České vysoké učení technické v Praze
Fakulta strojní

Czech Technical University in Prague
Faculty of Mechanical Engineering

Ing. Petr Louda, PhD.

Moderní modely turbulence pro proudění stlačitelné a nestlačitelné tekutiny a jejich numerické řešení

Advanced turbulence models for compressible and incompressible flow and their numerical solution

Summary

The lecture deals with the numerical simulations of turbulent flows using advanced turbulence models. The governing equations are averaged Navier-Stokes equations for compressible or incompressible fluid. Author considers turbulence models based on the Boussinesq hypothesis, extension by shear stress transport (SST model) and an explicit algebraic reynolds stress model (EARSM model). Numerical solution is obtained using implicit finite volume method on a structured grids of quadrilaterals (in 2D) or hexahedrons (in 3D). The equation for pressure in the incompressible case is obtained from continuity equation by the artificial compressibility method. The dual time stepping is used for unsteady simulations. The examples of simulations include

- incompressible flow in the channel of square cross-section
- incompressible flow over backward facing step
- incompressible jet in cross-flow
- incompressible impinging jet
- incompressible synthetic (unsteady) free jet and impinging jet
- transonic (compressible) flow through the SE1050 and NT24 turbine cascades

Souhrn

Přednáška se zabývá simulacemi turbulentního proudění za použití moderních modelů turbulence. Řešené systémy jsou středované Navier-Stokesovy rovnice pro stlačitelnou nebo nestlačitelnou tekutinu. Jsou uvažovány modely turbulence založené na Boussinesqově hypotéze, rozšíření o transport smykového napětí (SST model) a eplicitní algebraický model Reynoldsových napětí (EARSM model). Numerické řešení je provedeno implicitní metodou konečných objemů na strukturované síti čtyřúhelníků (ve 2D) nebo šestistěnů (ve 3D). Rovnice pro tlak v modelu nestlačitelného proudění je získána z rovnice kontinuity metodou umělé stlačitelnosti. Pro nestacionární výpočty je použito duálního času. Ukázky simulací zahrnují

- nestlačitelné proudění kanálem čtvercového průřezu
- nestlačitelné proudění kanálem se schodem
- nestlačitelný paprsek v příčném proudu
- nestlačitelný impaktní proud
- nestlačitelný syntetický (nestacionární) paprsek a impaktní proud
- transonické (stlačitelné) proudění turbínovou mříží SE1050 a NT24.

Klíčová slova: nestlačitelné turbuletní proudění, transonické turbulentní proudění, implicitní metody, metoda s duálním časem, EARSM model turbulence, SST model turbulence

Keywords: incompressible turbulent flow, transonic turbulent flow, implicit methods, dual time stepping method, EARSM turbulence model, SST turbulence model

Obsah

1 Model proudění nestlačitelné a stlačitelné tekutiny

Proudění vazké tekutiny je simulováno řešením systému Navier-Stokesových rovnic. Matematické vlastnosti tohoto systému i počet rovnic závisejí na tom, zda uvažujeme nestlačitelnou tekutinu s konstantní hustotou $\rho = konst$ nebo stlačitelnou tekutinu, kde je hustota funkcí tlaku a teploty. Pro stlačitelnou tekutinu lze systém rovnic napsat ve tvaru

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial F_i}{\partial x_i} = \frac{\partial R_i}{\partial x_i}, \ (i = 1,\ 2,\ 3)$$

$$W = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_1 \\ \rho u_2 \\ \rho u_3 \\ e \end{bmatrix}, \ F_i = \begin{bmatrix} \rho u_i \\ u_i \rho u_1 + p\delta_{i1} \\ u_i \rho u_2 + p\delta_{i2} \\ u_i \rho u_3 + p\delta_{i3} \\ u_i(e+p) \end{bmatrix}, \ R_i = \begin{bmatrix} 0 \\ \sigma_{i1} \\ \sigma_{i2} \\ \sigma_{i3} \\ \sigma_{ij}u_j - q_i \end{bmatrix},$$

kde ρ je hustota, u_i vektor rychlosti v kartézských souřadnicích, p statický tlak, δ_{ij} Kroneckerovo delta, σ_{ij} tenzor vazkých napětí, e je celková energie a q_i vektor tepelného toku. Pomocí stavové rovnice lze určit z celkové energie tlak p. Izotermické proudění nestlačitelné tekutiny ($\rho = \text{konst}$) je určeno řešením zjednodušeného systému

$$\tilde{R}\frac{\partial \hat{W}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{F}_i}{\partial x_i} = \frac{\partial \hat{R}_i}{\partial x_i},$$

$$\hat{W} = \begin{bmatrix} p \\ u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{bmatrix}, \ \hat{F}_i = \begin{bmatrix} u_i \\ u_i u_1 + p\delta_{i1} \\ u_i u_2 + p\delta_{i2} \\ u_i u_3 + p\delta_{i3} \end{bmatrix}, \ \hat{R}_i = \begin{bmatrix} 0 \\ \sigma_{i1} \\ \sigma_{i2} \\ \sigma_{i3} \end{bmatrix}, \ \tilde{R} = \begin{bmatrix} 0\,0\,0\,0 \\ 0\,1\,0\,0 \\ 0\,0\,1\,0 \\ 0\,0\,0\,1 \end{bmatrix}$$

V obou případech systémy obsahují nelineární konvektivní členy a členy vazké (laminární) difuze, které jsou rozhodující pro vznik a existenci statisticky ustálené turbulence. Přímá simulace řešení v turbulentnim režimu je však na současných počítačích časově nereálná kromě jednoduchých případů. Simulace velkých vírových struktur (LES) doplněná modelem pro malé vírové struktury je dostupnější, ale pro technické aplikace stále nedostupná. Běžně se tedy řeší rovnice pro statistické střední hodnoty proudového pole, jejichž změny v prostoru a čase jsou pomalejší (či nulové) a simulace na počítači prakticky použitelná. Ve středovaných rovnicích se vazké napětí zmenší o Reynoldsovo napětí $t_{ij} = \overline{\rho u_i' u_j'}$, kde pruh značí středování a apostrof fluktuaci. Ve středované rovnici energie přibude turbulentní tepelný tok $q_i^t = \overline{u_i' T'}$, kde T' je fluktuace teploty. Modelováním těchto členů se zabývá podstatná část práce.

2 Dvourovnicové modely turbulence a směry jejich vývoje

Na základě téměř čtyřicetiletého vývoje a nasazení v počítačových simulacích jsou dvourovnicové modely považovány za minimální relativně univerzální model turbulence ve středovaných Navier-Stokesových rovnicích.

Nejstarší (Boussinesq 1877) a stále běžná je lineární konstitutivní rovnice pro deviátor Reynoldsova napětí

$$t_{ij} - \frac{1}{3}t_{kk}\delta_{ij} = -2\rho\nu_t S_{ij}, \quad \nu_t > 0,\ S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i}\right) \tag{1}$$

kde turbulentní vazkost ν_t lze chápat jako součin rychlostního a délkového měřítka modelované turbulence.

Značného zlepšení přesnosti lineárních modelů dosáhl Menter zavedením omezovače turbulentní vazkosti ve svém dvourovnicovém Shear Stress Transport (SST) modelu turbulence [18]. Zde je

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1\omega, \Omega F_2)},\ a_1 = 0.31 \tag{2}$$

kde k je turbulentní energie, ω specifická rychlost disipace (viz dále), Ω je velikost vířivosti zvolená jako skalární měřítko tenzoru S_{ij}. V běžných lineárních modelech je $F_2 = 0$, zde funkce F_2 aktivuje Bradshavovu hypotézu o smykovém Reynoldsově napětí $t_{12} = a_1 \rho k$ platnou v tenkých smykových oblastech. Pro energii k je řešena transportní rovnice, čímž se vysvětluje i název modelu. Omezovač (2) může být použit i v jiných lineárních modelech, které mohou mít lepší vlastnosti v blízkosti stěny než Menterův model [14].

Lineární konstitutivní rovnice v principu nedovoluje kalibrovat model pro proudění, kde hraje výraznou roli více než jedna smyková složka tenzoru Reynoldsových napětí, jako je např. sekundární proudění v kanálech a impaktní proudění. Nicméně smyková složka je v řadě případů dominantní, a tak další konstitutivní rovnice byly navrhovány jako korekce lineární rovnice přičtením členů závisejících na vyšších mocninách derivací rychlosti. Kvadratické modely kalibrované empiricky se ukázaly jako neúplné.

Pope [19] navrhl v roce 1975 konstitutivní rovnici ve tvaru nekonečného tenzorového polynomu a pomocí Cayley-Hamiltonovy věty ukázal, že jej lze redukovat na polynom 10 členů (v maticovém zápisu)

$$\boldsymbol{t} - \frac{1}{3} tr\{\boldsymbol{t}\}\boldsymbol{E} = \rho k \boldsymbol{a}, \ \boldsymbol{a} = \sum_{n=1}^{10} \beta_n \boldsymbol{T}^{(n)}, \tag{3}$$

$$\begin{array}{ll}
\boldsymbol{T}^{(1)} = \boldsymbol{S}, & \boldsymbol{T}^{(2)} = \boldsymbol{S}^2 - \frac{1}{3} II_S \boldsymbol{I}, \\
\boldsymbol{T}^{(3)} = \boldsymbol{\Omega}^2 - \frac{1}{3} II_\Omega \boldsymbol{I}, & \boldsymbol{T}^{(4)} = \boldsymbol{S\Omega} - \boldsymbol{\Omega S}, \\
\boldsymbol{T}^{(5)} = \boldsymbol{S}^2\boldsymbol{\Omega} - \boldsymbol{\Omega S}^2, & \boldsymbol{T}^{(6)} = \boldsymbol{S\Omega}^2 + \boldsymbol{\Omega}^2\boldsymbol{S} - \frac{2}{3} IV \boldsymbol{I}, \\
\boldsymbol{T}^{(7)} = \boldsymbol{S}^2\boldsymbol{\Omega}^2 + \boldsymbol{\Omega}^2\boldsymbol{S}^2 - \frac{2}{3} V \boldsymbol{I}, & \boldsymbol{T}^{(8)} = \boldsymbol{S\Omega S}^2 - \boldsymbol{S}^2\boldsymbol{\Omega S}, \\
\boldsymbol{T}^{(9)} = \boldsymbol{\Omega S \Omega}^2 - \boldsymbol{\Omega}^2\boldsymbol{S\Omega}, & \boldsymbol{T}^{(10)} = \boldsymbol{\Omega S}^2\boldsymbol{\Omega}^2 - \boldsymbol{\Omega}^2\boldsymbol{S}^2\boldsymbol{\Omega},
\end{array}$$

$$II_S = \mathrm{tr}(\boldsymbol{S}^2), \ II_\Omega = \mathrm{tr}(\boldsymbol{\Omega}^2), \ IV = \mathrm{tr}(\boldsymbol{S\Omega}^2), \ V = \mathrm{tr}(\boldsymbol{S}^2\boldsymbol{\Omega}^2).$$

kde $\boldsymbol{E}$ je jednotková matice, a_{ij} je tenzor anisotropie, k je turbulentní energie a tenzory $T_{ij}^{(n)}$ tvoří bázi symetrických deviátorů 2. řádu, tj. kterýkoliv symetrický deviátor lze vyjádřit pomocí symetrického deviátoru S_{ij} a antisymetrického deviátoru $\Omega_{ij} = \frac{1}{2}(\partial \overline{u}_i/\partial x_j - \partial \overline{u}_j/\partial x_i)$. Koeficienty β_n mohou záviset na invariantech S_{ii}^2, Ω_{ii}^2, S_{ii}^3, $\Omega_{ij}^2 S_{ji}$, a $\Omega_{ij}^2 S_{ji}^2$.

Praktické využití v univerzálním modelu turbulence tato rovnice našla v explicitním algebraickém modelu turbulence (EARSM) navrženém Wallinem [21] jako přibližné řešení transportních rovnic pro Reynoldsova napětí.

Pro určení turbulentní vazkosti popř. anizotropie je dále nutný model turbulentních měřítek. Jako rychlostní měřítko se od počátku bere téměř výhradně odmocnina z turbulentní energie k, pro niž lze odvodit a relativně spolehlivě kalibrovat modelovou rovnici. Modelová rovnice přímo pro délkové měřítko se nepoužívá, přičemž ale pro náhradní parametr zatím neexistuje optimální volba. Druhé modelové rovnice mají vždy podobnou formu, ale vzhledem k nelineární závislosti turbulentní vazkosti nejsou modely ekvivalentní. První dvourovnicové modely používaly rychlost disipace ϵ, byly tedy typu k-ϵ. Zejména v posledních letech se rozšířily modely k-ω, kde druhým parametrem je specifická rychlost disipace $\omega \sim \epsilon/k$ a později (Menter) modely, kde druhá rovnice je lineární kombinací rovnic pro ϵ a ω, realizované vyjádřením rovnice pro ϵ pomocí ω a k. V mezní vrstvě se použije model k-ω, který zde dává lepší výsledky při proudění proti gradientu tlaku (odtržení), zatímco mimo mezní vrstvu model k-ϵ, který mj. netrpí indefinitní hodnotou druhého parametru ω v laminárním vnějším proudu. V habilitační práci jsou použity modely typu k-ϵ a kombinované typy k-ω.

3 Moderní implicitní metody pro stlačitelné a nestlačitelné proudění

Moderní modely turbulence s tlumicími funkcemi, tj. integrované v celé mezní vrstvě (bez stěnových funkcí) kladou zvýšené požadavky na diskretizaci diferenciálních rovnic i jejich následné řešení. Schema musí být alespoň druhého řádu přesnosti, aby numerická chyba nemaskovala vliv modelu turbulence popř. rozdíly mezi dvěma modely turbulence. Zároveň musí být dostatečně robustní. Síť musí obsahovat uzly už ve vazké podvrstvě. To vyžaduje pro efektivní řešení implicitní diskretizaci v iteračním čase metody ustalování.

Tyto požadavky obecně splňují implicitní schemata s protiproudou (upwind) aproximací konvektivních členů. Systém rovnic pro nestlačitelné proudění je pomocí metody umělé stlačitelnosti (Chorin [2]) převeden na systém matematicky podobný systému pro podzvukové stlačitelné proudění a metody řešení jsou pak obdobné.

Metodu využívající pouze 2 sousední časové vrstvy lze zapsat

$$\frac{W_{i,j,k}^{n+1} - W_{i,j,k}^{n}}{\Delta t} + (\alpha - 1)Rez(W)_{i,j,k}^{n} + \alpha Rez(W)_{i,j,k}^{n+1} = 0, \ \alpha \in (0, 1 > \tag{4}$$

kde člen $Rez(W)$ je stacionární reziduum, které obsahuje všechny členy diferenčních rovnic kromě nestacionárních členů. Např. pro $\alpha = 1/2$ dostaneme schema Cranka-Nicolsonové, které je druhého řádu přesnosti. Ostatní schemata tohoto typu jsou jen prvního řádu přesnosti v čase, což však nevadí při řešení stacionárních problémů. Zde se používá Eulerovo schema, $\alpha = 1$, které dovoluje v praxi velmi dlouhé (teoreticky nekonečné) časové kroky. Pro nestacionární simulace je vhodnější třívrstvové schema, např.

$$\frac{3W_{i,j,k}^{n+1} - 4W_{i,j,k}^{n} + W_{i,j,k}^{n-1}}{2\Delta t} + Rez(W)_{i,j,k}^{n+1} = 0, \tag{5}$$

které je také druhého řádu přesnosti. Část $Rez(W)$ obsahuje diskretizované členy řešeného systému. Pokud jde o nestacionární simulaci, je možné zavést dvojí čas. Pro fyzikální čas se použije libovolné schema požadované přesnosti, zatímco pro iterační čas τ schema s co nejdelším časovým krokem bez ohledu na řád přesnosti, neboť slouží jen k nalezení řešení v nové fyzikální časové vrstvě. Lze použít např.

$$\Gamma \frac{W_{i,j,k}^{\nu+1} - W_{i,j,k}^{\nu}}{\Delta \tau} + \frac{3W_{i,j,k}^{\nu+1} - 4W_{i,j,k}^{n} + W_{i,j,k}^{n-1}}{2\Delta t} + Rez(W)_{i,j,k}^{\nu+1} = 0, \tag{6}$$

kde Γ je vhodná regulární matice daná např. metodou umělé stlačitelnosti. Všechna uvedená schemata jsou implicitní (první jen pro $\alpha \neq 0$).

4 Řešení problémů proudění

Jsou uvedeny příklady simulací provedených autorem pomocí původního softwaru. Simulace zahrnují nestlačitelné stacionární proudění přímým kanálem, kanálem se schodem [5, 12, 13, 10], paprsek v příčném proudu [4, 7], impaktní proud [14, 8], dále pak nestlačitelné nestacionární syntetické proudy [9, 11, 15, 16] a stlačitelné stacionární proudění turbínovými mřížemi [3, 6].

Obr. 1 ukazuje sekundární proudění ve formě vektorů rychlosti v přímém kanálu čtvercového průřezu při $Re = 400000$. Model turbulence je EARSM, modely s lineární konstitutivní rovnicí sekundární víry nepředpovídají.

Vliv sekundárního proudění je výrazný při obtékání schodu. Dvourozměrná simulace nenaznačuje potíže, při 3D simulaci však lineární model předpovídá příliš krátkou recirkulaci za schodem ve střední rovině, zatímco model EARSM dává v obou případech konzistentní výsledky a v dobré shodě s měřením. Obr. 2 ukazuje vektory rychlosti ve vodorovném řezu ve výšce poloviny schodu nade dnem kanálu. Je vidět, že svislé víry jsou u lineárního modelu (SST) intenzivnější než u modelu EARSM a příliš zpomalují dopředný pohyb ve střední rovině.

Složité vírové struktury vznikají při výtoku paprsku do příčného proudu. Srovnání dvou modelů turbulence a měření je uvedeno na obr. 3 ve formě vodorovné a svislé složky rychlosti ve střední rovině a vzdálenosti 10 průměrů od trysky.

Rovněž impaktní proudění lze těžko simulovat pomocí lineárních modelů. Vypočtený stěnový proud má příliš velkou tloušťku, obr. 5. Velkého zlepšení se dosáhne modelem SST, který ale ještě nezachytí sekundární maxima v tření na stěně. Ta lze zachytit SST modifikací modelů k-ϵ [14].

Fyzikálně úplnější je však model EARSM, který je zachytí také, viz obr. 4. Oblast nárazu je stále nad možnostmi modelu EARSM, jak je vidět na průběhu Nusseltova čísla při ochlazování stěny na obr. 4, kde byly použity jak lineární, tak nelineární modely turbulentního tepelného toku.

Syntetický proud vznikne periodickým vyfukováním a nasáváním v trysce, přičemž od určité vzdálenosti od trysky proudění odpovídá běžně generovanému proudu. Výsledky simulace implicitní metodou s duálním časem a modelem turbulence SST jsou uvedeny na obr. 6 a shodují se dobře s měřením [20]. Simulace impaktního syntetického proudu je uvedena na obr. 7.

Řešení systému Navier-Stokesových rovnic pro stlačitelnou tekutinu je provedeno implicitní metodou konečných objemů s upwind aproximací konvektivních členů typu AUSM. Obr. 8 ukazuje rozložení Machova čísla při transonickém proudění turbínovou mříží SE1050, další obr. 9 pak tření a tlak na povrchu lopatky. Výhodou modelu EARSM je menší produkce turbulentní energie jednak na náběžné hraně, jednak v rázové vlně, viz obr. 10. Transonické proudění mříží NT24 ukazuje obr. 11 včetně detailů multiblokové sítě u náběžné a odtokové hrany.

5 Závěr

Přednáška prezentuje moderní modely turbulence a jejich řešení pomocí implicitních metod, jak pro stacionární, tak pro nestacionární případy nestlačitelného a stlačitelného proudění. Na příkladech simulací turbulentního nestlačitelného a stlačitelného proudění jsou ukázány výhody i meze užití modelu EARSM. Uvedené aplikace v nestlačitelném a transonickém proudění jsou srovnány s experimenty.

Literatura

[1] J. E. Cater and J. Soria. The evolution of round zero-net-mass-flux jets. *J. Fluid. Mech.*, 472:167–200, 2002.

[2] A. J. Chorin. A numerical method for solving incompressible viscous flow problems. *J. of Computational Physics*, 2(1):12–26, 1967.

[3] J. Dobeš, J. Fořt, J. Fürst, J. Halama, T. Hyhlík, P. Louda, K. Kozel, J. Příhoda, and P. Šafařík. Experimental and numerical analysis of transonic flow through plane turbine cascade. *Engineering Mechanics*, 10(5):413–426, 2003. ISSN 1210-2717.

[4] K. Kozel, P. Louda, and J. Příhoda. Numerical solution of a turbulent jet in cross-flow. In *Topical problems of fluid dynamics 2003*, pages 51–56, Praha, 2003. IT ASCR.

[5] K. Kozel, P. Louda, and J. Příhoda. Numerical solution of turbulent backward facing step and impinging jet flows. In T. Lajos and J. Vad, editors, *Conference on modelling fluid flow CMFF'03*, pages 694–701, Budapest, 2003.

[6] K. Kozel, P. Louda, and J. Příhoda. Numerical solution of transonic turbulent flow through a turbine cascade. In J. Příhoda and K. Kozel, editors, *Topical problems of fluid dynamics 2004*, Praha, 2004. IT ASCR. ISBN 80-85918-86-2.

[7] K. Kozel, P. Louda, and J. Příhoda. Numerical modeling of complex turbulent flows. In *16th International symposium on transport phenomena*, Prague, 2005. CD-ROM.

[8] K. Kozel, P. Louda, and J. Příhoda. Numerical solution of heat transfer in the impinging jet. In *Colloquium Fluid dynamics 2005*, pages 93–96, Praha, 2005. IT ASCR.

[9] K. Kozel, P. Louda, and J. Příhoda. An extension of artificial compressibility method to unsteady flows. In *XV. medzinárodná vedecká konferencia Aplikácia experimentálnych a numerických metód v mechanike tekutín*, pages 25–30, Strečno, 2006. Žilinská univerzita, EDIS – vydavaťelstvo ŽU. ISBN 80-8070-533-X.

[10] K. Kozel, P. Louda, and J. Příhoda. Numerical modelling of turbulent flow over three dimensional backward facing step. In T. Lajos and J. Vad, editors, *Conference on modelling fluid flow CMFF'06*, pages 448–455, Budapest, 2006. Budapest University of Technology and Economics. ISBN 963 420 872 X.

[11] K. Kozel, P. Louda, and J. Příhoda. Numerical solution of an unsteady flow using artificial compressibility method. *COE Lecture note*, 6:148–155, 2006. ISSN 1881-4042.

[12] K. Kozel, P. Louda, and P. Sváček. Numerical solution of flow in backward facing step. In M. Feistauer, V. Dolejší, and Najzar K., editors, *Numerical Mathematics and Advanced Application*, pages 596–604, Heidelberg, 2004. Springer.

[13] Karel Kozel, Petr Louda, Petr Sváček, and Jaromír Příhoda. Finite volume and finite element methods applied to backward facing step flows. In D. T. Tsahalis, editor, *1st International conf. "From scientific computing to computational engineering"*, Patras, 2004. CD-ROM.

[14] P. Louda. *Numerické řešení dvourozměrného a třírozměrného turbulentního impaktního proudění*. PhD thesis, FS ČVUT, Praha, 2002.

[15] P. Louda, K. Kozel, and J. Příhoda. Numerical solution of 3D viscous incompressible steady and unsteady flows using artificial compressibility method. In *Numerical methods for fluid dynamics*, Reading, 2007. CD-ROM.

[16] P. Louda, K. Kozel, and J. Příhoda. Numerical solution of 2D and 3D viscous incompressible steady and unsteady flows using artificial compressibility method. *Int. J. for Numerical Methods in Fluids*, 56:1399–1407, 2008.

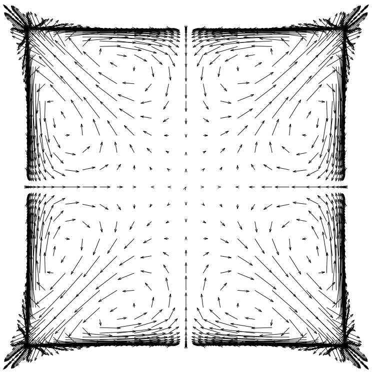
[17] P. Louda, J. Příhoda, and K. Kozel. Numerical modelling of turbulent flow over rough walls. *PAMM*, 7(1):4100011–4100012, 2007.

[18] F. R. Menter. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8):1598–1605, 1994.

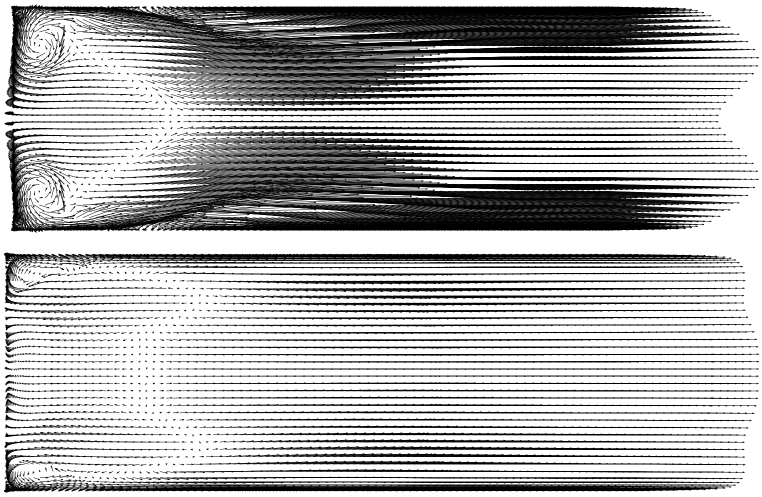
[19] S. B. Pope. A more general effective-viscosity hypothesis. *J. Fluid Mech.*, 72:331–340, 1975.

[20] Z. Trávníček, J. Vogel, T. Vít, and F. Maršík. Flow field and mass transfer experimental and numerical studies of a synthetic impinging jet. In *HEFAT2005, 4th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics*, Cairo, Egypt, 2005.

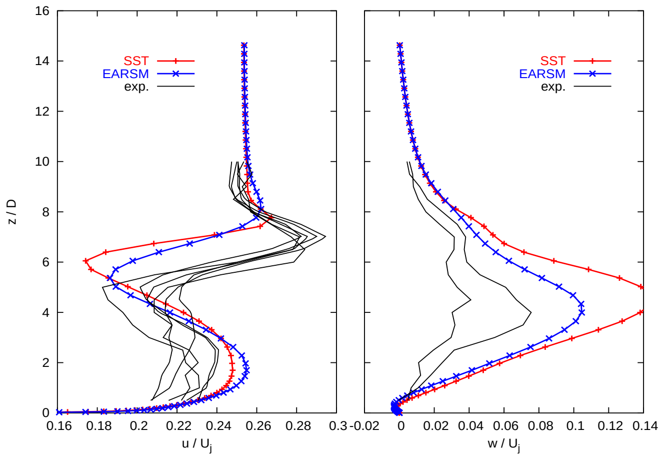
[21] S. Wallin and A. V. Johansson. A complete explicit algebraic Reynolds stress model for incompressible and compressible turbulent flows. Technical Report FFA TN 1997-51, FFA, Stockholm, 1997.



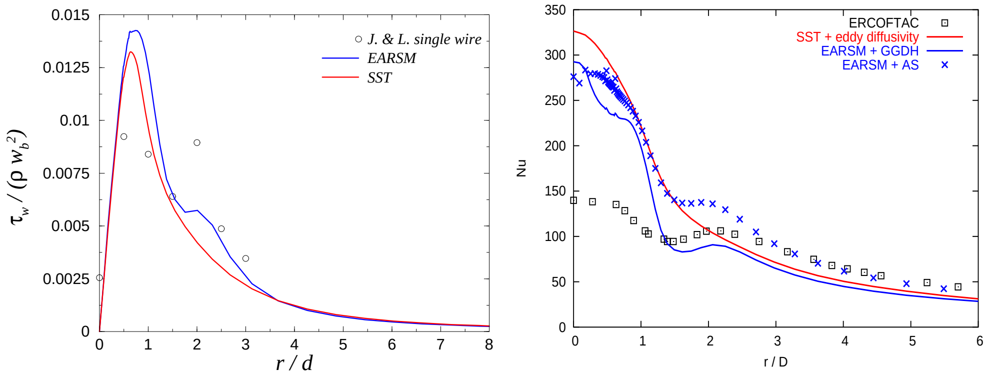
Obr. 1: Sekundární proudění ve čtvercovém kanálu, model turbulence EARSM



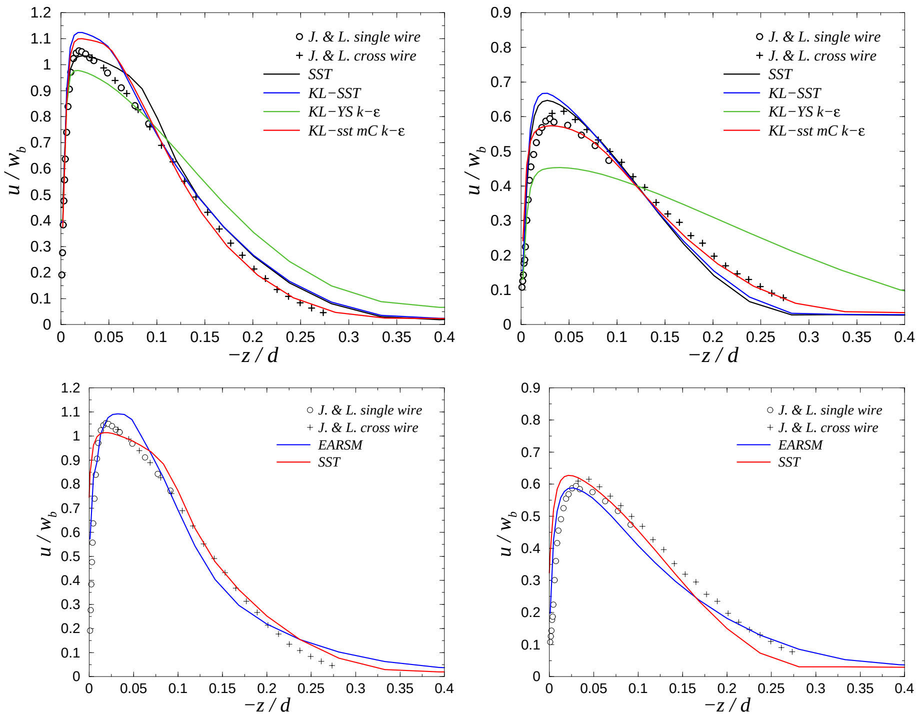
Obr. 2: Vektory rychlosti ve vodorovném řezu při 3D proudění kanálem se schodem, SST model nahoře, EARSM model dole



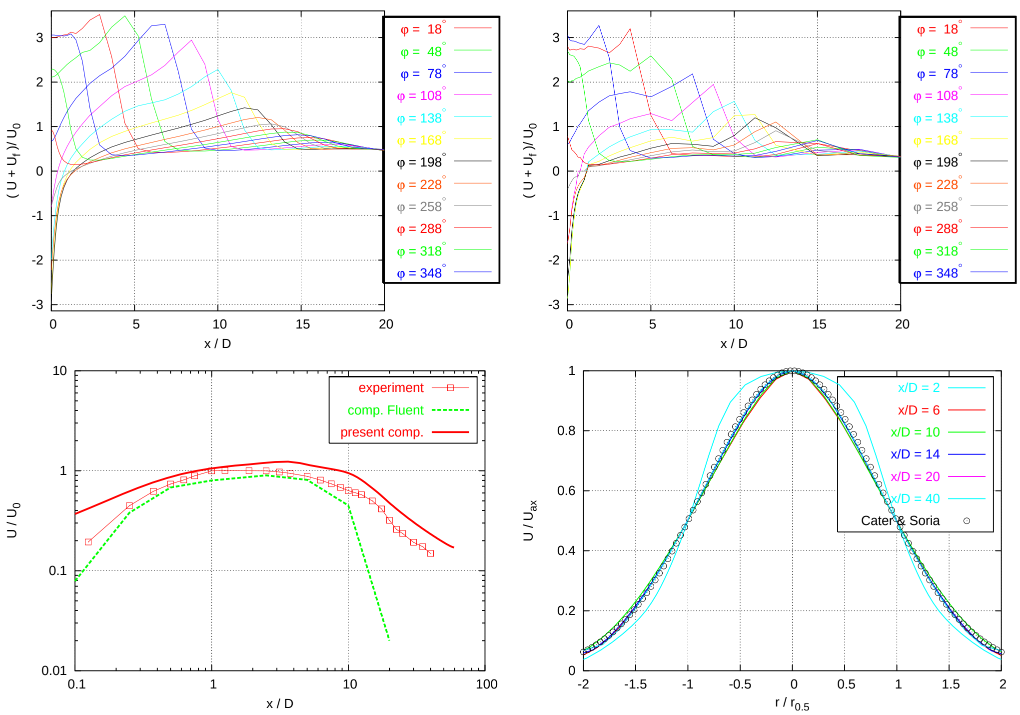
Obr. 3: Paprsek v příčném proudu, horizontální (vlevo) a svislá složka rychlosti ve střední rovině, 10d od trysky



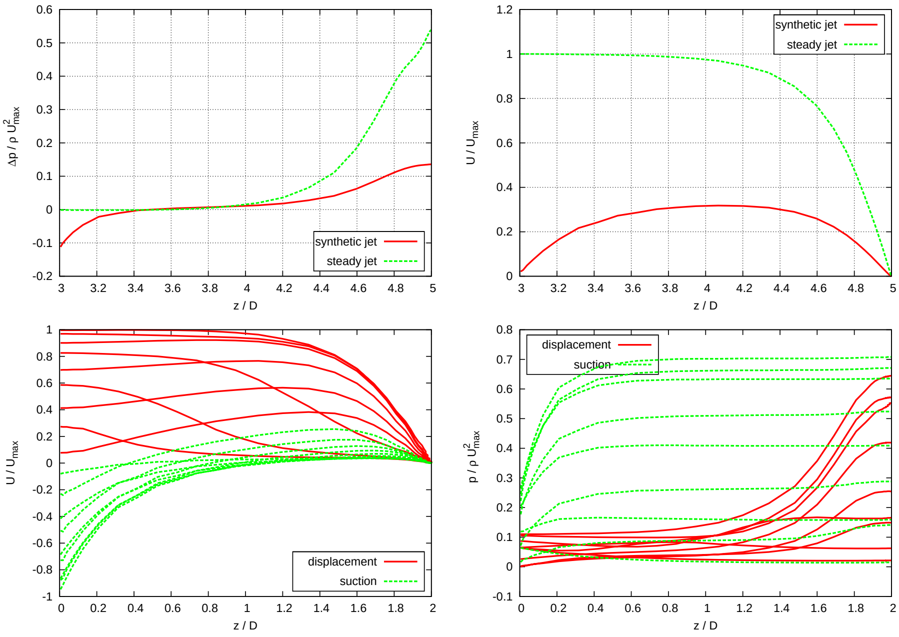
Obr. 4: Impaktní proud, tečné napětí a Nusseltovo číslo



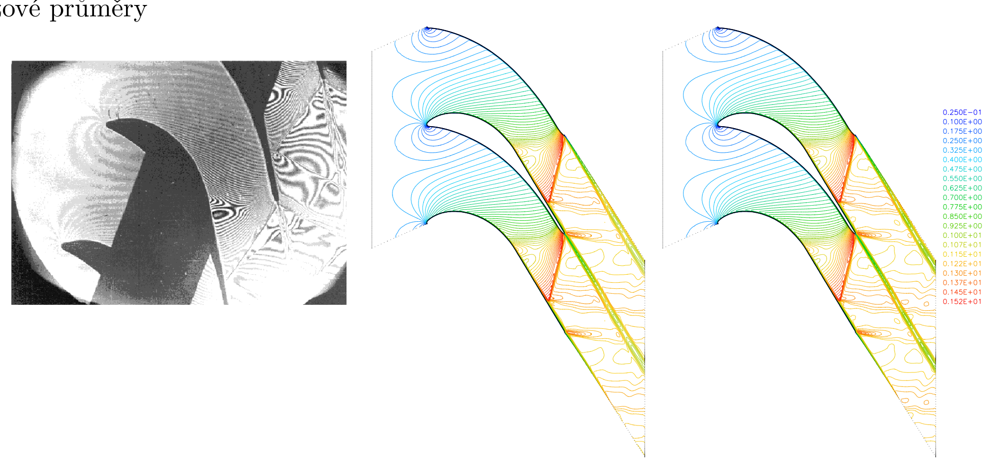
Obr. 5: Impaktní proud, profily radiální rychlosti, nahoře: různé modifikace modelu SST a k-ϵ, dole: model EASRM a SST



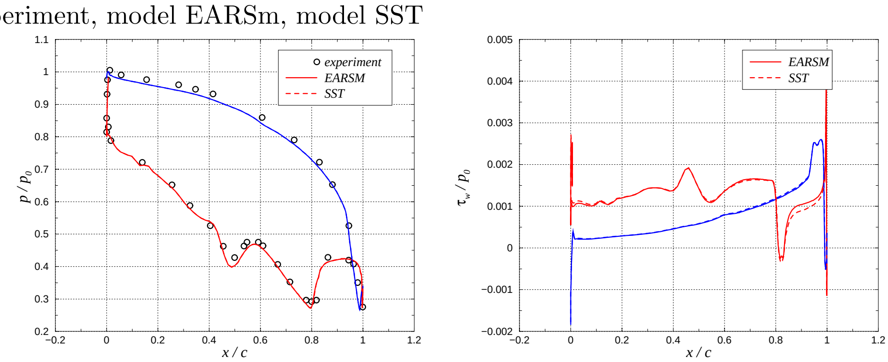
Obr. 6: Turbulentní syntetický proud, nahoře: fázově středovaná rychlost (vlevo) ve srovnání s měřením (vpravo), dole: časově středované rychlosti na ose a v příčných řezech (Cater, Soria [1]: $U/U_{ax} = e^{-\ln(2)(r/r_{0.5})^2}$)



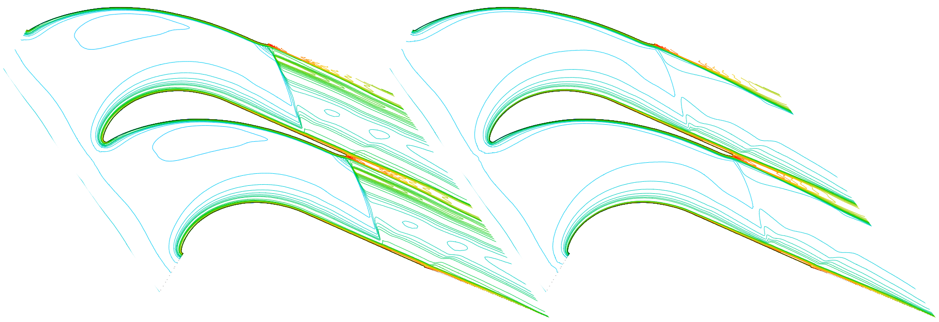
Obr. 7: Turbulentní syntetický impaktní proud. Rychlost a tlak na ose, nahoře: časové průměry, dole: fázové průměry



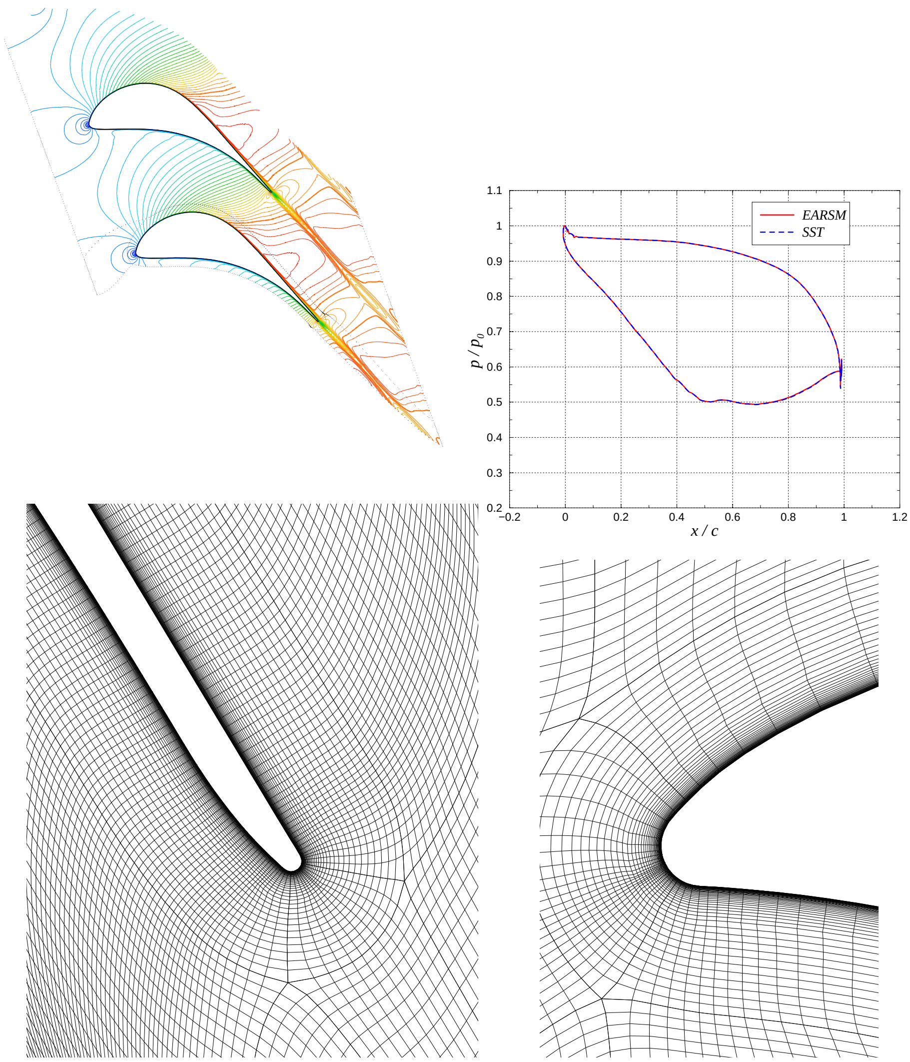
Obr. 8: Turbínová mříž SE1050 (Škoda Power), transonický režim ($M_{2is} = 1.198,\ Re = 1.24 \cdot 10^6$), zleva: experiment, model EARSm, model SST



Obr. 9: Turbínová mříž SE1050 (Škoda Power), transonický režim, tlakový a třecí koeficient ($M_{2is} = 1.198,\ Re = 1.24 \cdot 10^6$)



Obr. 10: Turbínová mříž SE1050 (Škoda Power), transonický režim, izočáry turbulentní energie, vlevo model SST, vpravo model EARSM



Obr. 11: Turbínová mříž NT24 (Škoda Power), izočáry Machova čísla, tlakový koeficient a detaily sítě kolem náběžné a odtokové hrany, $M_{2is} = 1.037$, $Re = 1.42 \cdot 10^6$

Ing. Petr Louda, PhD.

- narozen 1972
- vzdělání:

  1995 Ing. na Fakultě strojní ČVUT v Praze

  1998 tři měsíce stáž na Universitě Gent pod vedením prof. E. Dicka. Téma: Nelineární dvourovnicové modely turbulence.

  2001 Diplom z jednoročního Diploma course ve von Karmanově Institutu (Belgie). Název závěrečné zprávy: Investigation of self-similar subgrid models for LES. Školitel: Prof. C. Benocci

  2002 PhD. na Fakultě strojní ČVUT v Praze v oboru Termomechanika a mechanika tekutin. Název dizertační práce: Numerické řešení dvourozměrného a třírozměrného turbulentního impaktního proudění, Školitel: Prof. K. Kozel

- Profesní zájmy: modelování turbulence (RANS, LES) pro nestlačitelné a stlačitelné proudění; numerické řešení modelů turbulence a jejich implementace na počítači; moderní metody řešení problémů stlačitelného a nestlačitelného proudění, zvláště pak metody upwind a implicitní metody
- Zaměstnání: Ústav termomechaniky AVČR v Praze, výzkumný pracovník na plný úvazek od r. 1998; Ústav technické matematiky FS ČVUT v Praze, odborný asistent na částečný úvazek od r. 1998