrázku. Vzorek byl vyříznut z potrubí 315x28,6.

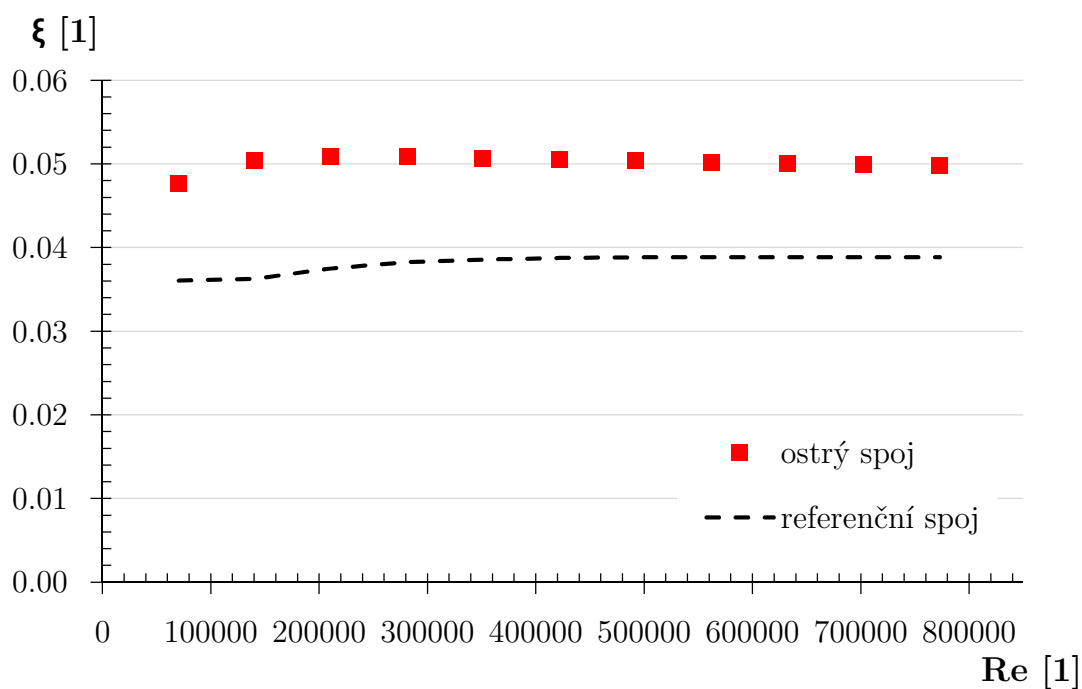


Obr. 7.11 Tvar ostrého spoje

Pro návrh geometrie ostrého spoje budeme předpokládat jeho souměrnost, i když ve skutečnosti tomu tak nemusí vždy být. Pro simulaci tedy postačí pouze jeden směr proudění.



Obr. 7.12 Geometrie ostrého spoje



Obr. 7.13 Závislost součinitele místní ztráty na Reynoldsově čísle pro ostrý spoj.

Výsledky simulace ukazují nárůst součinitele ξ oproti spoji referenčnímu. Lze také říci, že hodnota součinitele ξ u ostrého spoje je prakticky nezávislá na Reynoldsově čísle. Výsledky dále naznačují, že vliv ostrého spoje na pokles statického tlaku není tak výrazný, jak by se mohlo očekávat. Výsledná průměrná hodnota součinitele $\xi=0,050$. Tato hodnota je menší než u měřeného spoje i přesto, že navržený ostrý spoj je o 0,6mm vyšší než spoj měřený.

7.5 Souhrn získaných dat

Tab. 7.2 srovnává simulací získané průměrné hodnoty součinitele ξ pro jednotlivé geometrie spojů. Sloupec d_0/d označuje poměr vnitřního průměru spoje vůči vnitřnímu průměru potrubí, kde platí, že $d_0 = d - 2 \times$ výška spoje. Zajímavý je poslední sloupec, kde sledujeme procentuální nárůst či pokles součinitele ξ jednotlivých spojů vůči spoji referenčnímu. Dle simulací se ukazuje, že největší vliv na hodnotu součinitele ξ budou mít spoje nesouměrné a přesazené. U těchto spojů sledujeme nárůst součinitele ξ okolo 40%. Naopak u širokých spojů můžeme předpokládat mírný pokles hodnot součinitele ξ a to přibližně o 10%. Celkový přehled získaných součinitelů ξ v závislosti na Reynoldsově čísle je vyobrazen na Obr. 7.14 na další straně.

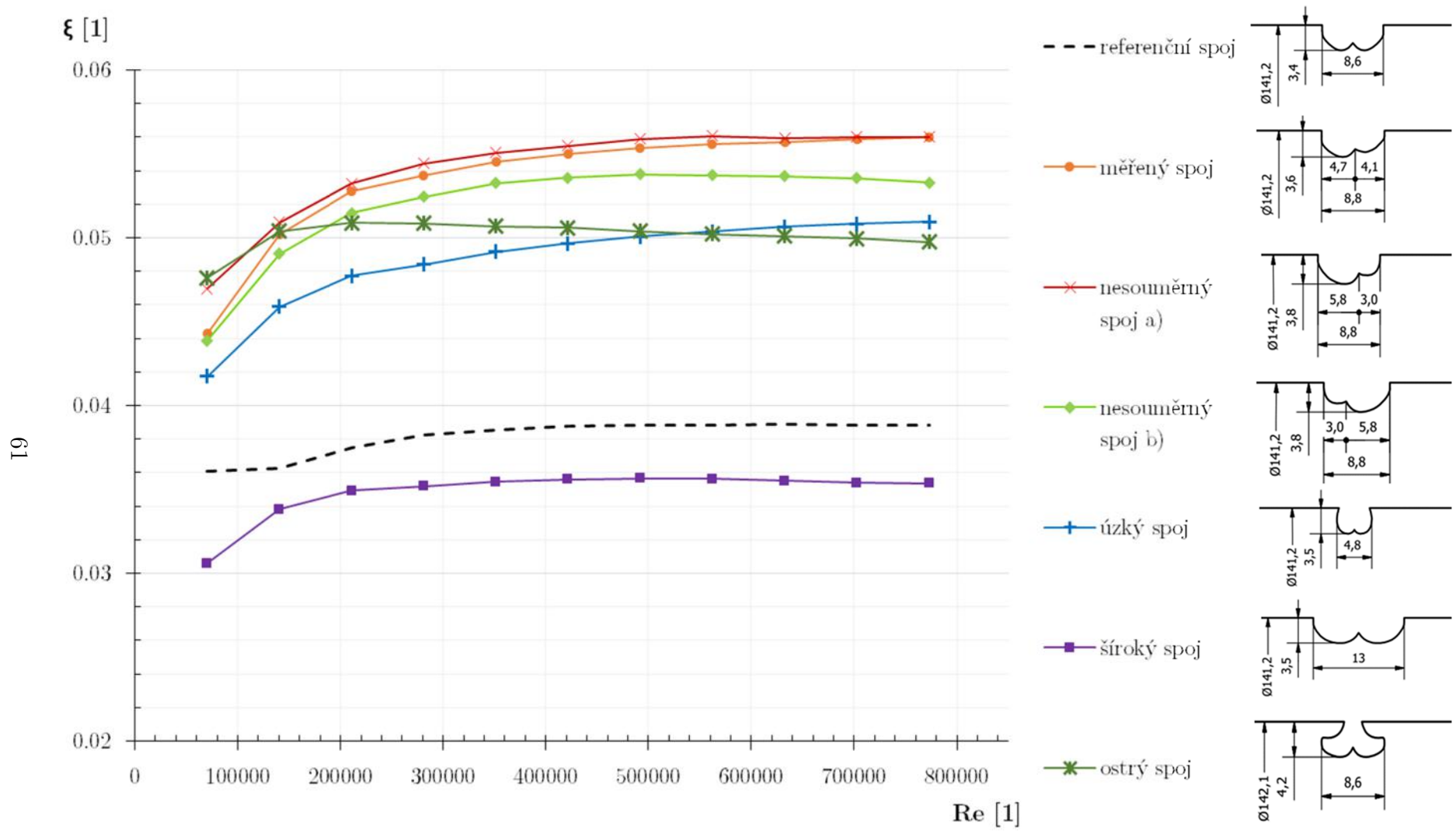
Tab. 7.2 Srovnání získaných součinitelů ξ pro jednotlivé spoje potrubí 160x9,1

	d_0/d [1]	ξ [1]	odchylka od ref. [%]
nesouměrný spoj a)	0.946	0.054	42.3
měřený spoj	0.949	0.053	40.7
nesouměrný spoj b)	0.946	0.052	36.5
ostrý spoj	0.941	0.050	31.5
úzký spoj	0.950	0.049	27.8
referenční spoj	0.952	0.038	0
široký spoj	0.950	0.035	-8.7

Tab. 7.3 udává vliv změny geometrie na ekvivalentní délku potrubí. Ekvivalentní délka potrubí je délka rovného úseku o příslušném vnitřním průměru, na kterém je hydraulická ztráta stejná jako ztráta způsobená lokálním odporem. Ekvivalentní délku vyjádříme jako $l_{ekv} = \frac{\xi}{\lambda} d$. Vnitřní průměr potrubí bude stejný jako pro měřený vzorek a součinitel λ je dán vztahem dle Advaniho rov. (5.13). Součinitel ξ volíme jako hodnotu referenčního spoje a nesouměrného spoje a).

Tab. 7.3 Vliv změny geometrie na ekvivalentní délku potrubí

c [m.s ⁻¹]	λ [m]	l_{ekv} referenční [m]	l_{ekv} nesouměrný a) [m]
0,5	0.0189	0.284	0.403
1	0.0165	0.324	0.461
1,5	0.0153	0.350	0.498
2	0.0145	0.370	0.525
2,5	0.0139	0.385	0.547
3	0.0135	0.398	0.566



Obr. 7.14 Závislost součinitele ξ na Reynoldsově čísle pro jednotlivé geometrie spoje

8 Závěr

Jedním z cílů této práce bylo stanovit vhodný turbulentní model pro řešení proudění kolem spojů v polyetylenovém potrubí svařovaných metodou na tupo. K tomuto účelu byl vybrán vzorek spoje potrubí 160x9,1 SDR 17,6 PE100 měřený na experimentální trase. Pro simulaci proudění okolo spoje byly zvoleny modely turbulence k-epsilon Realizable MLWT, k-epsilon Realizable EWT, k-omega BSL a k-omega SST. Všechny zmíněné modely správně zachytily rostoucí tendenci součinitele ξ , která se projevuje zhruba do $Re < 300\,000$. Při hodnotách $Re > 300\,000$ je závislost součinitele ξ na Reynoldsově čísle zanedbatelná. Absolutní velikost součinitele ξ byla v porovnání z experimentem nejlépe zachycena modelem k-epsilon Realizable MLWT. Průměrná hodnota součinitele ξ získaná simulací tímto modelem činí 0,053. Hodnoty dosažené experimentem jsou dle [6] 0,051 a dle [7] 0,049. Na základě srovnání hodnot součinitelů ξ získaných experimentem a hodnot získaných simulací lze říci, že model k-epsilon Realizable MLWT nejlépe predikuje pokles statického tlaku vlivem spoje v potrubí. Tento model by mohl být v budoucnu použit i při simulaci tlakové ztráty spoje jiných rozměrů potrubí.

Dalším cílem práce bylo určit vliv změny geometrie spoje na výslednou hodnotu ξ . Odchytky od ideální geometrie jsou důsledkem chyb vzniklých při samotném procesu svařování či předúpravě svařovacích ploch. Pro získání srovnání byl v laboratorních podmínkách vytvořen referenční spoj, jehož tvar můžeme považovat za ideální. Tento spoj stejně jako i další geometrie spojů byly zhotoveny pro potrubí o rozměru 160x9,1. Simulací získaná průměrná hodnota součinitele ξ referenčního spoje byla stanovena na 0,038. Vůči tomuto spoji byly simulovány geometrie s vadou příliš úzkého spoje kde $\xi = 0,049$, příliš širokého spoje $\xi = 0,035$. Dále bylo simulováno proudění okolo nesouměrného spoje, jehož geometrie je velice blízká se spojem přesazeným. Pro nesouměrný spoj se směrem proudění a) $\xi = 0,054$ a pro směr proudění b) $\xi = 0,052$. Jako poslední byla simulována geometrie ostrého spoje, pro který vyšlo $\xi = 0,050$. Přesné hodnoty součinitelů reálných spojů budou v praxi samozřejmě kolísat. Důležitá je přibližná míra zhoršení součinitele ξ vůči ideálnímu spoji. Ze získaných dat plyne, že největší vliv mají spoje nesouměrné a přesazené. Zde můžeme očekávat nárůst součinitele ξ okolo 35 až 45%. Pro úzké spoje a spoje ostré pak můžeme očekávat nárůst okolo 30%. Naopak pro široké spoje je možné očekávat pokles součinitele ξ okolo 10%. Díky těmto zjištěním máme nyní představu o intervalu, ve kterém se bude reálná hodnota součinitele ξ pohybovat. Je však nutné podotknout, že výsledky byly získány pro potrubí 160x9,1. Nelze tedy s jistotou tvrdit, že lze hodnoty intervalu aplikovat i na jiné rozměry potrubí. Pro jiné rozměry potrubí by bylo třeba provést obdobný rozbor.

Literatura

- [1] White M., *Fluids Mechanics*. 7th edition. New York, NY 10020: McGraw-Hill, 2011. ISBN 978-0-07-352934-9.
- [2] Drábková S., *Mechanika tekutin*. Ostrava : Editační středisko VŠB-TUO, 2007. ISBN-978-80-248-1508-4.
- [3] Ježek, Váradiová, Adamec, *Mechanika tekutin*. Praha : Vydavatelství ČVUT, 2000.
- [4] Vojtek, *Čerpací technika-návody ke cvičením*. Praha : Editační středisko ČVUT, 1985.
- [5] Ansys, *Ansys Fluent Theory Guide 16.0*. ANSYS, Inc., © 2014-2015 SAS IP, Inc.
- [6] Čížek P., *Měření součinitelů místních ztrát ve spojích potrubí z polyetylénu*, Praha: ČVUT 2013. Diplomová práce, ČVUT v Praze, Fakulta strojní, Ústav energetiky.
- [7] MOSLER P., MELICHAR J., Stanovení tlakových ztrát v potrubí z polyetylénu. In: *SKMTaT 2014, konference 8.-11. září 2014 Praha*
- [8] MAINCOR [online]. *Technický manuál pro PE potrubí*. © 2006. [cit. 4.2.2016]. Dostupné z:
<http://www.maincor.cz/aitom/pageflip/maincor/technicky-manualpro-pe-potrubí/>
- [9] ČSTZ, ČSSP, [online]. *Technická pravidla svařování termoplastů, svařovací metody*. 2007 [cit. 4.2.2016]. Dostupné z:
http://www.komora.cz/Files/4_01_07_CSTZ_navrh.pdf

- [10] ANSYS Inc., [online]. *Turbulence Notes Fluent v6.3*. 2006 [cit. 5.2.2016].
Dostupné z:
http://www.southampton.ac.uk/~nwb/lectures/GoodPracticeCFD/Articles/Turbulence_Notes_Fluent-v6.3.06.pdf
- [11] Ray, Bhaskaran, Collins. *Introduction to CFD basics*. [online] Cornell University 2007 [cit. 7.2.2016]. Dostupné z:
<https://confluence.cornell.edu/display/SIMULATION/FLUENT++Introduction+to+CFD+Basics>
- [12] Mali, Dange, Basics of Y plus. In: *LearnCAx* [online]. LearnCAx, CCTech, 2016 [cit. 2.2.2016]. Dostupné z:
<https://www.learncax.com/knowledge-base/blog/by-category/cfd/basics-of-y-plus-boundary-layer-and-wall-function-in-turbulent-flows>
- [13] PE pipe replaces ductile iron for Sunshine Coast water project. In: *Pipeliners*. [online] [cit.4.2.2016] Dostupné z:
http://pipeliner.com.au/news/pe_pipe_replaces_ductile_iron_for_sunshine_coast_water_project/054178
- [14] Použití PE potrubí větších dimenzí. In: *Stavební noviny*. [online] [cit. 4.2.2016] Dostupné z: <http://tvstav.cz/clanek/556-pouziti-pe-potrubi-vetsich-dimenzi>
- [15] Pekař V., Laminární proudění a Reynoldsovo číslo. In: *iPotrubí* [Online]. iPotrubí 2015 [cit.28.1.2016]. Dostupné z:
<http://www.ipotrubi.cz/clanky/5.-hydrodynamicke-a-termodynamicke-vypocty/2.-vypocet-tlakovych-ztrat/1.-laminarni-proudeni-a-reynoldsovo-cislo.html>
- [16] *Reynolds Number* [online]. The Engineering Toolbox. [cit. 20.1.2016].
Dostupné z:
http://www.engineeringtoolbox.com/reynolds-number-d_237.html
- [17] *Turbulence intensity*. [online] CFD-online. [cit. 20.1.2016].
Dostupné z: http://www.cfd-online.com/Wiki/Turbulence_intensity

