VŠB TU OSTRAVA FAKULTA STROJNÍ 29.10.2007

Turbulence

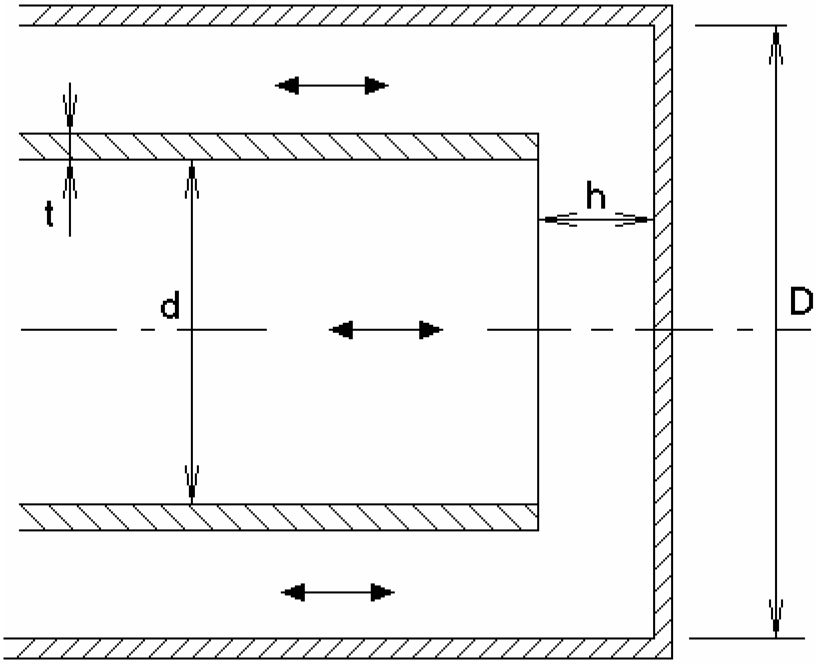
Vyšetření místní ztráty tvarovky

SN 421 Jan Novák

1 Popis úlohy:

Řešte proudění tvarovkou, kterou tvoří dvě trubky zasunuté do sebe. Úlohu řešte jako osově symetrickou, tj. jen polovinu oblasti. Proudění uvažujte v obou směrech. Tekutina vstupuje do oblasti rychlostí v = 2 m s^{-1}

2 Geometrie oblasti:



<u>Rozměry oblasti:</u>

Průměr malé trubky volím d = 25.4 mm

Průměr velké trubky volíme tak aby byl dodržen poměr

$$\frac{4*\pi*\left(D^2-d^2\right)}{4*\pi*d^2}=1.6 \quad \Rightarrow \quad D=\sqrt{2.6*d^2}=\sqrt{2.6*25.4^2}=40.95mm$$

Tloušťku stěny malé trubky volíme tak aby byl dodržen poměr

$$\frac{t}{d}=0.1 \quad \Rightarrow \quad t=0.1*d=0.1*25.4=2.54mm$$

Vzdálenost čel trubek volíme tak aby byl dodržen poměr

$$\frac{h}{d}=0.3 \quad \Rightarrow \quad h=0.3*d=0.3*25.4=7.62mm$$

Délku oblasti L volím přibližně 1.5*D tedy L = 60 mm

<u>Určení Reynoldsova čísla na vstupu do oblasti</u>

Reynoldsovo číslo na vstupu do oblasti pro první případ proudění (z trubky do mezikruží)

Reynoldsovo číslo

$$\mathrm{Re} = \frac{v * d}{\upsilon} = \frac{2 * 0.0254}{1.006 * 10^{-6}} = 50497$$

Jde tedy o vyvinuté turbulentní proudění

Reynoldsovo číslo na vstupu do oblasti pro druhý případ proudění (z mezikruží do trubky)
Nejedná se o kruhový průřez je nutné nejprve vypočítat Hydraulický průměr d_h

Hydraulický průměr

$$d_h = 4 * \frac{S}{o}$$

Kde S je plocha mezikruží a o je obvod mezikruží
Po dosazení dostáváme vztah

$$d_h = 4 * \frac{\frac{\pi D^2}{4} - \frac{\pi (d + 2t)^2}{4}}{\pi D + \pi (d + 2t)} = \frac{D^2 - (d + 2t)^2}{D + (d + 2t)} = \frac{0.04095^2 - (0.0254 + 2 * 0.00254)^2}{0.04095 + (0.0254 + 2 * 0.00254)} = 10.47 mm$$

Reynoldsovo číslo

$$\mathrm{Re} = \frac{v * d_h}{\upsilon} = \frac{2 * 0.01047}{1.006 * 10^{-6}} = 20815$$

Jde tedy o vyvinuté turbulentní proudění
Pro řešení této úlohy jsme volili model **RNG k-e**

3 Definice Fyzikálního modelu:

Při proudění vazké kapaliny lze definovat dva druhy proudění laminární a turbulentní. Obě dvě možnosti popisují Rovnice kontinuity a Navier –Stokesova rovnice. Následující dvě rovnice jsou uvedeny ve formě pro nestlačitelné proudění

Rovnice kontinuity

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0$$

Navier –Stokesova rovnice.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial (u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial {x_j}^2} + f_i$$

Model RNG k-e je dvourovnicový a je potřeba v něm definovat rovnice pro k (kinetická turbulentní energie) a ε (rychlost disipace).Aby bylo možno postihnout transport turbulentních parametrů, je nutné řešit pro tyto parametry diferenciální transportní rovnici. Nejjednodušší modely používají transportní rovnici pro rychlostní měřítko turbulentního pohybu $k^{1/2}$

Kinetická (středovaná) energie turbulentního pohybu

$$k=\frac{1}{2}\left(u_1'^2+u_2'^2+u_3'^2\right)=\frac{1}{2}\overline{u_j'^2}$$

Pro Turbulentní kinetickou energii k je možno odvodit, z Navier –Stokesových rovnic, exaktní rovnici

$$\frac{\partial k}{\partial t}+\frac{\partial u_j k}{\partial x_j}=-\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\overline{u_j'\left(\frac{u_l'u_l'}{2}+\delta_{jl}\frac{p'}{\rho}\right)}\right]+\nu\frac{\partial^2 k}{\partial x_j}-\overline{u_l'u_j'}\frac{\partial\bar{u}_l}{\partial x_j}-\upsilon\overline{\frac{\partial u_l'}{\partial x_j}\frac{\partial u_l'}{\partial x_j}}$$

V předešlé rovnici se vyskytují neznáme korelace. Abychom získali uzavřenou soustavu rovnic, je nutné tyto členy modelovat pomocí vztahů

$$-u_j'\left(\frac{u_l'u_l'}{2}+\delta_{jl}\frac{p'}{\rho}\right)=\frac{\upsilon_t}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial x_j}\qquad \upsilon\overline{\frac{\partial u_l'}{\partial x_j}\frac{\partial u_l'}{\partial x_j}}=\varepsilon=c_D\frac{k^{\frac{3}{2}}}{l}$$

σ_k a C_D jsou empirické konstanty

Dvourovnicový model určuje pomocí druhé transportní rovnice délkové měřítko, které charakterizuje velikost energie obsažené ve velkých vírech. Dalším procesem ovlivňujícím délkové měřítko je disipace. Rovnováhu těchto procesů lze vyjádřit pomocí modelové transportní rovnice, pomocí níž lze určit rozložení délkového měřítka.

Rychlost disipace

$$\varepsilon=\frac{C_D k^{\frac{3}{2}}}{l}$$

Model k-ε využívá Boussignesqovy hypotézy o vírové viskozitě a dává do souvislosti turbulentní viskozitu ν_t k turbulentní kinetické energii k a empirickou konstantu C_μ .

Turbulentní viskozita

$$\upsilon_t=C_\mu\frac{k^2}{\varepsilon}$$

Pro Rychlost disipace ε je možno odvodit, z Navier –Stokesových rovnic, exaktní rovnici

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial t}+\frac{\partial\bar{u}_j\varepsilon}{\partial x_j}=-\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\upsilon_t}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j}\right)+c_{1\varepsilon}\nu_t\left(\frac{\partial\bar{u}_j}{\partial x_l}+\frac{\partial\bar{u}_l}{\partial x_j}\right)\frac{\partial\bar{u}_l}{\partial x_j}-c_{2\varepsilon}\frac{\varepsilon^2}{k}$$

Pro modelování stlačitelných médií je nutno definovat Rovnici kontinuity, a Navier – Stokesova rovnice.

Rovnice kontinuity

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j}=0$$

Navier –Stokesova rovnice. Rovnice pro přenos hybnosti

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j}=-\frac{\partial p}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\mu\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right)+\rho\delta_{i3}g+\rho f_c\varepsilon_{ij3}\overline{u}_j+\rho f_i$$

Kde g = -9.81 je gravitační zrychlení.

Rovnice pro přenos tepla, zákon zachování energie je řešen prostřednictvím zachování statické entalpie h

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h)+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j h)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial x_j}\right)+\frac{dp}{dt}+\frac{\partial(\tau_{jl}u_j)}{\partial x_l}$$

kde λ je molekulová teplotní vodivost.
Reynoldsovy rovnice pro stlačitelné médium.Jsou to rovnice odvozené z předchozích rovnic pro středované veličiny.

Rovnice kontinuity

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial(\rho\overline{u}_j)}{\partial x_j}=0$$

Rovnice pro přenos hybnosti

$$\frac{\partial(\rho\overline{u}_i)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho\overline{u}_i\overline{u}_j)}{\partial x_j}=-\frac{\partial\overline{p}}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left((\mu+\mu_t)\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right)+\rho\delta_{i3}g+\rho f_c\varepsilon_{ij3}\overline{u}_j+\rho f_i$$

Rovnice pro přenos tepla

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\overline{h})+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\overline{u}_j\overline{h})=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\lambda\frac{\partial\overline{T}}{\partial x_j}\right)+\frac{d\overline{p}}{dt}+\frac{\partial(\overline{\tau}_{jl}u_j)}{\partial x_l}$$

V případě dvourovnicového k-ε modelu jsou tyto rovnice doplněny rovnicemi

Rovnice pro přenos kinetické turbulentní energie

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho\overline{u}_j k)}{\partial x_j}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial x_j}\right)+\mu_t\left(\frac{\partial\overline{u}_j}{\partial x_l}+\frac{\partial\overline{u}_l}{\partial x_j}\right)\frac{\partial\overline{u}_l}{\partial x_j}-g_j\frac{\mu_t}{\rho\sigma_h}\frac{\partial\rho}{\partial x_j}-\rho C_D\frac{k^{\frac{3}{2}}}{l}$$

Rovnice rychlosti disipace

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho\overline{u}_j\varepsilon)}{\partial x_j}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j}\right)+\rho c_{1\varepsilon}\left(\mu_t\left(\frac{\partial\overline{u}_j}{\partial x_l}+\frac{\partial\overline{u}_l}{\partial x_j}\right)\frac{\partial\overline{u}_l}{\partial x_j}-c_{3\varepsilon}g_j\frac{\mu_t}{\rho\sigma_h}\frac{\partial\rho}{\partial x_j}\right)-\rho c_{2\varepsilon}\frac{\varepsilon^2}{k}$$

kde $c_{1\varepsilon}$, $c_{2\varepsilon}$, $c_{3\varepsilon}$, jsou empirické konstanty,
σ_k, σ_ε, jsou tzv. efektivní „Prandtlova ״ čísla pro k a ε
σ_h je turbulentní „Prandtlovo ״ číslo $\sigma_h=\frac{\mu_t C_p}{\lambda_t}$

Klasický model k-ε v systému Fluent
Používají se zde rovnice

Rovnice spojitosti

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \left(\rho u_j \right)}{\partial x_j} = 0$$

Rovnice pro přenos hybnosti

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho \bar{u}_i \right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j \right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\mu_t \left[\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right] - \left[\frac{2}{3} \mu_t \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_l} \right] \right) - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \rho g_i + F_i$$

Rovnice pro přenos turbulentní kinetické energie k

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho k \right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho \bar{u}_j k \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} + P + G - \rho \varepsilon$$

Kde P je produkční člen a G člen respektuje účinek vztlakových sil.

$$P = \mu_t \left[\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_l} + \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_j} \right] \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_l} \quad , \quad G = -g_j \frac{\mu_t}{\rho \sigma_h} \frac{\partial \rho}{\partial x_j}$$

Rovnice pro rychlost disipace ε

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho \varepsilon \right) + \frac{\partial}{\partial t}\left(\rho u_j \varepsilon \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \left(P + \left(1 - C_{3\varepsilon} G \right) \right) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}$$

kde $C_{1\varepsilon} = 1.44$, $C_{2\varepsilon} = 1.92$, $C_{3\varepsilon} = 1$, $\sigma_k = 1$, $\sigma_\varepsilon = 1$, jsou konstanty určené empiricky, a

$\sigma_h = \frac{\mu_t}{\lambda_t} c_p$ je „Prandtlovo“ turbulentní číslo

Tato soustava rovnic je doplněna o rovnice pro přenos skalární substance

Rovnice pro statickou entalpii

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho \bar{h} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho \bar{u}_j \bar{h} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(\lambda + \lambda_t \right) \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \tau_{jk} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k}$$

Rovnice pro hmotnostní zlomky příměsi

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho m_n \right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho \bar{u}_j m_n \right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(\rho D_{n,m} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial m_n}{\partial x_j} \right)$$

Kde m_n je hmotnostní poddíl látky ve směsi, Sc_t je „Schmidtovo číslo a $D_{n,m}$ je difúzní koeficient pro příměs n ve směsi.

Reynoldsova napětí $\overline{u_i^{/} u_j^{/}}$ jsou definována vztahem

$$-\rho \overline{u_i^{/} u_j^{/}} = \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$$

Turbulentní viskozita μ_t se předpokládá jako funkce délkového a rychlostního měřítka podle Kolmogorov –Prandtlovy hypotézy

$$\mu_t \approx l\bar{v} = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$$

Rovnice pro délkové měřítko

$$l = C_\mu \frac{k^{\frac{2}{3}}}{\varepsilon}$$

Rovnice pro rychlostní měřítko

$$\sqrt{k} = \sqrt{\overline{u_j^{/} u_j^{/}}}$$

Model RNG k-ε je odvozen z klasického k-ε modelu při využití matematického postupu nazvaného metoda renormalizačních grup (RNG). Renomalizační procedura aplikovaná na turbulenci spočívá v postupné eliminaci malých vírů, přitom se přetransformují pohybové rovnice (Navier-Stokesovy rovnice) tak, že se modifikuje turbulentní viskozita, síly a nelineární členy. Předpokládá -li se, že tyto víry souvisí s disipací ε, pak turbulentní viskozita μ_t je závislá na měřítku turbulentních vírů a RNG metoda konstruuje tuto viskozitu pomoc iteračního odstraňování úzkých pásem vlnových čísel.
Pro iterační proces se používá relace

$$\frac{d\mu_{eff}}{dl} = \frac{A_1 \varepsilon l^3}{\mu(l)^2}$$

Integrací předcházející rovnice přes délkové měřítko l pro počáteční podmínku $\mu_{eff} = \mu_{mol}$ a pro měřítko $l = l_d = L/Re^{3/4}$, což je Kolmogorovo disipační měřítko odpovídající malým turbulentním vírům, dostaneme rovnici.

$$\mu_{eff}(l) = \mu_{mol}\left[1 + \frac{3A_1\varepsilon}{4\mu_{mol}^{\;3}}\left(l^4 - l_d^{\;4}\right)\right]^{\frac{1}{3}} \qquad (l \geq l_d)$$

Tato rovnice je interpolačním vzorcem pro výpočet $\mu_{eff}(l)$ mezi molekulovou viskozitou a viskozitou disipačních víru s limitou $l >> l_d$ odpovídající vysokým Re číslům. Pro vysoké Re číslo se dá dokázat, že předchozí rovnice má tvar

$$\mu_{eff} \approx \mu_t = (0.094\, l)^2 \left|\nabla \bar{u}\right|$$

Tento závěr je shodný s Prandtlovou klasickou teorií směšovací vrstvy odvozenou na základě experimentu. Je-li kinetická energie obsažená v inertní vírové oblasti o měřítku menším než L rovná $k = 0.71\varepsilon^{\frac{2}{3}} L^{\frac{2}{3}}$, pak lze odvodit viskozitu analogickou klasickému k-ε modelu

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \qquad C_\mu = 0.09$$

Rovnici $\mu_{eff}(l) = \mu_{mol}\left[1 + \frac{3A_1\varepsilon}{4\mu_{mol}^{3}}\left(l^4 - l_d^{\,4}\right)\right]^{\frac{1}{3}}$

lze zjednodušit na algebraickou závislost na k a ε.

$$\mu_{eff} = \mu_{mol}\left[1 + \sqrt{\frac{C_\mu}{\mu_{mol}}}\frac{k}{\sqrt{\varepsilon}}\right]^2$$

RNG k-ε model odvozený statistickou metodou středování má tvar

Rovnice pro přenos hybnosti

$$\frac{\partial(\rho\overline{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\overline{u}_i\overline{u}_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\mu_{eff}\left[\frac{\partial\overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\overline{u}_j}{\partial x_i}\right] - \left(\frac{2}{3}\mu_{eff}\frac{\partial\overline{u}_l}{\partial x_l}\right)\right) - \frac{\partial\overline{p}}{\partial x_i} + \rho g_i + F_i$$

Viskozita je počítána pro vysoká Re čísla ze vztahu

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$$

Pro nízká Re čísla ze vztahu

$$\mu_{eff} = \mu_{mol}\left[1 + \sqrt{\frac{C_\mu}{\mu_{mol}}}\frac{k}{\sqrt{\varepsilon}}\right]^2$$

Rovnice pro přenos kinetické turbulentní energie

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\overline{u}_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\alpha_k\mu_{eff}\frac{\partial k}{\partial x_j}\right) + \mu_t S^2 - \rho\varepsilon$$

Rovnice rychlosti disipace

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\overline{u}_j\varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\alpha_\varepsilon\mu_{eff}\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j}\right) + C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}\mu_t S^2 - C_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k} - R$$

kde α_k, α_ε jsou inverzní „ Prandtlova“ čísla pro turbulentní energii a disipaci a jsou na základě RNG teorie odvozena

$$\left|\frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929}\right|^{0.6231}\left|\frac{\alpha + 2.3929}{\alpha_0 + 2.3929}\right|^{0.3679} = \frac{\mu_{mol}}{\mu_{eff}} \qquad \alpha_0 = 1$$

člen R je dán vztahem

$$R = \upsilon_t S_{ij}\overline{\frac{\partial u_l}{\partial x_i}\frac{\partial u_l}{\partial x_j}}$$

Pro RNG model je tedy vztah pro R následující

$$R = \frac{C_\mu \rho \eta^3 \left(1 - \frac{\eta}{\eta_0}\right)}{1 + \beta \eta^3} \frac{\varepsilon^2}{k}$$

kde $\eta = S \frac{k}{\varepsilon}$ $\quad S^2 = 2 S_{ij} S_{ij}$ $\quad \mathrm{S_{ij}} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}$

Modifikovaný model RNG k-ε s konstantami

$C_{\varepsilon 1} = 1.42 \quad C_{\varepsilon 2} = 1.68 \quad \alpha_{\mathrm{p}} = 1.39$

4 Fyzikální vlastnosti

Proudící tekutina je voda:

Hustota $\rho = 1000$ kg m^{-3}

Kinematická viskozita $\upsilon = 1.006 \cdot 10^{-6}$ m^2 s^{-1}

Dynamická viskozita $\eta = 1.006 \cdot 10^{-3}$ Pa s

5 Okrajové podmínky

Okrajové podmínky ve fluentu

1) Vstup a výstup proudu – definuje se tlak nebo rychlost
2) Stěna – stěna může být nepohyblivá nebo pohyblivá (např. rotující nebo klouzající, se třením nebo bez tření, hladká nebo drsná)
3) Symetrie – nulová normálová rychlost a nulové normálové gradienty všech hledaných veličin
4) Cyklické podmínky – při opakování proudových útvarů (rotačního a translačního typu)
5) Periodické podmínky – podobné cyklickým podmínkám, navíc umožňují definovat tlakový spád ve směru proudící tekutiny po celé délce oblasti.
6) Časově závislé okrajové podmínky

Použité okrajové podmínky:

Pro náš případ jsme použili okrajovou podmínku INLET k nadefinování konstantní vstupní rychlosti U-VELOCITY v = 2 m s^{-1}.

Výstupní z oblasti je definován jako OUTLET

Stěnu WALL jsme nadefinovali jako nepohyblivou.

Oblast jsme nadefinovali jako AXISYMETRIC tj. osově symetrická oblast, kdy se určí pomocí buněk osa symetrie AXIS

Základní model jsme nadefinovali jako TWO EQUATION MODEL

INTENTENZITA TURBULENCE pro INLET definovali jsme 10%
CHRAKTERISTICKÁ DÉLKA pro INLET definovali jsme 12 mm

6 Nastavení parametrů řešení

Urychlení konvergence – RELAXACE

Relaxace redukuje změny každé proměnné u každé iterace. Nová hodnota ζ_p v konečném objemu obsahujícím bod P závisí na staré hodnotě $\zeta_{p,st}$, vypočtené změně $\Delta\zeta_p = \zeta_p - \zeta_{p,st}$ a relaxačním parametru α následovně

$\zeta_p = \zeta_{p,st} + \alpha.\Delta\zeta_p$

Pro rychlosti se nastavují řádově desetiny až setiny, je vhodné během výpočtu tyto hodnoty měnit a tím urychlovat konvergenci.
Pokud se změny residuálů stávají konstantní, je vhodné relaxační faktory zvětšit.

UNDERRELAXATION PARAMETERS

Volíme pro všechny parametry stejně:

Pressure (tlak) 0,3
Density 1
Body Forces 1
Momentum 0,7
Turbulent Kinetic Energy 0,8
Turbulent Dissipation Rate 0,8
Turbulent Viskozity 1

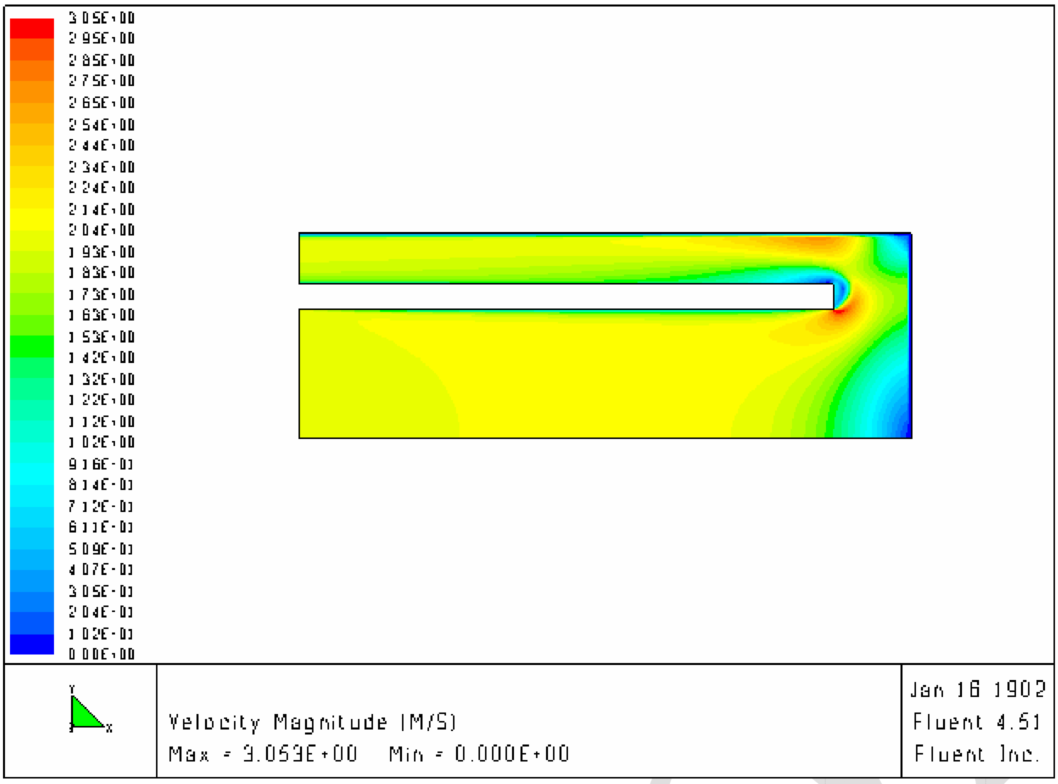
7 Průběhy residualů

Mírou konvergence jsou residuály, které jsou vyhodnocovány pro všechny počítané veličiny v každém kroku iterace. Měřítkem je součet změn počítané veličiny v rovnici pro všechny buňky v oblasti.
Residuály lze vyhodnocovat graficky a tabulkou. Snižující se hodnota residuálů svědčí a dobře konvergující úloze.
Obecně řešení velmi dobře konverguje, když se normalizované residuály snižují řádově k hodnotě 1.10^{-3} a entalpii k hodnotě řádově 1.10^{-6}.

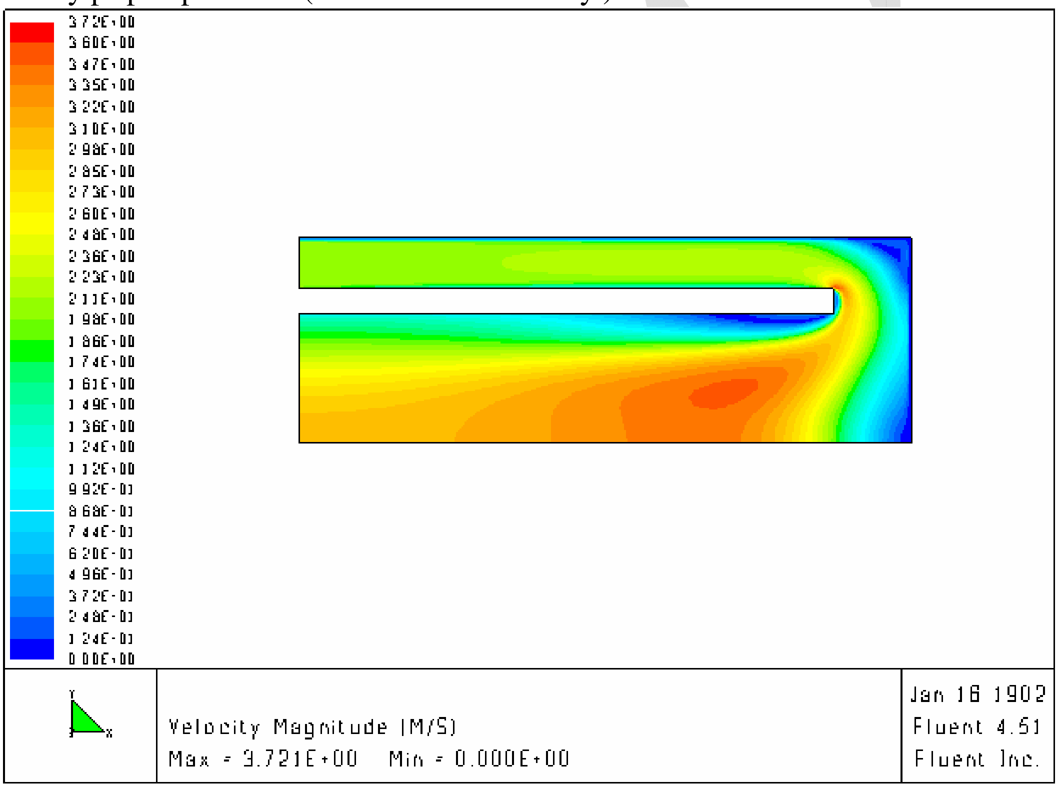
8 Vyhodnocení výsledků

Průběh Rychlosti Magnitue Velocity

První případ proudění (z trubky do mezikruží)

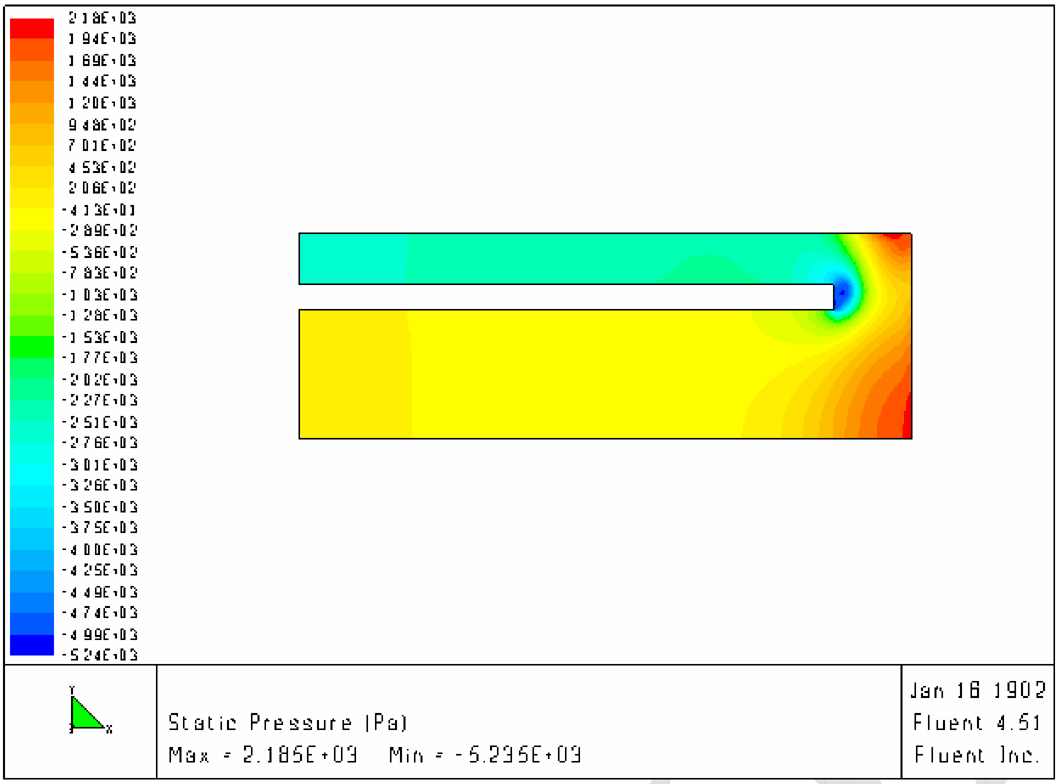


Druhý případ proudění (z mezikruží do trubky)

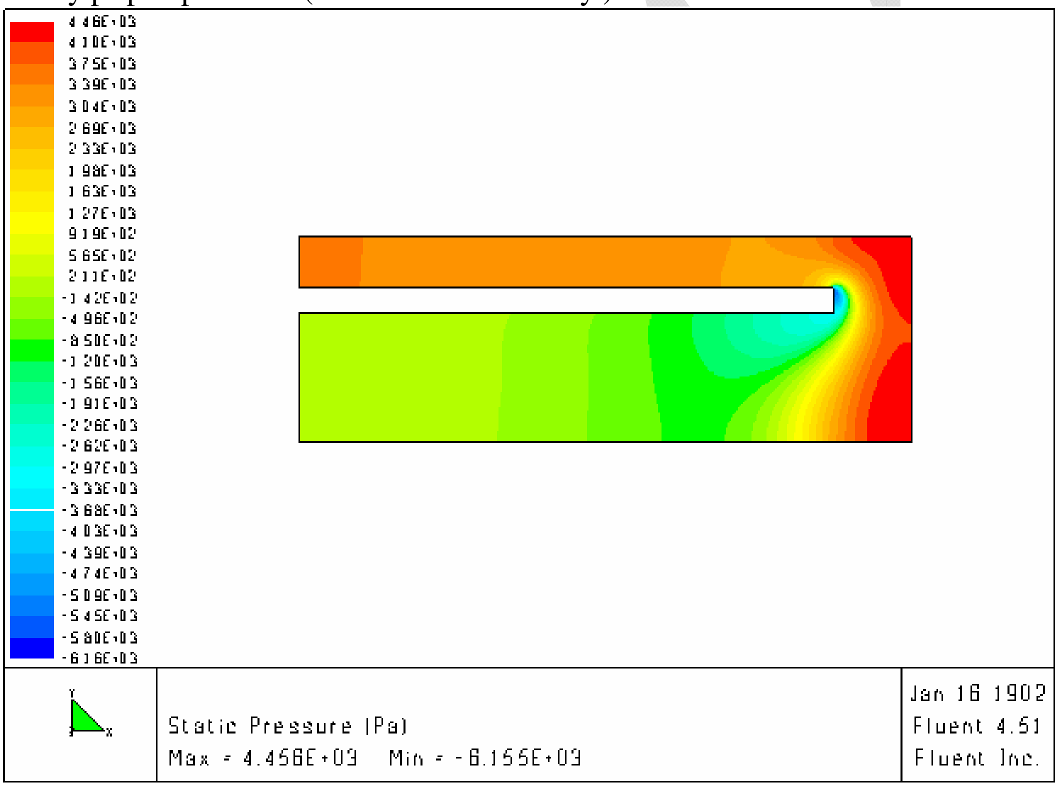


Průběh Statického tlaku

První případ proudění (z trubky do mezikruží)

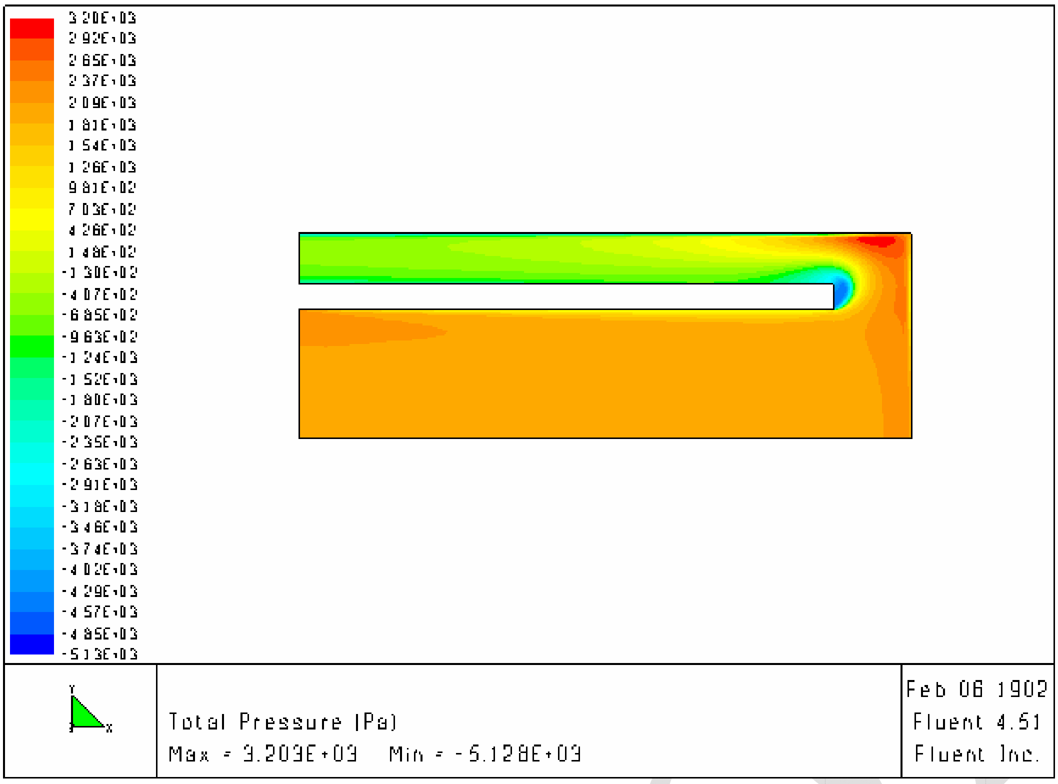


Druhý případ proudění (z mezikruží do trubky)

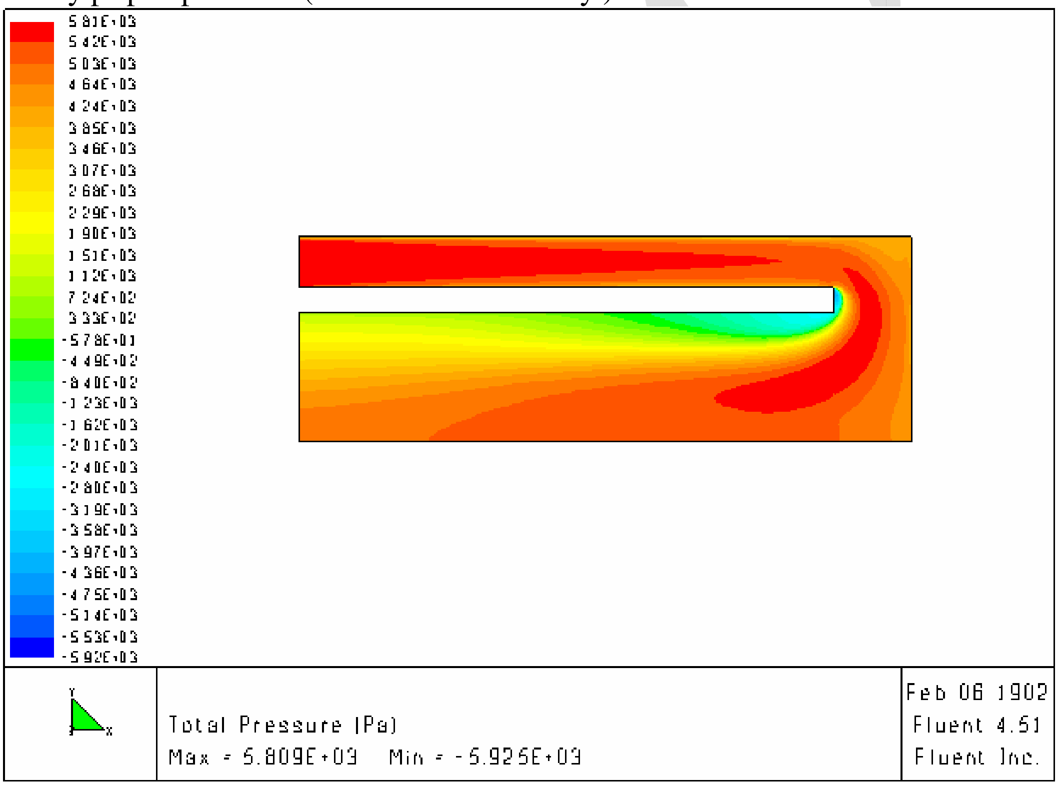


Průběh Totálního tlaku

První případ proudění (z trubky do mezikruží)

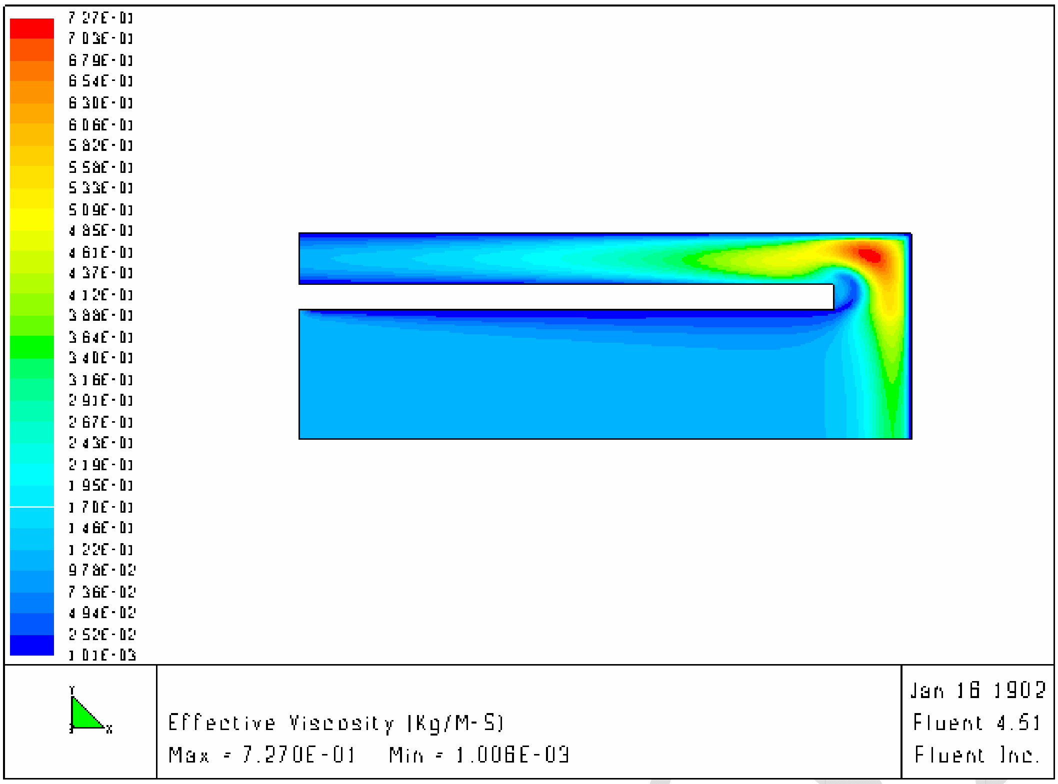


Druhý případ proudění (z mezikruží do trubky)

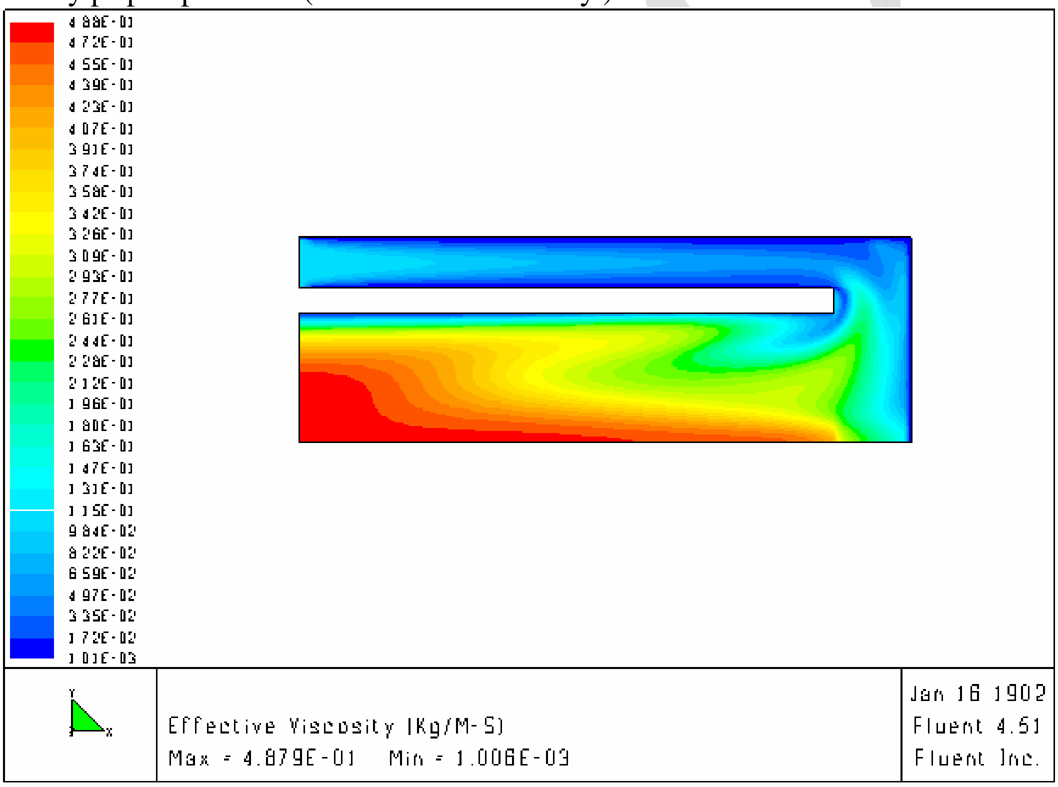


Průběh efektivní viskozity

První případ proudění (z trubky do mezikruží)

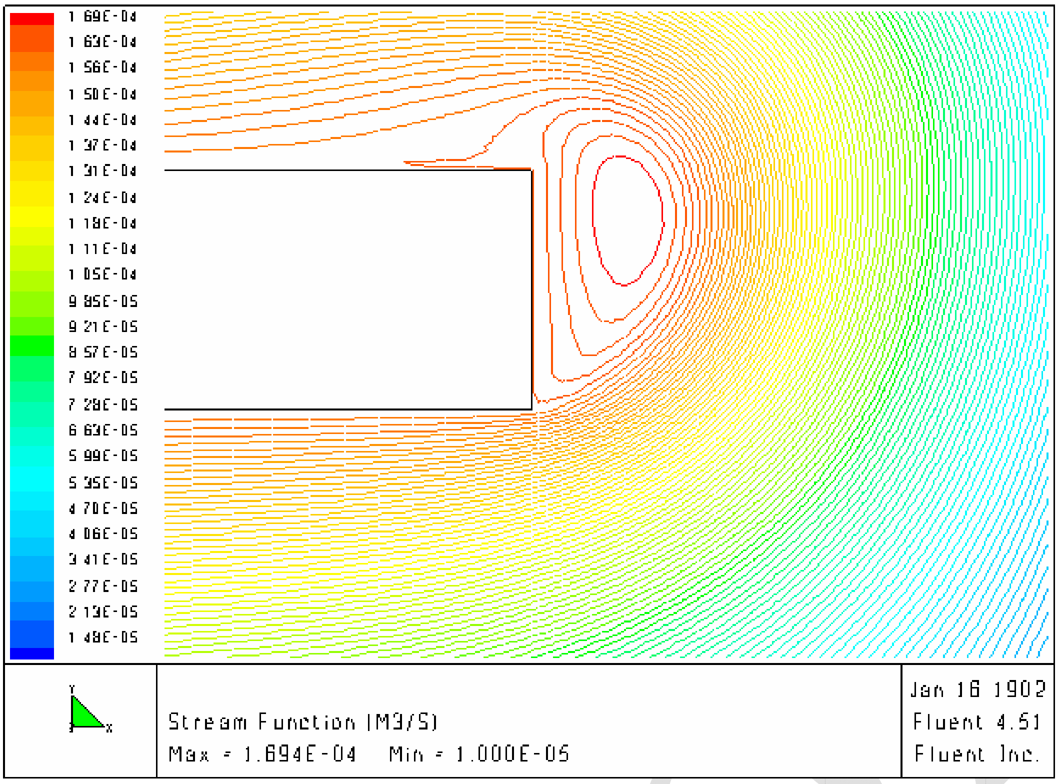


Druhý případ proudění (z mezikruží do trubky)

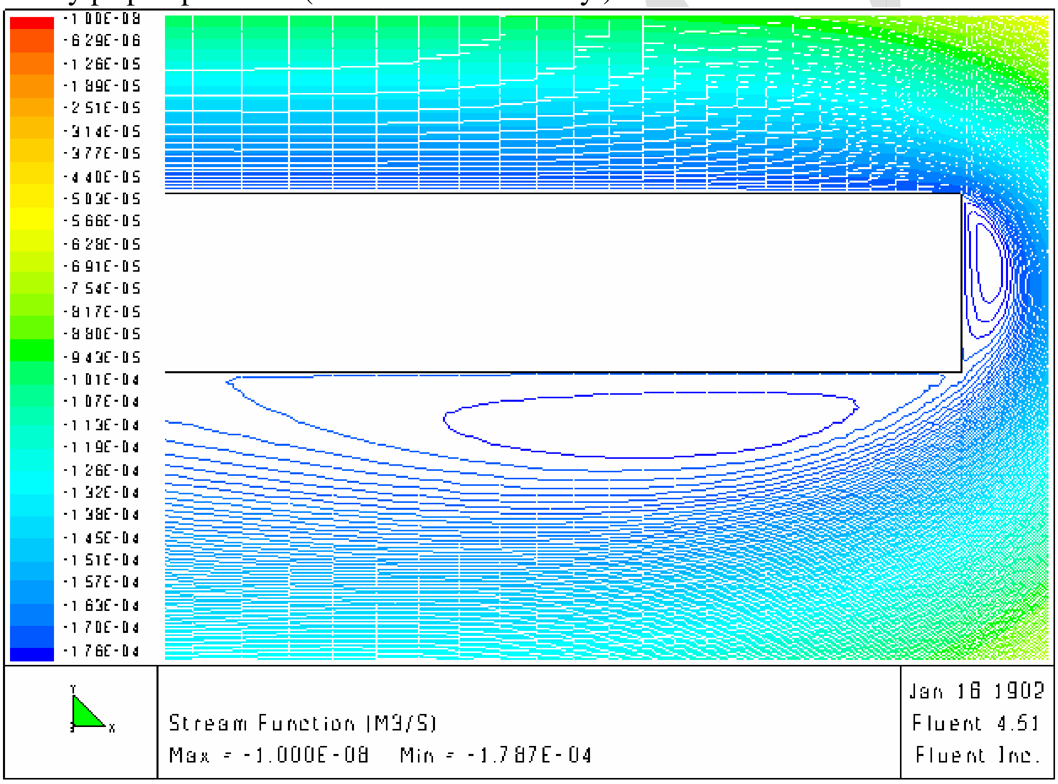


Stream function – detaily víru v okolí hrany malé trubky

První případ proudění (z trubky do mezikruží)



Druhý případ proudění (z mezikruží do trubky)



Výpočet místní ztráty ξ

Vyčíslení hodnot rychlosti na vstupu a výstupu oblasti.

První případ proudění (z trubky do mezikruží)

Rychlost na vstupu do oblasti INLET v_{in} [m s^{-1}]	Rychlost na výstupu z oblasti OUTLET v_{out} [m s^{-1}]
2.000	1.725

Druhý případ proudění (z mezikruží do trubky)

Rychlost na vstupu do oblasti INLET v_{in} [m s^{-1}]	Rychlost na výstupu z oblasti OUTLET v_{out} [m s^{-1}]
2.000	2.318

Vyčíslení hodnot statického tlaku na vstupu a výstupu oblasti.

První případ proudění (z trubky do mezikruží)

Tlak na vstupu do oblasti INLET p_{in} [Pa]	Tlak na výstupu z oblasti OUTLET p_{out} [Pa]
40.002	-2605.768

Druhý případ proudění (z mezikruží do trubky)

Tlak na vstupu do oblasti INLET p_{in} [Pa]	Tlak na výstupu z oblasti OUTLET p_{out} [Pa]
3494.195	38.906

Výpočet tlakové ztráty Δp

Tlaková ztráta pro první případ proudění (z trubky do mezikruží)

$$\Delta p_{tm} = p_{in} - p_{out} = 40.002 - (-2605.768) = 2645.770 Pa$$

Tlaková ztráta pro druhý případ proudění (z mezikruží do trubky)

$$\Delta p_{mt} = p_{in} - p_{out} = 3494.195 - 38.906 = 3455.289 Pa$$

Výpočet místní ztráty ξ

Vyjádření ztrátové energie pomocí místní ztráty ξ

$$e_z = \xi \frac{v^2}{2}$$

kde v je vstupní rychlost

Bernouliho rovnice proudění skutečné kapaliny

$$\frac{p_1}{\rho} + \frac{v_1^2}{2} + g * h_1 = \frac{p_2}{\rho} + \frac{v_2^2}{2} + g * h_2 + e_z$$

Vzhledem k rozměrům oblasti je možno člen g*h (potenciální energií) zanedbat. Po úpravách a dosazení za ztrátovou energii dostaneme upravenou rovnici

$$\frac{p_1}{\rho}+\frac{v_1^{\ 2}}{2}=\frac{p_2}{\rho}+\frac{v_2^{\ 2}}{2}+\xi\frac{v_1^{\ 2}}{2}$$

Po úpravách předešlé rovnice dostáváme konečný vztah pro místní ztrátu ξ

Místní ztráta

$$\xi=\frac{2\Delta p+\rho\left(v_1^{\ 2}-v_2^{\ 2}\right)}{\rho v_1^{\ 2}}$$

kde index 1 označuje vstupní veličinu a index 2 výstupní

Místní ztráta pro první případ proudění (z trubky do mezikruží)

$$\xi_{tm}=\frac{2\Delta p_{tm}+\rho\left(v_1^{\ 2}-v_2^{\ 2}\right)}{\rho v_1^{\ 2}}=\frac{2*2645.770+1000*\left(2.000^2-1.725^2\right)}{1000*2.000^2}=1.579$$

Místní ztráta pro druhý případ proudění (z mezikruží do trubky)

$$\xi_{mt}=\frac{2\Delta p_{mt}+\rho\left(v_1^{\ 2}-v_2^{\ 2}\right)}{\rho v_1^{\ 2}}=\frac{2*3455.289+1000*\left(2.000^2-2.318^2\right)}{1000*2.000^2}=1.384$$

9 Vlastní komentáře