

TRANSFER

Výzkum a vývoj pro letecký průmysl

č 26 / 2015



Toto číslo elektronického sborníku obsahuje příspěvky přednesené na 10. ročníku seminářů VZLÚ - Věda, výzkum a vývoj v českém leteckém průmyslu, jehož téma bylo „Modelování proudění v leteckých a průmyslových aplikacích“

ISSN 1801 - 9315

Výzkumný a zkušební letecký ústav, a. s.
si Vás dovoluje pozvat na seminář VZLÚ z cyklu

"VÝZKUM, VÝVOJ A INOVACE V ČESKÉM LETECKÉM PRŮMYSLU"

Modelování proudění v leteckých a průmyslových aplikacích

17. 8. 2015

TRANSFER

Výzkum a vývoj pro letecký průmysl

Elektronický sborník VZLÚ, a.s.

číslo 26, září 2015, 10. ročník

Adresa redakce:

Výzkumný a zkušební letecký ústav, a.s.
Beranových 130, 199 05 Praha 9, Letňany
Tel.: 225 115 223, fax: 286 920 518

Šéfredaktor:

Martina Monteforte Hrabětová (e-mail: monteforte@vzlu.cz)

Odborní garanti semináře:

Ing. Jiří Fiala, VZLÚ • 225 115 260 • fiala@vzlu.cz
Doc. Ing. Zdeněk Pátek, CSc., M.S., VZLÚ • 225 115 124 • patek@vzlu.cz

Vydavatel:

Výzkumný a zkušební letecký ústav, a.s.
© 2010 VZLÚ

Vychází nepravidelně na webových stránkách www.vzlu.cz u příležitosti seminářů pořádaných VZLÚ.
Veškerá práva vyhrazena.

VÝZKUM, VÝVOJ A INOVACE V ČESKÉM LETECKÉM PRŮMYSLU: „Modelování proudění v leteckých a průmyslových aplikacích“

Jednodenní setkání ve VZLÚ týkající se modelování proudění v letectví a dalších odvětvích průmyslu navazuje na tradici seminářů o aplikované aerodynamice. Tématicky se seminář zaměřuje na problematiku aerodynamiky letadel, pozemních dopravních prostředků, budov, lopatkových strojů a jiných průmyslových aplikací a je významným kontaktním místem odborníků z různých podniků českého leteckého průmyslu, akademických, výzkumných a vývojových pracovišť.

V přednáškách budou prezentovány zajímavé výsledky z posledního období, které byly dosaženy na různých pracovištích v České republice. Významnou součástí semináře je diskuse nejen k předneseným referátům, ale i k současným a budoucím potřebám průmyslového výzkumu a vývoje, což by mělo pomoci lepšímu vzájemnému porozumění mezi výzkumnými laboratořemi a aplikačními pracovišti v průmyslu, a tak přispět ke kvalifikovanému třibení názorů na směry vývoje v oblasti modelování proudění. Přínosem pro každého účastníka bude získání přehledu, zhodnocení stavu a možnost diskuse k aktuálním problémům..

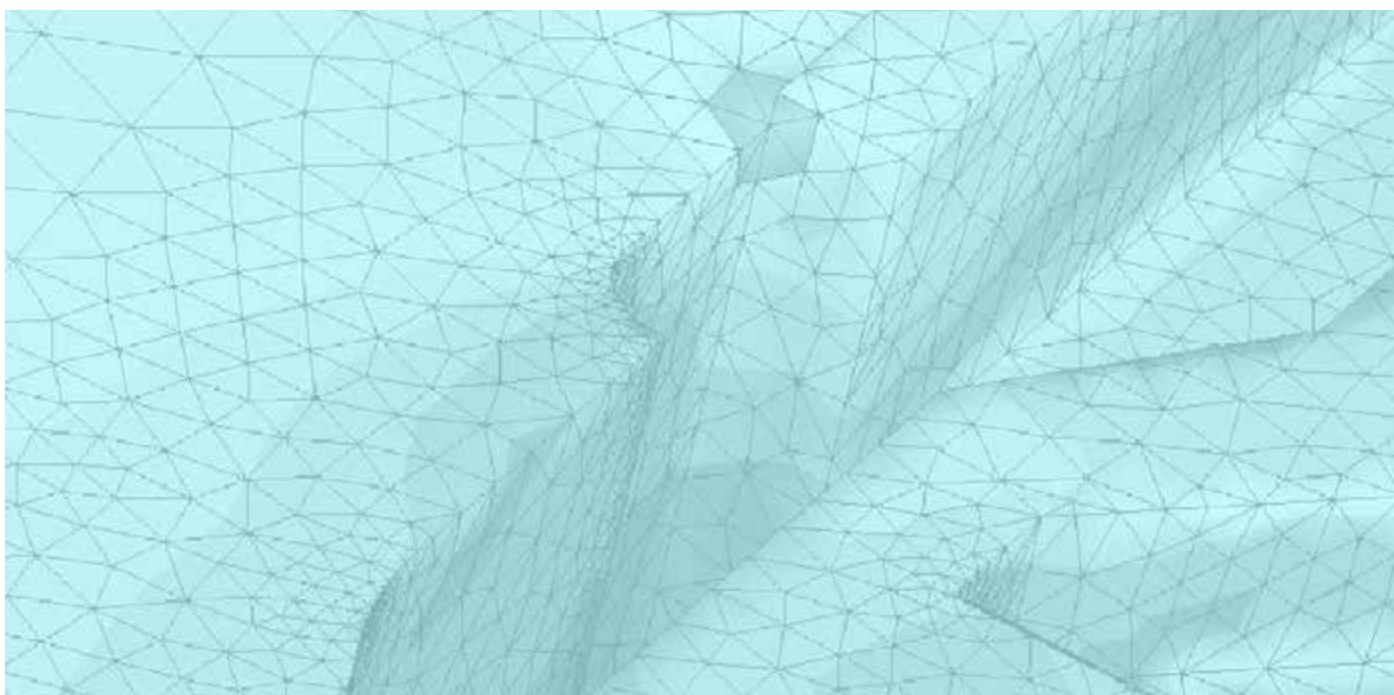
Organizační výbor semináře, pod garancí generálního ředitele VZLÚ

ČASOVÝ PRŮBĚH SEMINÁŘE:

8.30 – 9:00	Registrace účastníků
9:00 – 9:15	Zahájení, úvodní slovo generálního ředitele VZLÚ
9:15 – 11:00	I. blok přednášek
11:00 – 11:30	Přestávka
11:30 – 13:00	II. blok přednášek
13:00 – 13:45	Polední přestávka s občerstvením
13:45 – 15:30	III. blok přednášek
15:30 – 15:45	Přestávka
15:45 – 17:00	Diskusní blok
17:00	Zakončení semináře

Obsah sborníku

- 6 **Výpočet aerodynamických charakteristik křídla metodou nelineární vztlakové čáry**
Mgr. Martin Lahuta - VZLÚ
- 9 **Odstranění vlivu poryvu na profil pomocí řízení mezní vrstvy**
Ing. Pavel Hospodář - VZLÚ
- 16 **Použití obtokového kanálu ve vstupu odstředivého kompresoru za účelem zlepšení jeho charakteristiky**
Ing. Miroslav Růžička - První brněnská strojírna Velká Bíteš, a.s.
- 23 **Návrh výstupního kanálu dmychadla pro sportovní letoun**
Jan Klesa, Robert Theiner - ČVÚT
- 26 **Řešení turbulentního proudění v OpenFOAMu s využitím AUSM+up schématu a EARSM turbulentního modelu**
Ing. Vojtěch Běťák - VZLÚ
- 33 **Aerodynamika zakřivených křídel**
Ing. Robert Kulhánek - Ústav letadlové techniky FS ČVUT v Praze
- 37 **Modelování proudění v lopatkových mřížích při nízkých hodnotách Re**
Ing. Petr Straka, Ph.D. - VZLÚ
- 44 **Fyzikální modelování rozptylu plynů nad složitým terénem**
Ing. Petr Michálek, Ph.D., Mgr. David Zacho, Ph.D. - VZLÚ
- 48 **Modelování indukovaného víru za křídlem pomocí RANS a LES simulací a porovnání s měřením.**
Ing. Jiří Matějů - VUT v Brně; Dr. Philip Griffin - University of Limerick



Výpočet aerodynamických charakteristik křídla metodou nelineární vztakové čáry

Mgr. Martin Lahuta, VZLÚ

Článek popisuje moderní adaptaci Prandtlovy metody vztakové čáry pro křídla se šípem a vzepětím za použití nelineárních profilových charakteristik. Na rozdíl od klasické metody vztakové čáry, která aplikuje 2D Kutta-Žukovského teorém na 3D proudění, používá prezentovaná metoda plně třídimenzionální zákon vírového vztaku.

Označení

\dot{v} - lokální rychlost proudění

\dot{v}_∞ - rychlost volného proudění

Γ - intenzita vířivosti (cirkulace)

\dot{u}_∞ - jednotkový vektor ve směru volného proudění

\dot{r}_1 - vektor směřující od začátku okrajového segmentu podkovovitého vírového vlákna do libovolného bodu

\dot{r}_2 - vektor směřující od konce okrajového segmentu podkovovitého vírového vlákna do libovolného bodu

r_1, r_2 - velikosti vektorů \dot{r}_1 a \dot{r}_2

ρ - hustota vzduchu

$\dot{\omega}$ - vektor lokální vířivosti

$d\dot{l}$ - vektor od začátku do konce okrajového vírového segmentu

$d\dot{F}$ - síla působící na okrajový vírový segment

$\dot{v}_{i,j}$ - rychlost indukovaná na i -tém podkovovitém víru od j -tého víru

$\dot{r}_{i,j}$ - vektor z uzlu i_1 do kontrolního bodu j

$\dot{r}_{i_2,j}$ - vektor z uzlu i_2 do kontrolního bodu j

$c_{L,i}$ - lokální koeficient vztaku na i -tém segmentu rozpětí

α_i - lokální úhel náběhu na i -tém segmentu rozpětí

\dot{u}_{ai} - jednotkový vektor v kontrolním bodě i ve směru těživy

\dot{u}_{ni} - jednotkový vektor v kontrolním bodě i kolmém na těživu

dS_i - plocha segmentu křídla vymezená i -tým vírem

Úvod

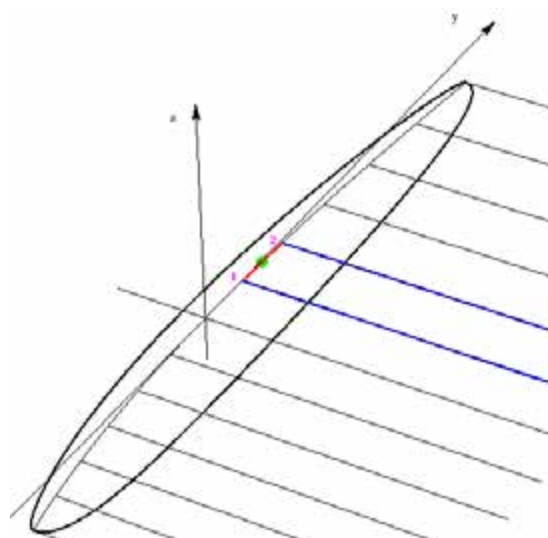
Teorii vztakové čáry vyvinul na počátku minulého století Ludwig Prandtl. Tato teorie poprvé umožnila výpočet vztaku a indukovaného odporu na křídle konečné

velikosti. Je používána dodnes pro svoji jednoduchost a dobrou shodu s experimentálními daty, zejména např. při koncepčním návrhu letounů. Její nevýhodou je nicméně omezení pouze na rovná křídla bez šípovitosti a vzepětí a také lineární závislost mezi úhlem náběhu a koeficientem vztaku.

Následující text popisuje moderní adaptaci této metody, která odstraňuje výše uvedené nedostatky.

Koncept teorie vztakové čáry

V teorii vztakové čáry uvažujeme potenciální proudění kolem nekonečně tenkého křídla. Z faktu, že v dvourozměrném proudění může být profil aproximován potenciálním vírem Prandtl předpokládal, že každá sekce křídla podél rozpětí může být analogicky aproximována vírovým segmentem. Jelikož Helmholtzův zákon neumožňuje existenci izolovaného vírového segmentu, má vírové vlákno tvar podkovy (viz. Obr. 1), podél které je konstantní hodnota cirkulace Γ .



Obr. 1: podkovovitá vírová vlákna na křídle

Hraniční segmenty podkov podél rozpětí leží na čtvrtinové čáře křídla (prochází aerodynamickými

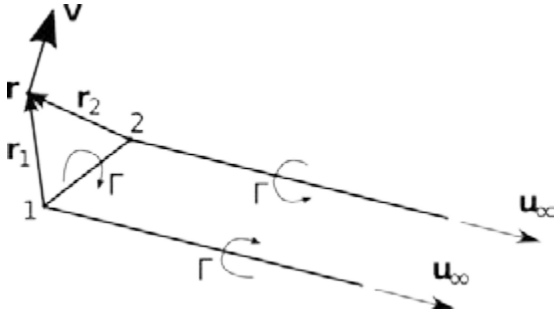
středě profilů) a generují vztlak. Z konců segmentů vychází do nekonečna rovnoběžně s nabíhajícími proudem dvě polopřímky, které odebírají cirkulaci ze vztlakové čáry aby byl splněn Helmholtzův zákon. Tyto tři vírová vlákna indukují rychlosti na vztlakové čáře a mění lokální úhel náběhu. Lokální rychlosti potenciálního proudění lze vypočítat podle *Biot-Savartova zákona*

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}_0) = \frac{\Gamma}{4\pi} \int \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_0}{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0\|^3} \times d\mathbf{r} \quad (1)$$

Ze znalosti intenzit vířivostí Γ systému podkovovitých vírů lze potom jednoduše spočítat lokální rychlost potenciálního proudění v libovolném bodě.

Formulace numerické metody

V numerické metodě vztlakové čáry (např. [1]) je konečné křídlo složeno z podkovovitých vírů (viz. Obr. 1). Každý podkovovitý vír je složen ze tří rovných segmentů (viz. Obr. 2) – okrajového mezi body 1 a 2 a dvou rovnoběžných polopřímek. Okrajové části podkovovitých vírů jsou umístěny na čtvrtinové čáře křídla a tudíž kopírují lokální šípovitost a vzepětí. Volné části podkov tvoří odtokovou vírovou plochu. Levý roh jedné podkovy je shodný s pravým rohem vedlejší podkovy a odtokové vírové segmenty dvou sousedních podkov se tedy shodují.



Obr. 2: podkovovité vírové vlákno

Rychlost indukovaná tímto vírovým vláknem s intenzitou vířivosti Γ v libovolném bodě je dána vztahem (viz. [2])

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}) = \frac{\Gamma}{4\pi} \left[\frac{\mathbf{u}_\infty \times \mathbf{r}_2}{r_2(r_2 - \mathbf{u}_\infty \cdot \mathbf{r}_2)} + \frac{(r_1 + r_2)(\mathbf{r}_1 \times \mathbf{r}_2)}{r_1 r_2 (r_1 r_2 - \mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{r}_2)} - \frac{\mathbf{u}_\infty \times \mathbf{r}_1}{r_1(r_1 - \mathbf{u}_\infty \cdot \mathbf{r}_1)} \right] \quad (2)$$

Rovnice (2) umožňuje vypočítat indukovanou rychlost v libovolném bodě ze známých hodnot intenzit vírů Γ pro n podkovovitých vírů. V původní teorii numerické vztlakové čáry byly rovnice pro Γ definované Neumannovou podmínkou nulovosti normálové indukované rychlosti ve třech čtvrtinách délky těhly procházející středy segmentů vztlakových čar. Toto

funguje dobře pro rovinné šípovité křídla bez vychýlených klapek a řídicích ploch.

Více praktický přístup pro získání rovnic pro intenzity vírů vychází z obecného 3D zákona vírového vztlaku

$$\mathbf{F} = \iiint \rho(\mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}) d\mathbf{l} \quad (3)$$

Podle Prandtlovy hypotézy je vztlak od segmentu křídla podél rozpětí ekvivalentní vztlaku od podobného segmentu nekonečného křídla se stejným úhlem náběhu. Ze vztahu (3) dostaneme pro vztlakovou sílu na i -tý segment vztlakové čáry rovnici

$$d\mathbf{F}_i = \rho \Gamma_i \mathbf{v}_i \times d\mathbf{l}_i \quad (4)$$

Rychlost \mathbf{v}_i v (4) je lokální rychlost indukovaná v libovolném bodě na okrajovém segmentu i -tého podkovovitého víru od ostatních podkovovitých vírů

$$\mathbf{v}_i = \mathbf{v}_\infty + \sum_{j=1}^n \Gamma_j \mathbf{v}_{i,j} \quad (5)$$

kde $\mathbf{v}_{i,j}$ je indukovaná rychlost na i -tém okrajovém segmentu podkovovitého víru od j -tého vírového vlákna daná vztahem

$$\mathbf{v}_{i,j} \equiv \begin{cases} \frac{\Gamma}{4\pi} \left[\frac{\mathbf{u}_\infty \times \mathbf{r}_{i2,j}}{r_{i2,j}(r_{i2,j} - \mathbf{u}_\infty \cdot \mathbf{r}_{i2,j})} + \frac{(r_{i1,j} + r_{i2,j})(\mathbf{r}_{i1,j} \times \mathbf{r}_{i2,j})}{r_{i1,j} r_{i2,j} (r_{i1,j} r_{i2,j} - \mathbf{r}_{i1,j} \cdot \mathbf{r}_{i2,j})} - \frac{\mathbf{u}_\infty \times \mathbf{r}_{i1,j}}{r_{i1,j}(r_{i1,j} - \mathbf{u}_\infty \cdot \mathbf{r}_{i1,j})} \right], & i \neq j \\ \frac{\Gamma}{4\pi} \left[\frac{\mathbf{u}_\infty \times \mathbf{r}_{i2,j}}{r_{i2,j}(r_{i2,j} - \mathbf{u}_\infty \cdot \mathbf{r}_{i2,j})} - \frac{\mathbf{u}_\infty \times \mathbf{r}_{i1,j}}{r_{i1,j}(r_{i1,j} - \mathbf{u}_\infty \cdot \mathbf{r}_{i1,j})} \right], & i = j \end{cases} \quad (6)$$

Z rovnic (4) a (5) plyne pro aerodynamickou sílu působící na i -tém segmentu rovnice

$$d\mathbf{F}_i = \rho \Gamma_i (\mathbf{v}_\infty + \sum_{j=1}^n \Gamma_j \mathbf{v}_{i,j}) \times d\mathbf{l}_i \quad (7)$$

Předpokládáme, že lokální koeficient vztlaku je zadanou (i nelineární) funkcí lokálního úhlu náběhu

$$c_{Li} = c_{Li}(\alpha_i) \quad (8)$$

Lokální úhel náběhu v kontrolním bodě i podél rozpětí je roven

$$\alpha_i = \tan^{-1} \left(\frac{\mathbf{r}_i \cdot \mathbf{u}_{ni}}{\mathbf{r}_i \cdot \mathbf{u}_{ai}} \right) \quad (9)$$

kde \mathbf{u}_{ni} a \mathbf{u}_{ai} jsou normálové a tečné jednotkové vektory ve směru i -té těživy a na ni kolmém v rovině lokálního profilu.

Pro velikost aerodynamické síly v i -tém kontrolním bodě rozpětí platí vztah

$$\left| dF_i \right| = \frac{1}{2} \rho |\mathbf{v}_\infty|^2 c_{Li}(\alpha_i) dS_i \quad (10)$$

Položením rovnosti pro velikost síly (4) a (10) dostaneme soustavu n nelineárních rovnic pro intenzity vírů Γ_i

$$\left| \left(\mathbf{v}_\infty + \sum_{j=1}^n \Gamma_j \mathbf{v}_{i,j} \right) \times d\mathbf{l}_i \right| \Gamma_i = \frac{1}{2} |\mathbf{v}_\infty|^2 c_{Li}(\alpha_i) dS_i \quad (11)$$

kde lokální úhel náběhu α_i je dán vztahem

$$\alpha_i = \tan^{-1} \left[\frac{\left(\mathbf{v}_\infty + \sum_{j=1}^n \Gamma_j \mathbf{v}_{i,j} \right) \cdot \mathbf{u}_{ni}}{\left(\mathbf{v}_\infty + \sum_{j=1}^n \Gamma_j \mathbf{v}_{i,j} \right) \cdot \mathbf{u}_{ai}} \right] \quad (12)$$

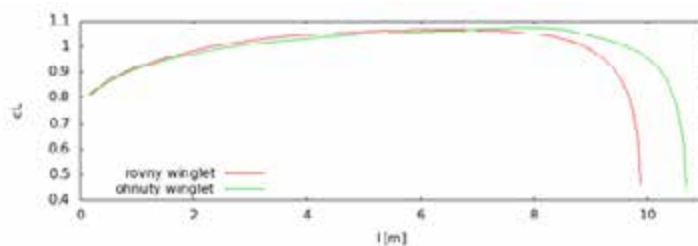
Tato soustava rovnic spojuje n neznámých intenzit vírů Γ se známými vlastnostmi křídla.

Výsledky

Pro eliptické křídlo dává metoda výsledky shodné se známým analytickým řešením Prandtlovy klasické teorie vztakové čáry. Pro křídla obecného složitějšího tvaru máme zatím k dispozici pouze výsledky výpočtů a nebylo tudíž možno provést srovnání s jinou metodou. Z kvalitativního hlediska se dá zatím říct, že výsledky mají očekávaný průběh. Pro ilustraci jsou na Obr. 4 zobrazeny vypočtené rozložení vztlaku podél rozpětí lichoběžníkového křídla se vzepětím a šípovitostí. Byly počítány dva případy: křídlo s přímou čtvrtinovou čarou a stejné křídlo, jehož konec byl ohnut nahoru do tvaru wingletu (viz. Obr. 3).



Obr. 3: tvar křídla s ohnutým wingletem a rozdělením na segmenty



Obr. 4: rozložení koeficientu vztlaku po rozpětí křídla (rovného a s ohnutým wingletem)

Závěr

Byla popsána metoda pro výpočet obecného křídla se šípovitostí a vzepětím metodou nelineární vztakové čáry. Zatím nebylo plně provedeno srovnání např. s CFD výpočty, avšak dosavadní výsledky ukazují kvalitativně správné výsledky.

Teorie vztakové čáry uvažuje pouze potenciální proudění a nezapočítává tudíž efekty viskozity. To je částečně kompenzováno použitím nelineárních charakteristik profilů. Dále je metoda omezena pouze na křídla se štiplostí >4 , kdy platí Prandtlůva hypotéza. Použitím nelineárních charakteristik profilů je možné počítat i úhly náběhu větší než je kritický úhel náběhu křídla. Ve srovnání s CFD metodami je doba výpočtu o několik řádů nižší (vteřiny) při dobré shodě s reálnými hodnotami.

Literatura:

- [1] Katz, J., Plotkin, A.: Low Speed Aerodynamics, McGraw-Hill 1991
- [2] Phillips, W. F., Snyder D. O.: Modern Adaptation of Prandtl's Classic Lifting-Line Theory, Journal of Aircraft, Vol. 37, No. 4, 662-670

Odstranění vlivu poryvu na profil pomocí řízení mezní vrstvy

Ing. Pavel Hospodář, VZLÚ

V této práci je popsán způsob řízení mezní vrstvy profilu pomocí vyfukování s cílem minimalizovat vliv poryvu. Z důvodu maximální účinnosti vyfukování je provedena analýza polohy a směru vyfukování. Následně se práce zabývá identifikací dynamických průběhů vyfukování a poryvu. Na základě identifikovaných lineárních dynamických modelů je navrženo řízení, které minimalizuje nárůst součinitele vztlaku.

ÚVOD

Motivace

Cílem této práce je, jak již bylo napsáno v úvodu, minimalizovat následky poryvu na profil letadla. Aktuálnost tohoto problému dokládá evropský projekt ACFA (Active Control for Flexible Aircraft). Jedním z cílů tohoto projektu je pomocí řídicích ploch minimalizovat namáhání konstrukce letounu, zvýšit komfort a říditelnost letounu BWB (blended wing body). V tomto projektu se uvažuje s použitím piezo-motorů pro řízení. Ty jsou ale relativně těžké a také mají malé rozsahy, na druhou stranu jsou velmi rychlé a silné. V druhém evropském projektu AFlNext, kterého se VZLÚ účastní, se pomocí vyfukování minimalizují některé nepříznivé jevy na klasických dopravních letadlech – například odstranění odtržení proudění na křídle v místě přichycení motorové gondoly v režimu s vysunutými sloty.

Popis řešené úlohy

Pro simulaci poryvu a návrh řízení byl zvolen profil z projektu AVERT. Tento profil byl ve VZLÚ měřen ve vysokorychlostním tunelu a bylo testováno vyfukování s odtokové hrany pro potlačení buffetingu. Výpočetní síť byla vytvořena pomocí programu Ansys ICEM CFD a mezní vrstva přidána pomocí programu Tritet. Řešení proudového pole je počítáno v programu EDGE. Jednotné pro všechny výpočty bylo nastavení režimu:

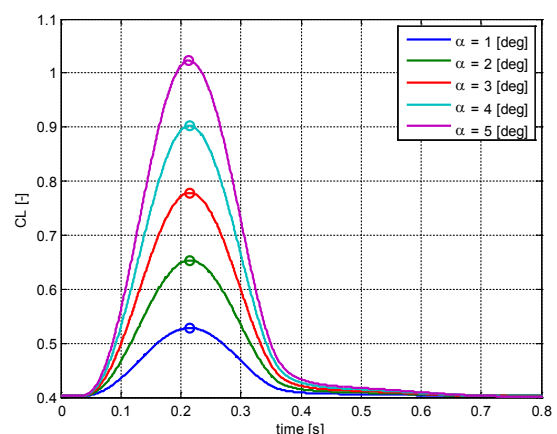
- Rychlost nabíhajícího vzduchu 156.3879 [m.s⁻¹]
- úhel náběhu 0 [°]
- Tlak 45564.0 [Pa]
- Machovo číslo 0.5
- RANS turbulentní model mezní vrstvy: W&J EARSIM + Hellsten k-omega

Práce je rozdělena na tři části. Nejprve je simulován samotný poryv a následně je identifikována dynamika systému. Druhá část se věnuje výpočtu a identifikaci

vyfukování do mezní vrstvy. Zde je provedena analýza určující nejlepší umístění trysky pro vyfukování. Třetí část je zaměřena na návrh řídicích algoritmů a jejich implementaci do CFD.

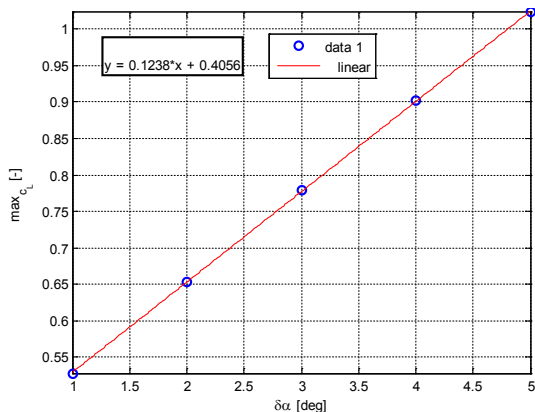
PORYVV

Poryv je v programu EDGE určen pomocí několika parametrů. Je zde definován směr změny rychlosti, směr propagace, rychlost propagace, počáteční poloha poryvu, šířka a amplituda požadovaného poryvu. Tím je vygenerován poryv ve tvaru $(1 - \cos(x))/2$, tedy převrácený cosinus. Dle rychlosti letu a požadované frekvence se určí délka jedné periody. Na následujícím obrázku je vidět vliv rozdílné amplitudy poryvu na změnu součinitele vztlaku.



Obr. 1 vliv amplitudy poryvu na časový průběh součinitele vztlaku

Dále jsou vyneseny maximální hodnoty součinitele vztlaku na zvolené amplitudě poryvu. Jednotlivé body jsou proloženy polynomem prvního řádu – přímkou. Z grafu je patrné, že závislost je lineární, odchylka bodů od přímky je minimální. To umožňuje použít lineární model popisu dynamiky pro následné řízení celého systému.



Obr. 2 hodnota součinitele vztlaku v závislosti na amplitudě poryvu

Rozmítaný sinus

Pro účely identifikace dynamiky součinitele vztlaku v závislosti na poryvu byl vygenerován signál ve tvaru rozmítaného sinus. Je to harmonický signál, jehož frekvence je časově proměnná:

$$f(t) = f_0 + k \cdot t$$

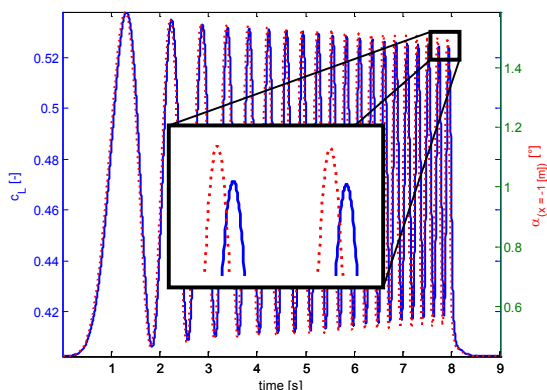
kde f_0 je počáteční frekvence (v čase $t = 0$) a k určuje rychlost změny frekvence:

$$k = \frac{f_1 - f_0}{t_1}$$

kde f_1 je konečná frekvence a t_1 je cílový čas. Takto definovaná frekvence, dosazena do sinusového harmonického signálu, definuje výsledný tvar rovnice:

$$x(t) = A \cdot \sin(2\pi(f_0 t + k t^2))$$

Tímto způsobem je vytvořen poryv použitý pro vybuzení dynamiky. Parametry použitého signálu jsou následující: $f_0 = 0$ Hz, $f_1 = 5$ [Hz], amplituda $A = 1$ [°]. Výsledek výpočtu je zobrazen na následujícím obrázku. Úhel náběhu byl měřen sondou umístěnou v proudovém poli jeden metr před náběžnou hranou profilu. Z grafu je vidět časové zpoždění součinitele vztlaku za měřeným úhlem náběhu.

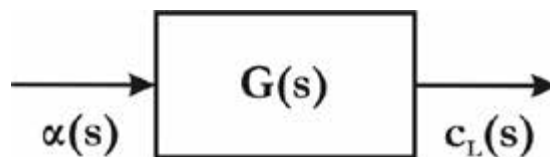


Obr. 3 časový průběh součinitele vztlak a měřeného úhlu náběhu

To je způsobeno tzv. dopravním zpožděním, se kterým je nutné při návrhu řízení počítat a je tedy uvedeno v dynamickém modelu. Dopravního zpoždění, tedy zpoždění změny stavu za měřenou veličinou, má v tomto případě pozitivní charakter, poskytuje tak čas potřebný pro výpočet řídicího signálu. V čím větší vzdálenosti před křídlem by byl měřen úhel náběhu, tím větší dopravní zpoždění by vznikalo. Z výsledků řízení vyplývá, že vzdálenost jednoho metru mezi měřeným úhlem náběhu a náběžnou hranou profilu při definovaném režimu je dostatečná. Větší vzdálenost tak nepřinese další výhodu.

Identifikace modelu poryvu

Identifikace dynamického modelu byla s ohledem na následný návrh řízení provedena v pomoci Laplaceovy transformace. Schéma dynamického modelu je na následujícím schématu. Vstupem do systému je úhel náběhu (měřený poryv), výstupem je součinitel vztlaku (v odchylovém tvaru je to změna od ustálené hodnoty).

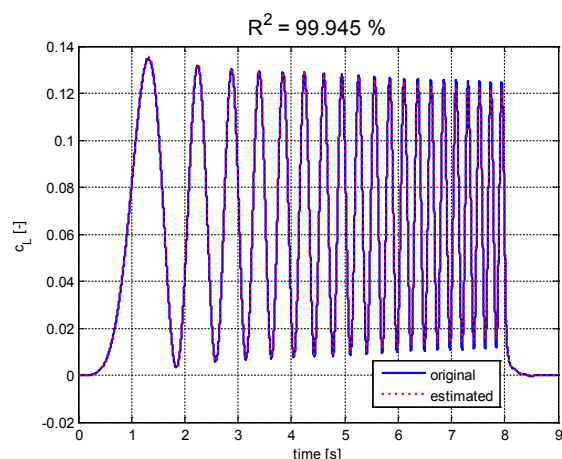


Obr. 4 schéma dynamického modelu poryvu

Výsledná přenosová funkce byla určena pomocí programu Matlab. Její tvar je následující:

$$G(s) = \frac{c_L(s)}{\alpha(s)} = \frac{Kp}{1 + Tp \cdot s} e^{-Td \cdot s}$$

Kde zesílení přenosu $Kp = 0.11797$ (přenos z alfy [rad] na c_L [-]), časová konstanta $Tp = 0.012048$ a dopravní zpoždění $Td = -0.017986$.



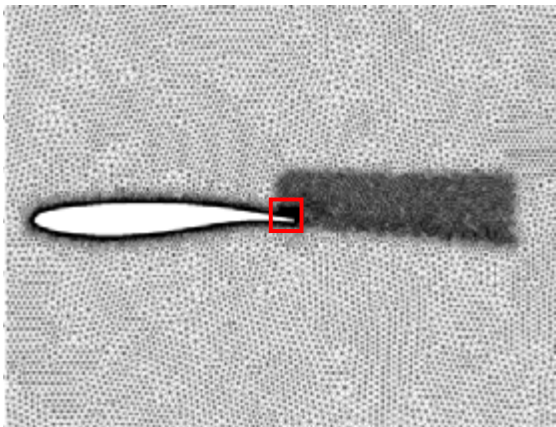
Obr. 5 porovnání měřeného a identifikovaného součinitele

Porovnání vypočteného a identifikovaného přenosu je zobrazeno na předcházejícím grafu. Je zde porovnán průběh součinitele vztlaku vypočteného CFD (plná čára) a simulovaného identifikovaným modelem (přerušovaná čára). Z grafu je patrná shoda mezi měřeným a simulovaným součinitelem, to znamená, že popis dynamiky pomocí lineárního modelu prvního řádu s dopravním

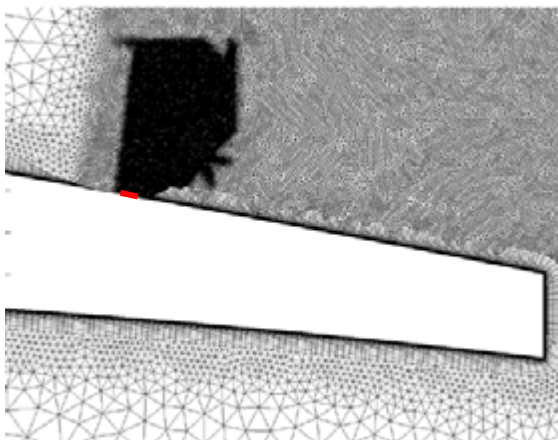
zpožděním je pro tento systém postačující. Pro porovnání korelace mezi měřeným a simulovaným průběhem je použit koeficient determinace R^2 .

VYFUKOVÁNÍ

V první části této kapitoly jsou uvedeny výpočty zaměřené na popis vlivu vyfukování na součinitel vzlaku. Ve druhé části je popsána identifikace modelu jako dynamického systému. Vyfukování je v programu EDGE definováno pomocí okrajové podmínky *mass flow inlet*. Tím se definuje hmotnostní tok, celková teplota a směr vyfukování. Šířka trysky je ve všech případech identická 1 [mm]. Síť pro každou počítanou polohu byla vytvořena zvlášť. Nestrukturovaná trojúhelníková síť je doplněna prizmatickou mezní vrstvou. Uvažovaný úplav a oblast nad tryskou je dále zahuštěna. Prizmatická mezní vrstva v místě trysky je nahrazena trojúhelníkovou, která umožní přesnější výpočet vyfukování a přechod mezní vrstvou. Síť má okolo 300 000 uzlových bodů.



Obr. 6 výpočetní síť se zahuštěným úplavem a vyznačeným detailem (červený čtvereček)



Obr. 7 detail výpočetní sítě zahuštěnou oblastí za tryskou a zvýrazněnou polohou trysky (červená čára)

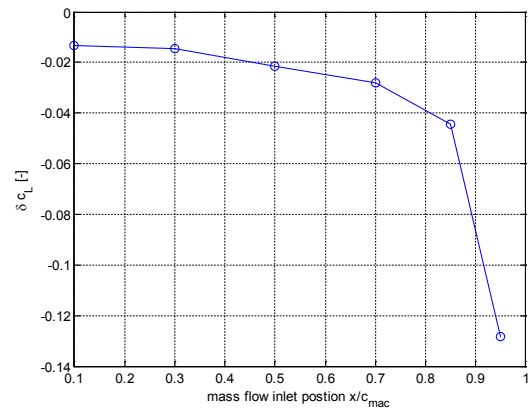
Charakteristické vlastnosti vyfukování

S ohledem na maximální účinnost vyfukování byly provedeny výpočty, které určily výslednou kvazi-optimální polohu a směr vyfukování tak, aby docházelo k největšímu poklesu součinitele vzlaku. Hmotnostní tok byl při hledání optimální polohy nastaven na hodnotu

0.1019 [kg.s⁻¹]. To je hodnota, která při nastavení ostatních okrajových podmínek znamená, že výstupní rychlost z trysky s průřezem 1 [mm] odpovídá rychlosti nabíhajícího proudu vzduchu.

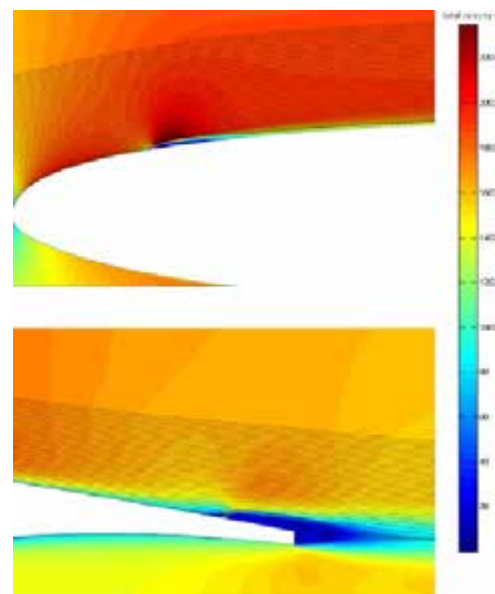
Podélná poloha vyfukování

Pro zajištění největšího snížení zatížení křídla (tedy co nejmenší nárůst c_L vlivem poryvu) byla postupně propočítána poloha vyfukování pro hodnoty x/C_{mac} [0.1 0.3 0.5 0.7 0.85 0.95].



Obr. 8 vliv polohy vyfukování na pokles součinitele vzlaku

Z předcházejícího grafu je patrné, že největší pokles součinitele vzlaku dochází při vyfukování na konci profilu. Maximální poloha je omezena na hodnotu 95 % tělivity s ohledem na proveditelnost zástavby do samotného profilu. Výsledná charakteristika je částečně překvapivá. Oproti stacionárnímu řešení bez vyfukování dochází u všech variant s vyfukováním k poklesu součinitele vzlaku. Na druhou stranu lze předpokládat, že při vyfukování v přední části profilu dojde k odtržení



Obr. 9 celková rychlost v místě vyfukování (poloha trysky 0,1 x/C_{mac} v horní části; poloha trysky 0,95 x/C_{mac} v dolní části)

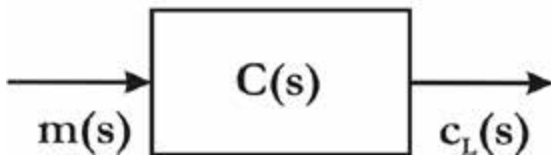
proudění a pokles vzlaku by měl být nižší než u varianty s vyfukováním v zadní části. Podrobnější studie proudového pole je zobrazena na předchozích obrázcích. Jedná se o porovnání rozložení celkové rychlosti proudění kolem profilu pro variantu s polohou vyfukování 0,1 a 0,95 x/c_{mac} . Vyfukování v přední části profilu způsobí pouze lokální odtržení proudění (pokles rychlosti za tryskou – oblast s modrou barvou), po kratším úseku proudění opět přilne. Naopak vyfukování v zadní části profilu způsobí odtržení na zbyvajících částech profilu. Tím dochází k efektivnějšímu způsobu vyfukování.

Úhel vyfukování

Ve zvoleném koncovém bodě bylo následně provedeno testování úhlu vyfukování, opět z hlediska maximálního snížení součinitele vzlaku s konstantním definovaným hmotnostním tokem. Ze spočítaných variant poklesů součinitelů a nastavených hodnot úhlů vyfukování byla interpolována hodnota 63° , což znamená mírně dopředu vychýlenou trysku.

Identifikace

Stejně jako v předešlém případě je pro účely identifikace dynamického systému použit jako budicí signál rozmítnutý sinus. Popis modelu vyfukování je zobrazen níže. Vstupem modelu je aktuální hodnota hmotnostního toku, výstupem pak součinitel vzlaku.

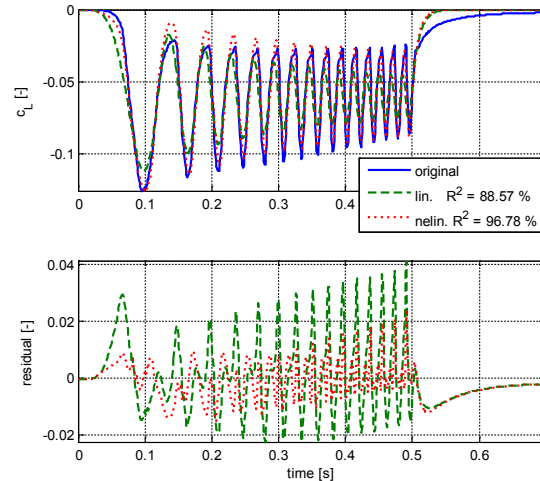


Obr. 10 schéma modelu vyfukování

V tomto případě již k dopravnímu zpoždění z principu nedochází. Odhadovaný model vyfukování je druhého řádu a přenosová funkce má následující tvar:

$$C(s) = \frac{c_L(s)}{m(s)} = K \frac{s + a_1}{(s + a_2)(s + a_3)}$$

Porovnání vypočteného součinitele vzlaku se simulovanými průběhy pomocí dvou modelů je zobrazeno na následujícím obrázku. Modely se od sebe liší v použití nelinearity mezi hmotnostním tokem a součinitelem vzlaku. Jak je z grafu patrné, má model se zanedbanou nelinearitou (zelený čárkovaný průběh) poměrně nízkou shodu s původním průběhem. Přidáním nelinearity (červený čárkovaný průběh) se přesnost modelu výrazně zvýší. Ve spodním grafu je uveden rozdíl mezi měřeným a simulovaným průběhem součinitele vzlaku. Model s nelinearitou má výrazně nižší chybu odhadu.

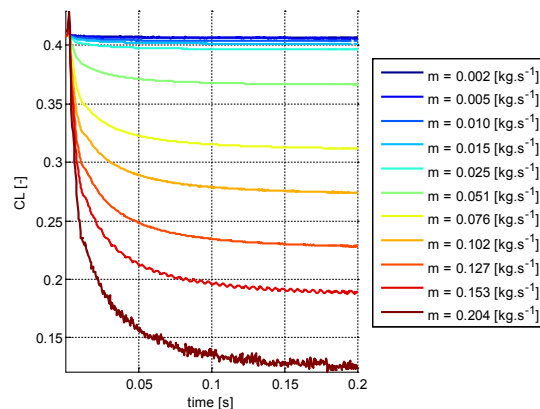


Obr. 11 odhad modelů vyfukování na změnu vzlaku

Nepřesnost odhadu modelu bez použité nelinearity vedla k detailnějšímu studiu proudového pole při vyfukování. Cílem studie bylo zjistit, k jakým dějům dochází vlivem vyfukování.

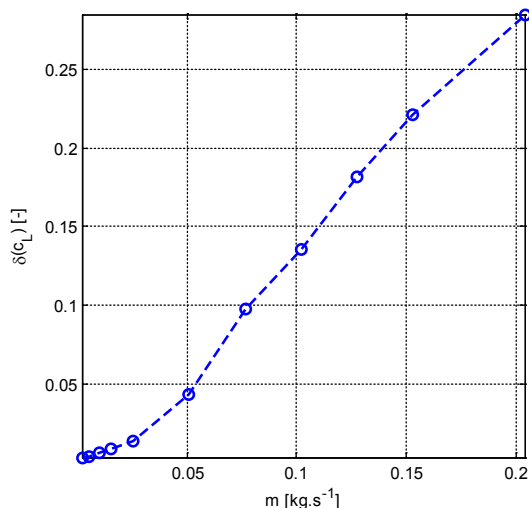
Velikost hmotnostního toku

Jak bylo napsáno výše, hmotnostní tok při určení optimální polohy a úhlu vyfukování byl nastaven na konstantní hodnotu. Návrh řízení, který bude proveden dále, však předpokládá spojitě řízení a proto je nutné ověřit linearitu dynamického systému v použitém rozsahu.



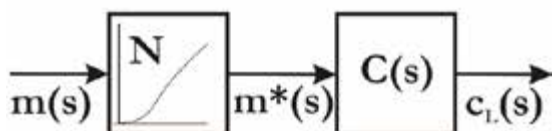
Obr. 12 časový průběh součinitele vzlaku

Časové průběhy pro jednotlivé hmotnostní toky jsou zobrazeny na předcházejícím grafu. Je z něj patrné, že pro hmotnostní toky do hodnoty 0.153 $[\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}]$ jsou časové průběhy součinitele vzlaku relativně hladké. U vyšších hodnot dochází k nárůstu šumu. Ten je způsoben drobnými separacemi proudění. Při vyšších hodnotách hmotnostního toku pak dochází k periodickému odtrhávání a tvorbě vírové stezky. To znamená vznik oscilací součinitele vzlaku. Ty jsou pro řízení lineárními regulátory nevhodné, a proto jsou vyšší hodnoty průtoku omezeny.



Obr. 13 součinitele vztaku v závislosti na hmotnostním toku

Na předchozím obrázku jsou vyneseny ustálené hodnoty součinitele vztaku v závislosti na hmotnostním toku vyfukování. Ustálené hodnoty jsou počítány jako průměr z posledních 50 časových iterací CFD simulace. Ty byly pro testování hmotnostního toku nastaveny na hodnotu 0.0004 [s], přičemž maximální počet vnitřních iterací byl 100. Ve výsledku to znamená, že časový úsek 0.2 [s] se na čtyřech procesorech počítal 4.2 [h]. Z charakteristiky jsou patrné dvě oblasti. První téměř lineární oblast pro hmotnostní toky vyšší než 0.075 [kg.s⁻¹]. Druhá oblast, s nižšími hmotnostními toky, má pozvolnější nárůst vztaku s parabolickým charakterem. To má za následek stejný efekt, který při konstantním hmotnostním toku, jako největší změnu vztaku, určil koncovou polohu na profilu. Malý hmotnostní tok nezpůsobí dostatečné odtržení proudění, které pak opět přilne. Nelinearita zobrazená na obr. 13 se tak projeví i v řízení. Její popis pro použití v identifikaci modelu je pomocí interpolace z tabulky. Schéma použité pro identifikaci modelu dynamiky vyfukování je zobrazeno níže. Oproti obr. 10 je schéma doplněno na vstupu o nelinearitu N.



Obr. 14 schéma modelu vyfukování s nelinearitou na vstupu

NÁVRH ŘÍZENÍ

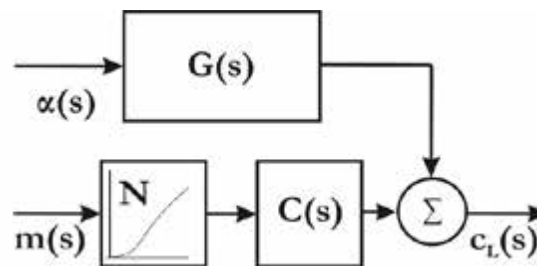
V této části jsou předloženy dvě varianty řízení, které slouží k minimalizaci zvýšení vztaku vlivem poryvu. V prvním případě je použita samotná dopředná vazba s i bez použití nelineárního členu. V druhém případě je dopředná vazba doplněna zpětnou vazbou.

Dopředná vazba

Tento přístup řízení, v literatuře uváděn jako feedforward, využívá měření poruchové veličiny (úhlu náběhu). Na základě známých přenosů poruchy na stav a řízení na stav definujeme zákon řízení. Dle schémat na obrázcích 4 a 10 můžeme psát:

$$\alpha(s) \cdot G(s) = c_L(s) \quad m(s) \cdot C(s) = c_L(s)$$

Blokové schéma tohoto systému je zobrazeno na následujícím obrázku.



Obr. 15 schéma celkového dynamického modelu

Pokud změříme poryv (odchylku od počátečního stavu úhlu náběhu), chceme, aby výsledná hodnota součinitele vztaku (odchylka od ustáleného stavu) byla nulová. Pak můžeme upravit předcházející rovnice do následného tvaru:

$$\alpha(s) \cdot G(s) + m(s) \cdot C(s) = 0$$

Úpravou dostaneme finální tvar zákona řízení s dopřednou vazbou:

$$m(s) = -\alpha(s) \frac{G(s)}{C(s)}$$

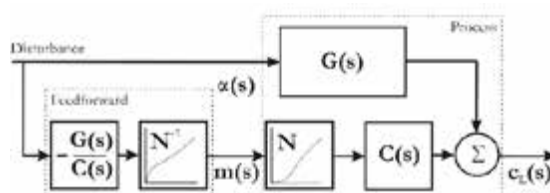
Tento vztah je zákonem řízení bez uvažování nelinearity. Pokud nelineární člen budeme uvažovat, tak jak je znázorněn na obr. 14, dostaneme následující rovnici pro výpočet dynamiky vyfukování:

$$N\{m(s)\} \cdot C(s) = c_L(s)$$

Úpravou pak dostaneme finální rovnici zákona řízení pro systém s nelineárním vyfukováním:

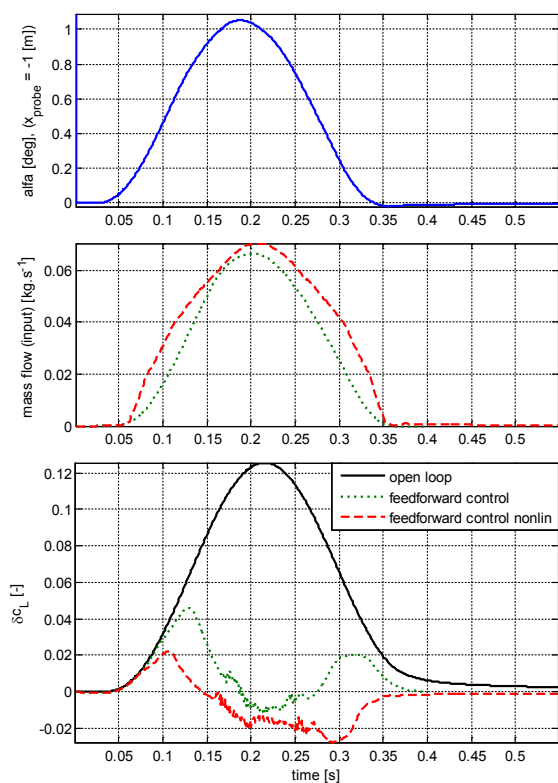
$$m(s) = N^{-1} \left\{ -\alpha(s) \frac{G(s)}{C(s)} \right\}$$

Blokové schéma odpovídající tomuto zákonu řízení je zobrazeno na následujícím obrázku.



Obr. 16 schéma řízení s dopřednou vazbou a nelineárním členem

Na následujícím obrázku je zobrazen graf popisující proces řízení. V horní části je zobrazen poryv, časová změna úhlu náběhu, měřena jeden meter před profilem. V prostředním grafu jsou zobrazeny hodnoty hmotnostních toků (řídících signálů) pro obě diskutované strategie řízení. Je zde vidět, že řízení má zpoždění za měřenou poruchovou veličinou, což je dáno dopravním zpožděním. Řízení s uvažováním nelinearity (červená šárkovaná čára) má při nižších hodnotách měřeného úhlu náběhu vyšší hodnotu hmotnostního toku než řízení bez uvažování nelinearity (zelená tečkovaná čára). To je dáno právě nelinearitou (obr. 13), kdy je potřeba pro menší změnu součinitele vztlaku poměrně větší hmotnostní tok. Na spodním grafu jsou vyneseny odchylky hodnot součinitele vztlaku od ustálené hodnoty. Jsou zde vyneseny tři součinitele vztlaku: jednak bez řízení (černá čára), dále řízení dopřednou vazbou bez nelinearity (zelená tečkovaná čára) a řízení s uvažováním nelinearity (červená čárkovaná čára).



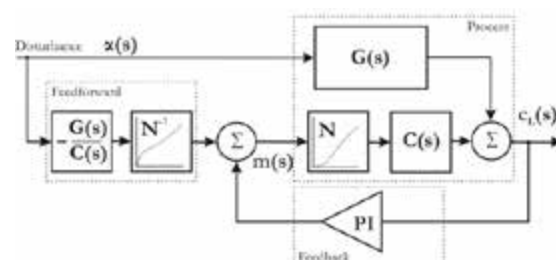
Obr. 17 průběh řízení pomocí dopředné vazby (poruchová veličina / řízení / výstup)

Řízení s nelinearitou oproti řízení bez nelinearity vykazuje menší odchylku v časových oblastech s nižší hodnotou poruchové veličiny. To odpovídá i vyšším hodnotám hmotnostního toku. U obou případů řízení dopřednou vazbou je patrné, že řízení vykazuje poměrně velkou chybu. V ideálním případě, pokud by identifikované modely vyfukování a poryvu byly přesné, byla by odchylka řízené veličiny nulová. To je hlavní nevýhodou řízení s dopřednou vazbou, řízení nereaguje na hodnotu regulované veličiny, ale pouze na hodnotu veličiny poruchové. Nepřesnost řízení je tedy způsobena

nepřesností modelu vyfukování (obr. 11). Tuto nepřesnost lze částečně potlačit přidáním zpětné vazby.

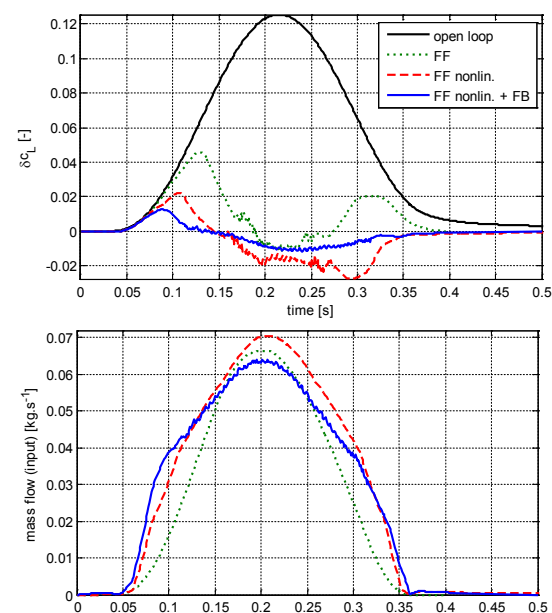
Zpětnovazební řízení

Zavedení zpětné vazby výstupní veličiny je klasikou úlohou řízení. Měření součinitele vztlaku je možné převést na měření vertikálního zrychlení, případně určit tlakového rozložení kolem profilu pomocí tlakových odběrů. Jak je zobrazeno na následujícím obrázku, je součinitel vztlaku přiveden na regulátor, jehož výstup je sečten s výstupem dopředné vazby. Návrh regulátoru byl proveden metodou rootlocus v prostředí Matlab. Výsledkem je PI regulátor. Ten v záporné zpětné vazbě poskytuje rychlou regulaci a díky integrační složce nulovou odchylku od požadované hodnoty.



Obr. 17 schéma řízení s dopřednou a zpětnou vazbou a nelineárním členem dynamického systému

Na obr. 18 je zobrazen graf porovnávající tři odlišné strategie řízení. Pro přehlednost jsou zde uvedeny předešlé řízení s dopřednou vazbou a je přidáno řízení doplněné o zpětnovazební PI regulátor. Hodnoty hmotnostních toků částečně narostly pro menší c_L , což má za následek lepší regulaci. Regulovaný součinitel vztlaku má při zpětnovazebním řízení zdaleka nejmenší překmity.



Obr. 18 průběh řízení s dopřednou a zpětnou vazbou a nelineárním členem dynamického systému

ZÁVĚR

V tomto článku je popsán návrh řízení mezní vrstvy s cílem minimalizovat vliv poryvu na součinitel vztlaku. Primárně navržená dopředná vazba byla doplněna o nelinearitu mezi řízením a výstupem a dále doplněna o jednoduchý PI regulátor.

Použití obtokového kanálu ve vstupu odstředivého kompresoru za účelem zlepšení jeho charakteristiky

Ing. Miroslav Růžička, První brněnská strojírna Velká Bíteš, a.s.

Odstředivé kompresory s vysokým stlačením mají často malý rozsah stabilní práce, což má negativní vliv na jeho provozní charakteristiky. Jedno ze současných opatření, směřujících k rozšíření jeho stabilní práce je použití obtokového kanálu IRC (Internal Recirculation Channel). V článku jsou ukázány různé tvary IRC a jejich hodnocení z pohledu proudění vzduchu a ztrát uvnitř těchto kanálů, včetně rozložení rychlostí na jejich výstupu. Hodnocení se opírá o výsledky experimentů prováděných na modelech IRC a o výpočty v CFD programech.

ÚVOD

Výzkum v rámci mezinárodních projektů

Díky vysokému stlačením v jednom stupni, odolnosti proti poškození a v neposlední řadě také relativní výrobní nenáročnosti je odstředivý kompresor ideální pro použití v turbodmychadlech pro přeplňování pístových motorů, v malých turbínových motorech nebo pomocných energetických jednotkách (PEJ) pro letecké aplikace. Právě vývoj a výroba posledních dvou zmíněných skupin má dlouholetou tradici v První brněnské strojírně Velká Bíteš a.s. (PBS). Zvyšování parametrů výrobků, stejně jako rozšiřování jejich provozního rozsahu s sebou nese neustálý vývoj jednotlivých komponent. Díky tomu se PBS účastní celé řady projektů a to i na mezinárodní úrovni. Jedním z takových projektů je i LEMCOTEC (Low Emissions Core-Engine Technologies). Jedná se o rozsáhlý projekt s účastí předních evropských výrobců turbínových leteckých motorů řešený v rámci 7. rámcového programu Evropské unie. PBS se v rámci tohoto projektu zapojuje do výzkumu a řešení problematiky rozšíření stabilní práce odstředivého kompresoru, přičemž strategickým partnerem, zejména v oblasti experimentálního výzkumu, jí je Výzkumný a zkušební letecký ústav a.s. (VZLÚ). Navazuje se tak a dále se rozšiřují závěry a zkušenosti získané v rámci předchozího projektu NEWAC.

Návrhové metody odstředivého kompresoru pro vysoké stlačení

Pro návrh odstředivých kompresorů je v PBS využívána celá řada programových modulů vyvinutých v rámci

dlouhodobého vývoje. Programové moduly jsou navrženy tak, aby na sebe vzájemně navazovaly. Často pak výstup z jednoho programu tvoří vstup do dalšího. Návrh začíná 1D termodynamickou analýzou oběžného kola na základě zadaných okrajových podmínek (požadované stlačení, účinnost a rozměrová omezení). Po zafixování hlavních geometrických rozměrů oběžného kola je realizován návrh meridiánů a profilů vlastního lopatkování. To se děje na základě určení rozložení úhlu lopatky a její tloušťky v daném místě. Výstupem jsou datové soubory jednotlivých křivek, jenž je možné načíst do konstrukčních CAD systémů ve kterých probíhá tvorba konečného modelu. Ten slouží jednak pro frekvenční a pevnostní analýzu a jednak je použit jako podklad pro zpracování výrobní dokumentace. Na základě zmíněné úvodní termodynamické analýzy probíhá návrh radiálního a v případě, že je kompresorový stupeň použit v turbínovém motoru a nebo PEJ, tak i axiálního difuzoru. Z databáze dostupných profilů a na základě předchozích zkušeností je vybrán nejvhodnější profil pro danou aplikaci a difuzor navržen tak, aby dodržel návrhovou průtočnou plochu a současně zajistil potřebnou difuzornost proudu. Výstupem je opět datový soubor se souřadnicemi profilu lopatky, z něž je po načtení do CAD systému vytvořen model celého difuzoru. Ten opět sloužící jako podklad pro přípravu výrobní dokumentace. V řadě případů, ještě před zahájením výroby, se provádí kontrola navrženého kompresorového stupně s využitím CFD simulačních metod pro vybrané otáčkové větve. Skutečné parametry stupně jsou pak ověřovány v rámci měření charakteristiky kompresorového stupně v konkrétním stroji na zkušební PBS. Postup návrhu kompresorového stupně je popsán například v [1].

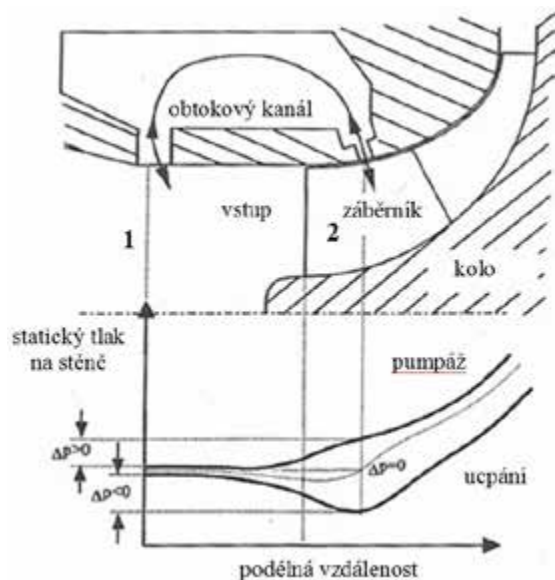
Rozšíření oblasti stabilní práce

Stlačení v jednom stupni u současných odstředivých kompresorů pro turbínové motory, vyráběných a používaných v PBS, dosahuje hodnot 5.5 s požadavkem na jeho další zvyšování. Aby bylo možné takovýchto hodnot stlačení vůbec dosáhnout, při zachování dostatečně široké oblasti stabilní práce, je nutné, kromě již běžně používaného zahnutí lopatek oběžného kola dozadu, sáhnout k dalším konstrukčním opatřením. Jednou z možností, jež je v současné době věnována značná pozornost, je použití obtokového IRC kanálu.

EXPERIMENTÁLNÍ VÝZKUM IRC OBTOKOVÉHO KANÁLU

Princip funkce obtokového kanálu

Systém IRC sestává z obtokového kanálu umístěného ve vstupní části oběžného kola kompresoru (Obr. 1). Tento kanál umožňuje přepouštění vzduchu mezi oblastmi nad záběrníkem oběžného kola a vstupem do kompresoru. O směru proudění uvnitř obtokového kanálu rozhodují aktuální tlakové poměry na jeho vstupní a výstupní štěrbině. Pokud se aktuální provozní bod kompresoru nachází poblíž hranice pumpáže, je tlak nad záběrníkem vyšší než tlak ve vstupu před kolem. Vzduch v obtokovém kanálu tak proudí v protisměru vůči hlavnímu proudu a je vyfukován před vstupem do oběžného kola. V oblasti blízké aerodynamickému ucpání, na vysokých otáčkách kompresoru, bývá tlak ve vstupu do kompresoru vyšší než tlak v oblasti nad záběrníkem a vzduch v obtokovém kanálu proudí ve stejném smyslu jako hlavní proud vstupující do oběžného kola (Obr. 1). Hlavní přínos obtokového kanálu je právě v provozní oblasti blízké pumpování, kdy vyfukovaný vzduch před kolem kompresoru má příznivý vliv na posun meze pumpáže směrem k nižším průtokům. Na druhou



Obr. 1 Uspořádání a princip funkce obtokového kanálu

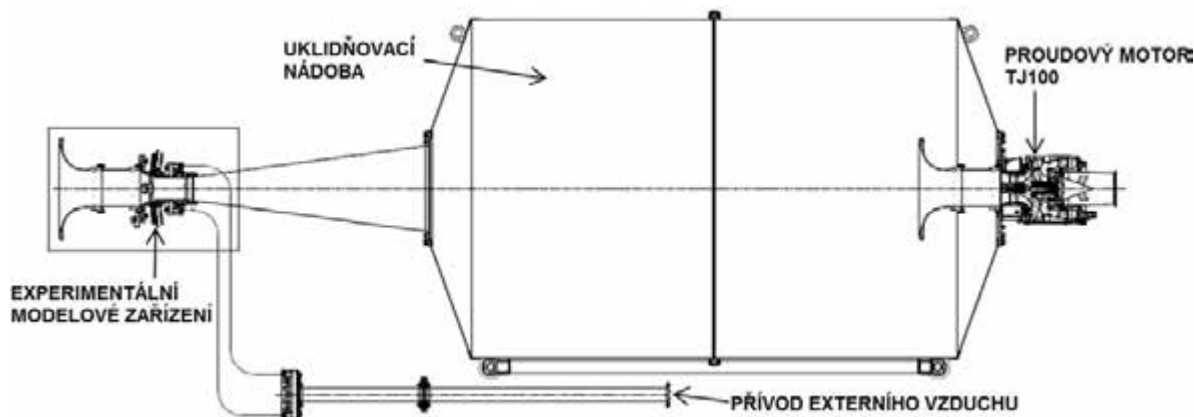
stranu má ale IRC také negativní vlivy a to zpravidla v podobě nižšího stlačení a poklesu účinnosti kompresoru v části jeho charakteristiky, ve srovnání se shodným kompresorovým stupeň, ale bez obtokového kanálu. Na účinnost samotného IRC má významný vliv jeho provedení. Proto je při návrhu nutné zvážit vzdálenost vstupní a výstupní štěrbin od náběžné hrany lopatek oběžného kola, stejně jako tvarování vlastního obtokového kanálu. Samotné konstrukční řešení IRC je tedy nutné podřídit zajištění co nejmenších ztrát ve vlastním obtokovém kanálu a dosažení požadovaných průtoků vzduchu. Z tohoto důvodu je prováděn rozsáhlý výzkum jak na teoretické, tak i experimentální úrovni. Právě experimentální ověřování je předmětem rozsáhlé spolupráce mezi PBS a VZLÚ realizované v rámci projektu LEMCOTEC.

Experimentální modelové zařízení

V letech 2010 a 2011 byl v PBS prováděn teoretický výzkum [2] a realizována měření s kompresory postupně vybavenými několika variantami obtokových kanálů instalovanými v malém turbínovém motoru. Zkoušky byly zaměřeny především na výzkum jak jednotlivé konfigurace obtokového kanálu ovlivňují charakteristiky a zálohu stability kompresorového stupně. Nicméně tato měření ukázala, že je nezbytné věnovat pozornost i samotnému obtokovému kanálu a detailně v něm proměřit charakter proudění, což není možné provádět přímo na kompresorovém stupni, navíc zastavěném v motoru. Proto bylo rozhodnuto uskutečnit toto měření na modelu obtokového kanálu. Aby bylo možné takovýto výzkum provést, bylo navrženo experimentální zařízení, jež umožňuje instalaci měřících senzorů (odběrů tlaků a teplot) a traverzování pomocí třítorové sondy. Takováto podrobná měření by na skutečném turbínovém motoru nebyla možná a to z důvodu omezených montážních rozměrů a negativního vlivu na provoz samotného motoru. Experimentální zařízení bylo navrženo tak, aby obtokový kanál bylo možné bez úprav, po provedených měřeních, instalovat přímo jako součást vstupní soustavy motoru a provádět následné zkoušky již na reálném stroji. Měřicí soustava (Obr. 2) sestává ze vstupní soustavy z turbortulového motoru TP100. Na ni navazuje model obtokového kanálu, do kterého se přivádí externí vzduch. Vzduch vystupující z modelu vstupuje do uklidňovací nádoby, na jejímž konci je instalován proudový motor TJ100, který zajišťuje prosávání hlavního proudu modelem obtokového kanálu. Experimentální zařízení bylo navrženo ve VZLÚ podle zadání zpracovaného v PBS.

Konfigurace experimentálního zařízení

Model obtokového kanálu byl navržen ve dvou konfiguracích a to s kolmou výstupní štěrbinou a výstupní štěrbinou skloněnou v úhlu 40° od osy hlavního proudu.



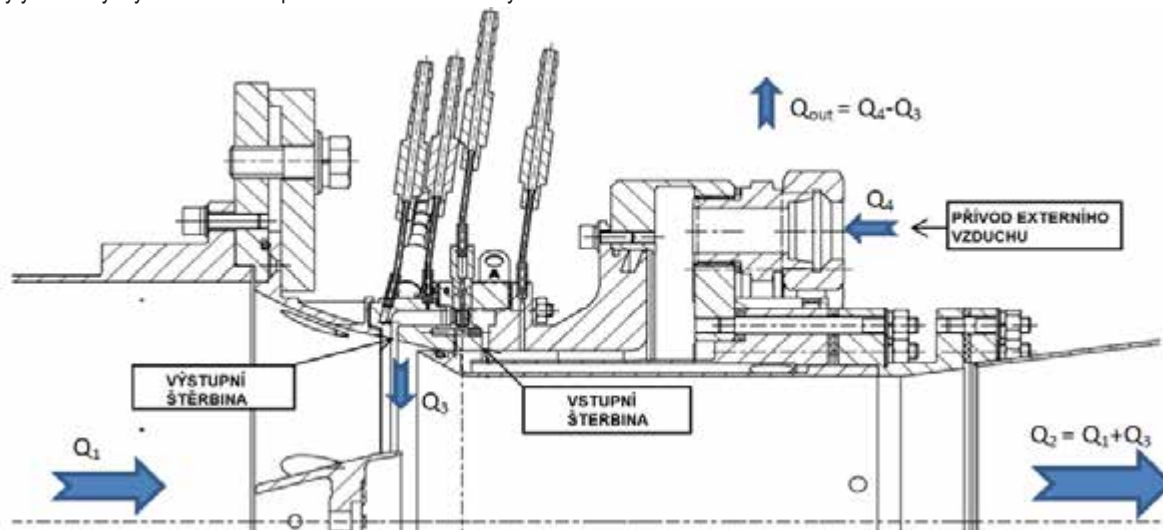
Obr. 2 Uspořádání experimentálního zařízení pro zkoušky modelu obtokového kanálu [3]

Další varianty je možné získat různými kombinacemi šířek vstupní štěrbinu a to buď s ostrými, nebo sraženými vstupními hranami. Použitím distančních podložek bylo možné měnit šířku vstupní štěrbinu, zatímco šířka výstupní štěrbinu zůstávala konstantních 3.2 mm po celou dobu měření, neboť pro měření na modelu se požadoval maximální průtok vzduchu obtokovým kanálem. Poloha výstupní štěrbinu vůči náběžným hranám lopatek oběžného kola kompresoru byla zvolena na základě rozboru výsledků měření kompresoru s IRC v letech 2010 a 2011 a je fixní pro všechny měřené konfigurace, zatímco poloha vstupní štěrbinu se může vůči náběžným hranám lopatek oběžného kola mírně lišit v závislosti na nastavené šířce štěrbinu. Detail provedení obtokového kanálu experimentálního modelu pro kolmou výstupní štěrbinu je uveden na (Obr. 3). Z obrázku je patrné i umístění tlakových a teplotních sond. Data naměřená s jejich pomocí posloužila pro následné vyhodnocení tlakových ztrát a Machových čísel proudů v obtokovém kanále. Hmotnostní průtok vzduchu v IRC ($Q_{IRC} = Q_3$) byl stanoven jako rozdíl hmotnostního průtoku vystupujícího z modelu (Q_2) a hmotnostního průtoku vstupujícího do modelu (Q_1). Hmotnostní průtoky Q_2 a Q_1 byly měřeny dýzami. Jelikož proměření všech možných

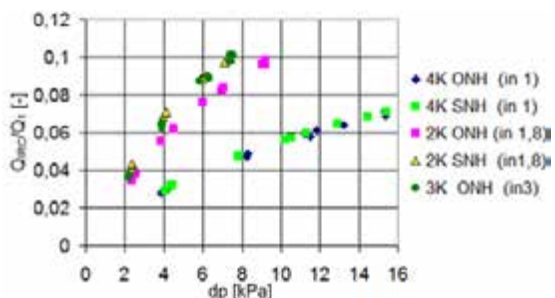
konfigurací obtokového kanálu by bylo časově velmi náročné, byly, na základě předchozích CFD simulací, vybrány jen takové konfigurace, u nichž se přepočítávalo dosažení nejlepších výsledků. Z celé rozsáhlé matice možných konfigurací bylo nakonec rozhodnuto experimentálně ověřit tři šířky vstupní štěrbinu (1, 1.8 a 3 mm) a to jak pro kolmou, tak i šikmou výstupní štěrbinu.

Měření na experimentálním zařízení

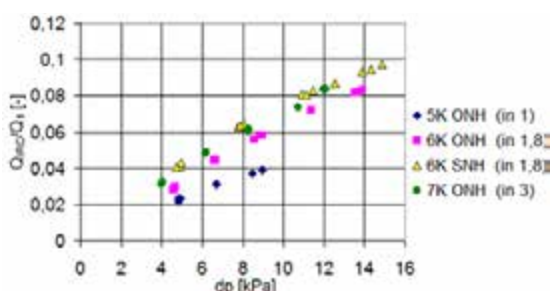
Rozsáhlá měření provedená ve VZLÚ s pomocí experimentálního zařízení byla zaměřena především na stanovení hmotnostního průtoku a ztrát v obtokovém kanále. Změnou přiváděného vzduchu do modelu z externího zdroje byly nastaveny různé tlakové spády v IRC definované jako rozdíl tlaků před vstupní a výstupní štěrbinou. Tyto nastavené tlakové spády modelují režim práce kompresoru, kdy, při jednotlivých otáčkách a různých hmotnostních průtocích kompresorem, se mění statické tlaky po vnějším meridiánu v místě vstupní štěrbinu obtokového kanálu a statické tlaky před kompresorem, kde obtokový kanál ústí. Výsledky měření (Obr. 4 a Obr. 5) velmi dobře ukázaly, že nejužší vstupní štěrbinu 1mm vykazuje i při velkých tlakových spádech, u kolmého i šikmého výstupu, relativně malý hmotnostní



Obr. 3 Detailní pohled na model obtokového kanálu s vyznačením jednotlivých průtoků a umístěním odběrů tlaků [3]



Obr. 4 Měřený poměrný hmotnostní průtok obtokovým kanálem se šikmým výstupem v závislosti na tlakovém spádu [3] (Legenda: 2K, 3K, 4K – označení konfigurace, ONH – ostrá náběžná hrana vstupní štěrbin, SNH – sražená náběžná hrana vstupní štěrbin, in – šířka vstupní štěrbin)



Obr. 5 Měřený poměrný hmotnostní průtok obtokovým kanálem s kolmým výstupem v závislosti na tlakovém spádu [3] (Legenda viz Obr. 4)

průtok obtokovým kanálem. Naopak u vstupních štěrbin 1.8 mm a 3 mm se hmotnostní průtok obtokovým kanálem podstatně zvětšil. Navíc se při měření ukázalo jaký příznivý vliv má sražení vstupní hrany na růst průtoku v obtokovém kanále [3].

Ztráty v IRC se vyhodnocovaly poklesem celkového tlaku při průtoku v kanále prostřednictvím součinitele zachování celkového tlaku σ_{IRC} :

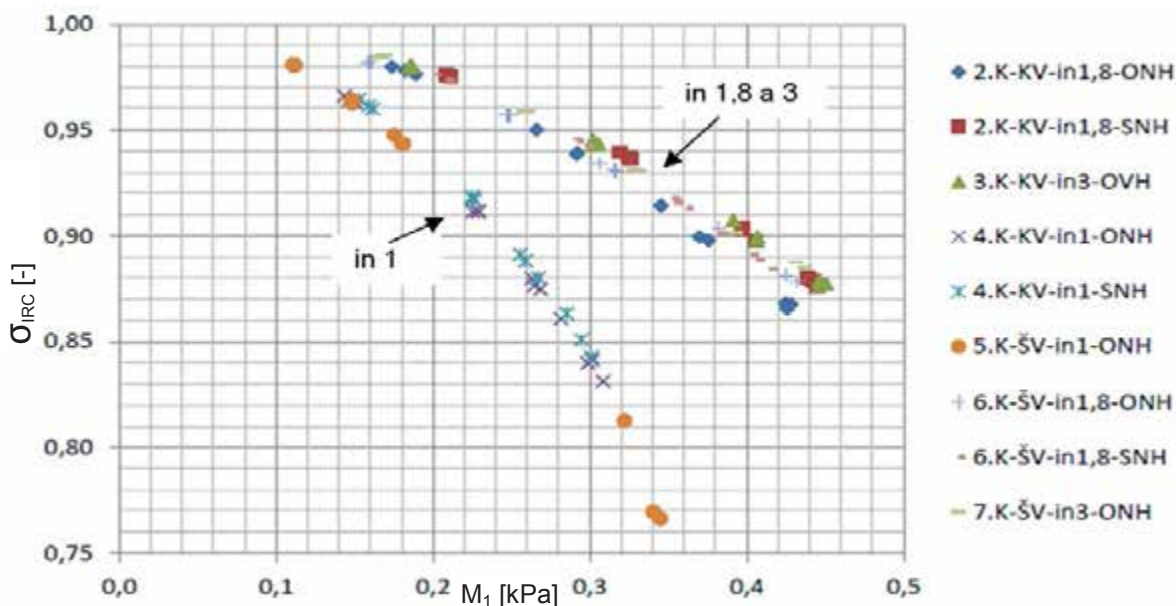
$$\sigma_{IRC} = \frac{p_{2c}}{p_{1c}}$$

kde: p_{1c} (Pa) – celkový tlak před vstupem do obtokového kanálu

p_{2c} (Pa) – celkový tlak na výstupu z obtokového kanálu

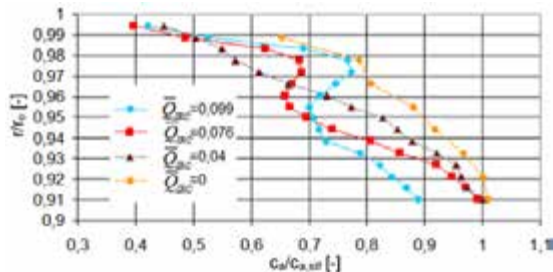
Ztráty byly vynášeny v závislosti na Machově čísle M_1 určeném z parametrů proudu před vstupem do obtokového kanálu. Podobně jako při měření hmotnostního průtoku v obtokovém kanálu, i zde se ukázal velký vliv šířky vstupní štěrbin. Její minimální šířka 1 mm zapříčinila velké ztráty ve vstupní štěrbině, což se projevilo velkým poklesem σ_{IRC} (Obr. 6).

Měření na modelu byla ještě rozšířena o určování parametrů proudu (rychlost, úhel proudu, celkový a statický tlak) v oblasti míšení hlavního proudu s proudem vzduchu vystupujícím z obtokového kanálu [3]. Měření prováděné 3 otvorovou sondou průměru 2,5 mm ve vzdálenosti 4 mm za výstupní štěrbinou ukázala rozložení příslušných parametrů proudu, které následně vstupují do kola kompresoru. Právě tato proměnná osová a obvodová složka absolutní rychlosti proudu před záběrníkem významně ovlivní nejen úhel náběhu na jeho lopatky, ale i velikost přenesené práce v kole na příslušném poloměru (Obr. 7 a Obr. 8). Výsledky měření na modelu se tak staly významným příspěvkem při rozhodování, jaký tvar obtokového kanálu použít na kole kompresoru v turbínovém motoru, aby nastalo rozšíření jeho stabilní práce a přitom došlo k minimálnímu poklesu stlačení a účinnosti při vysokých otáčkách. Jak již bylo zmíněno, tak v rámci dalšího výzkumu se plánuje instalovat vstupní část z experimentálního zařízení na motor osazený oběžným kolem kompresoru IBW6AE a

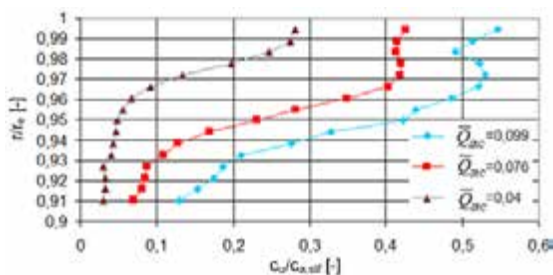


Obr. 6 Měřené ztráty v obtokovém kanále pro jeho jednotlivé konfigurace v závislosti na vstupním Machově čísle M_1 [3] (Legenda: KV – kolmý výstup, ŠV – šikmý výstup, další symboly – viz legenda u Obr. 4)

realizovat přímé měření charakteristik kompresoru. Měření je nyní v přípravné fázi. Byla proměřena charakteristika kompresoru bez obtokového kanálu a v současnosti probíhají montážní práce na instalaci vstupní části kompresoru vybavené obtokovým kanálem na motor.



Obr. 7 Průběh poměrné osové složky rychlosti v oblasti vstupní soustavy kompresoru za výstupem obtokového kanálu pro šířku vstupní štěrbinu 1.8 mm [3] (Legenda: r [mm] – poloměr v místě měření, r_e [mm] – vnější poloměr vstupní soustavy; C_a – osová složka rychlosti rychlost v místě měření, $C_{a,stit}$ [m.s⁻¹] – střední osová složka rychlosti v místě měření bez IRC; $\bar{Q}_{IRC} = Q_{IRC}/Q_1$ [-] – poměrný hmotnostní průtok v IRC, Q_1 [kg.s⁻¹] – hmotnostní průtok hlavním proudem vstupujícím do IRC



Obr. 8 Průběh poměrné obvodové složky rychlosti v oblasti vstupní soustavy kompresoru za výstupem obtokového kanálu pro šířku vstupní štěrbinu 1.8 mm [3] (Legenda: C_u – obvodová složka rychlosti rychlost v místě měření, ostatní viz Obr. 7).

CFD SIMULACE PROUDĚNÍ V OBTOKOVÉM KANÁLE

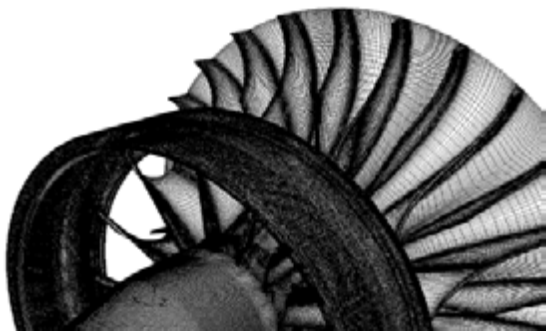
Příprava výpočetního modelu

V rámci další části výzkumu problematiky obtokových kanálů a jejich integrace na turbínový motor, jsou realizovány výpočetní simulace s využitím CFD metod. Účelem těchto výpočtů je nasimulovat přímou interakci obtokového kanálu a oběžného kola kompresoru. Výpočetní model zahrnuje reálnou geometrii oběžného kola kompresoru IBW6AE doplněnou o obtokový kanál. Tento kanál byl navržen tak, aby bylo možné jeho poměrně jednoduchou úpravou měnit hlavní geometrické rozměry v následujících rozsazích:

- šířka vstupní štěrbinu v rozsahu 0 až 3 mm s krokem 0.5 mm
- poloha vůči náběžné hraně lopatky oběžného kola v rozsahu 6 – 8.5 mm (v závislosti na použité šířce štěrbinu)

- ostré nebo zkosené hrany vstupní štěrbinu
- šířka výstupní štěrbinu v rozsahu 0 až 19 mm s krokem 1 mm (v praxi se běžně používá šířka štěrbinu 3 až 4 mm).
- poloha vůči náběžné hraně lopatky oběžného kola v rozsahu 6 až 23 mm (v závislosti na použité šířce štěrbinu)
- u výstupní štěrbinu jsou uvažovány pouze ostré hrany

Jednotlivé rozměry byly voleny tak, aby bylo možné nasimulovat konfigurace obtokového kanálu, které byly měřeny na modelovém zařízení, případně budou zkoušeny na kompresorovém stupni zastaveném v turbínovém motoru. Pro přípravu geometrie modelu byl použit CAD systém ProEngineer, přičemž se vycházelo z geometrie reálných dílců oběžného kola kompresoru turbínového motoru, zatímco obtokový kanál byl modelován na základě výkresové dokumentace experimentálního zařízení, použitého pro zkoušky ve VZLÚ. Pro snížení výpočetní náročnosti úlohy bylo upuštěno od simulace kompletního kompresorového stupně (tedy včetně radiálního a axiálního difuzoru) a bylo použito pouze oběžné kolo se vstupní částí vybavenou IRC obtokovým kanálem. Je ale potřeba počítat s tím, že toto zjednodušení výpočtu se projeví vyšším stlačením a vyšší účinností. Vzhledem k tomu, že v rámci simulací je zkoumáno proudění především v IRC kanále, je takovéto pojetí výpočetního modelu dostatečné. Nicméně koncepce modelu umožňuje v případě potřeby připojit i difuzory a počítat tak s kompletním kompresorovým stupněm. Toho může být využito při výpočtech charakteristik pro porovnání vlivu IRC na její průběh. V dalším kroku byla předem připravená geometrie ve formátu stp načtena do programu GAMBIT, ve kterém byla zpracovávána výpočetní síť. Jelikož se jedná o osově symetrickou geometrii, byl výpočetní model řešen jako periodický, reprezentující segment obsahující jednu lopatku a mezilopatku oběžného kola. Vzhledem k povaze řešené úlohy byla vytvořena strukturovaná síť (Obr. 9), která umožňuje lépe řídit velikost a zhuštění elementů v jednotlivých oblastech výpočetní geometrie (blízko stěn je nutné zajistit hustší síť s menší velikostí elementů než ve volném prostoru). Díky tomu dochází také k úspoře použitých elementů, což má pozitivní vliv na zkrácení výpočetního času. Přesto takto vytvořená síť v celkové konfiguraci dosahuje čísla 1 400 000 elementů (v závislosti na použitých šířkách kanálů se může počet elementů u jednotlivých konfiguracích lišit). Jako výchozí konfigurace pro výpočtové simulace byla zvolena taková, která byla poměrně detailně zkoumána při měření ve VZLÚ – šířka vstupní štěrbinu 2 mm, vzdálená 6 mm od náběžné hrany lopatky oběžného kola, šířka výstupní



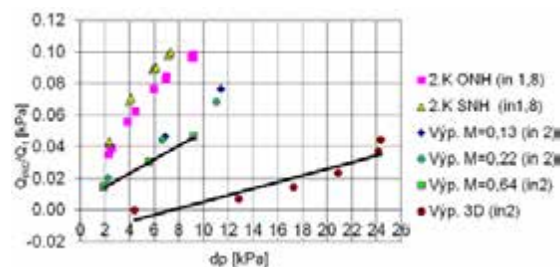
Obr. 9 Výpočetní geometrie oběžného kola kompresoru včetně obtokového kanálu

štěrbiny 3 mm, vzdálená 19 mm od náběžné hrany lopatky oběžného kola. Samotné výpočty jsou realizovány v programovém prostředí Ansys Fluent, kam je síť exportována ve formátu msh. Výpočet je zadán pomocí ztrátového součinitele aplikovaného jako okrajová podmínka na výstupní rovinu z oběžného kola. To umožňuje spočítat pro konstantní otáčky celou větev z charakteristiky kompresoru a to od aerodynamického ucpání, kde je nízká hodnota ztrátového součinitele, jehož postupným zvyšováním se dostáváme až k hranici pumpáže, kde se výpočet stává nestabilním a není tedy možné dosáhnout ustálených hodnot. Pro vstup do oběžného kola jsou uvažovány standardní ISA podmínky (tlak 101 325 Pa, teplota 15°C). Vzhledem k velkým změnám hustoty média, ke kterým při stlačování v kompresoru dochází, je zvolen „density based“ výpočetní model s uvážením modelu ideálního plynu. Z důvodu možnosti přímého porovnání s výsledky naměřenými na experimentálním modelu, byla pro výpočet použita i porovnatelná hodnota otáček kompresoru – 58 000 min⁻¹. V průběhu jednotlivých iterací je průběh výpočtu a zejména dosažení ustálených hodnot sledovaných veličin (zpravidla dosažení výstupního tlaku, výstupní teploty a průtoků oběžným kolem a IRC kanálem) průběžně monitorováno. Výpočet je ukončen v případě, pokud se monitorované parametry mění pouze ve zvolené minimální toleranci.

Zhodnocení výpočtových simulací

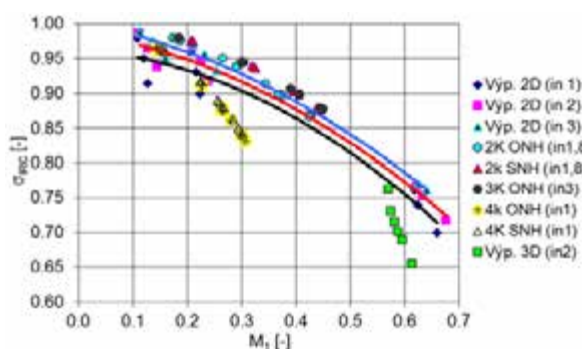
Pro první přiblížení byly výpočty vyhodnoceny s ohledem na určení poměrného průtoku a ztrát v IRC a porovnávány s CFD výpočty prováděnými dříve na zjednodušených modelech [4, 5], respektive s výsledky měření na modelovém zařízení. Ze závislosti poměrného průtoku v IRC na tlakovém spádu v obtokovém kanále (Obr. 10) je zřejmé, že při výpočtu s uvážením 3D geometrie oběžného kola je dosahováno vyšších tlakových spádů potřebných pro dosažení poměrně malého poměrného průtoku v IRC ve srovnání měření a výpočty na zjednodušeném modelu. Na modelu bylo možné hodnotu tlakového spádu ovlivňovat a určovat jako jednu z okrajových podmínek ať již výpočtu nebo měření. Naproti tomu současný použitý výpočetní model

s 3D geometrií kola umožňuje přímou interakci oběžného kola s obtokovým kanálem a snaží se tak více přiblížit reálným podmínkám, kde je průtok obtokovým kanálem řízen aktuálními tlakovými spády a lokálními ztrátami v konkrétním pracovním bodě kompresoru. Takováto formulace výpočetní úlohy má ale také své negativní stránky v podobě většího rozptylu výsledných hodnot. Při proložení vypočtených bodů lineární funkcí je ale zřejmý podobný trend, jenž byl dosahován při předchozích výpočtech, či měřeních na modelu.



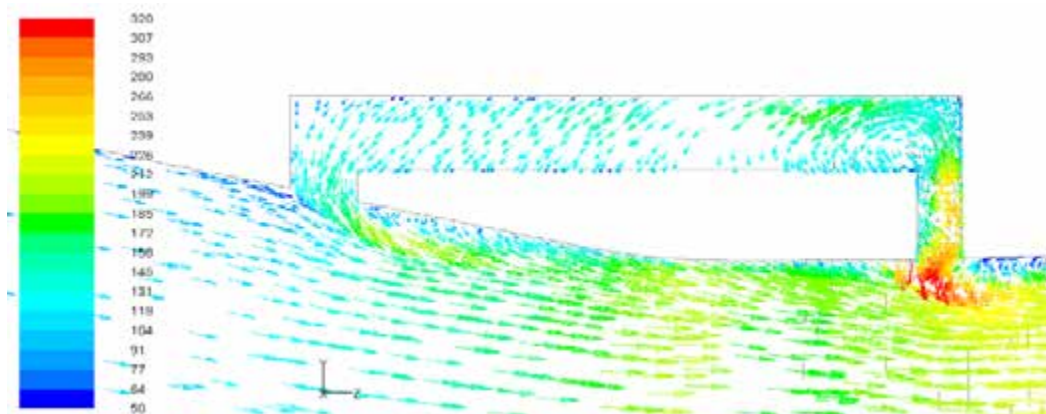
Obr. 10 Porovnání naměřených a vypočtených hodnot poměrného průtoku obtokovým kanálem v závislosti na tlakovém spádu a Machově čísle pro štěrbinu šířky 2 mm (Legenda viz. Obr. 4)

V dalším hodnocení byla pozornost věnována závislosti součinitele zachování celkového tlaku σ_{IRC} v obtokovém kanále na Machově čísle v oblasti vstupní štěrbiny (Obr. 11). I zde je zřejmé, že velikost ztrát vyhodnocená ze 3D simulace odpovídá Machovým číslům v oblasti vstupní štěrbiny a trendům daným dříve realizovanými výpočty a měřeními. Je zřejmé, že s nárůstem Machova čísla před vstupní štěrbinou (M_1) dochází k poklesu součinitele zachování celkového tlaku, který naznačuje zvýšené ztráty v obtokovém kanále. To potvrzuje obecně známý fakt, že s růstem Machova čísla rostou i ztráty v kanále.



Obr. 11: Porovnání naměřených a vypočtených hodnot součinitele zachování celkového tlaku pro různé šířky vstupních štěrbiny (Legenda: Výp. 2D – výpočty prováděné na zjednodušeném modelu, Výp. 3D – výpočty prováděné na reálné geometrii, ostatní viz. Obr. 4)

Formulace výpočetní úlohy, kdy se postupným snižováním průtoku oběžným kolem dostáváme z aerodynamického ucpání směrem k pumpovní hranici, umožnila potvrdit předpoklad uvedený na (Obr. 1).



Obr. 12 Rozložení vektorů rychlostí v řezu obtokovým kanálem

V oblasti poblíž aerodynamickém ucpání byl směr proudu v obtokovém kanále totožný s hlavním proudem. Se snižováním průtoku v hlavním proudem v dalších výpočtových bodech klesá i průtok v obtokovém kanálu a to až k nulovým hodnotám. Následně při dalším snížení průtoku kompresorem dojde i k překlopení směru proudu v obtokovém kanále (Obr. 12). Postupujeme-li dále směrem k pumpovní hranici kompresoru roste průtok v IRC.

V rámci návazných výpočetních simulací bude pozornost věnována dalšímu zpřesňování výpočtů pro různé konfigurace obtokového kanálu a různé otáčky kompresoru.

ZÁVĚR

Zvyšování stlačení odstředivých kompresorů má negativní vliv na zúžení rozsahu jejich stabilní práce. Obtokové kanály IRC umístěné ve vstupu do kompresoru představují jeden ze způsobů jak tuto oblast rozšířit a oddálit tak nestabilní práci kompresoru. Proto je výzkumu v této problematice věnována značná pozornost jak na úrovni experimentální, tak i v oblasti výpočtových CFD simulací a to i v rámci mezinárodních projektů.

Měřením, ale i výpočty prováděnými na modelu IRC bylo jednoznačně prokázáno, že nejužší vstupní štěrbinou šířky 1 mm způsobuje při průtoku obtokovým kanálem nejvyšší ztráty a relativně malý hmotnostní průtok. Rozšíření vstupní štěrbinou na šířku 1.8 mm a 3 mm znamená výrazný pokles ztrát a současně i nárůst hmotnostního průtoku v IRC ve srovnání se vstupní štěrbinou šířky 1 mm. Měření rychlostí a úhlů pomocí třítorové sondy umístěné 4 mm za výstupní štěrbinou z obtokového kanálu ukázala, že proudem vystupujícím z obtokového kanálu je ovlivněno pouze vnějších přibližně 90% poloměru kruhového kanálu. Poté je již cirkulující proud vyrovnán s hlavním proudem vstupujícím do oběžného kola. Data naměřená na modelovém zařízení byla použita pro validaci CFD výpočtů zahrnujících 3D geometrii oběžného kola a obtokového kanálu a

simulující jejich přímou interakci. Při provedených simulacích bylo dosahováno většího tlakového spádu v obtokovém kanále oproti dříve prováděným CFD simulacím a měřením na modelu obtokového kanálu. To je dáno reálnou geometrií výpočetní oblasti, kde jsou tlakové spády jako výsledné hodnoty a nejsou tedy zadávány jako okrajové podmínky výpočtu. V tomto směru 3D CFD výpočet znamená zpřesnění dosahovaných tlakových spádů, průtoků a ztrát v obtokovém kanále. Výsledná data jsou zatížena určitým rozptylem, ale kopírují trend daný předchozími výpočty na zjednodušeném modelu a naměřený na zkušebním zařízení. Trend je pouze posunutý k jiným tlakovým spádům. V rámci dalšího výzkumu budou závislosti průtoků, ztrát a tlakových spádů ověřována pro další otáčky kompresoru a šířky vstupní štěrbinou. Cílem je kalibrovat výpočetní postupy tak, aby mohly být v budoucnu použity v rámci návrhu IRC obtokového kanálu pro podobně stupně odstředivých kompresorů bez nutnosti předchozího experimentálního ověřování.

Literatura:

- [1] Růžička M., Hloušek J.: Optimalizovaný návrh kompresoru turbochladiče jednotky klimatizace ESYKA; Zpráva č. 539-VZ89-14, První brněnská strojírna Velká Bíteš, a.s., Velká Bíteš, 2014
- [2] Babák M.: Kompresor IBW6 – antipumpážní opatření; Zpráva č. VDT – 344/2011, První brněnská strojírna Velká Bíteš, a.s., Velká Bíteš, 2011
- [3] Dobřichovský J., Kmoch P., Slanec J.: Měření na zkušebním zařízení IRC; Zpráva č. R-6236, Rev. 1, Výzkumný a zkušební letecký ústav, a.s., Praha, 2015
- [4] Poledno M.: Rozšíření oblasti stabilní práce odstředivých kompresorů; Disertační práce, Univerzita obrany, Brno, 2013
- [5] IRC Principles Definition, Deliverable D2.2.3; Zpráva č. LEMCOTEC-VZLU-DEL-D2.2.3-R1-0, VZLÚ, Praha, 2013

Návrh výstupního kanálu dmychadla pro sportovní letoun

Jan Klesa, Robert Theiner, ČVÚT

Při návrhu dmychadla poháněného pístovým motorem je nutné zajistit dostatečné chlazení pohonné jednotky. Tento článek analyzuje čtyři uspořádání výstupního kanálu letounu UL-39 za účelem nalezení optimální konfigurace. Jedná se o varianty s chladičem v bypassu (obtoku), chladič s přímým výstupem do vně letounu (konfigurace podobná olejovému chladiči na větších dvouproudových motorech), varianta s nasáváním chladícího vzduchu z vnějšího proudu pomocí ejektorového efektu a varianta s chladičem mimo proudovou cestu. Pro všechny varianty je vypočítána závislost tahu a propulzní účinnosti na rychlosti. Hlavní kritérium pro výběr finální varianty bylo dosažená rychlost v horizontálním letu. Z výpočtu vyplývá, že všechny varianty jsou si výkonnostně téměř rovnocenné. Pro realizaci na prototypu nové verze letounu byla vybrána konfigurace s chladičem v bypassu (obtoku) z důvodu zkušeností s touto koncepcí.

ÚVOD

Jedna z možných nových koncepcí ultralehkého letounu je použití pohonu s ventilátorovým propulzorem, sestávající z nízkotlakého axiálního ventilátoru uloženého ve vnitřním proudovodu poháněného pístovým spalovacím motorem. Od něj lze očekávat za jistých okolností vyšší letové výkony, vyšší bezpečnost a jistou, nezanedbatelnou exkluzivitu, často zvanou „jet-feeling“ (pocit proudového letu). Dostupnost kompozitních materiálů a technologií jejich zpracování se špičkovými pevnostně – hmotnostními parametry dává šanci realizovat v hmotnostních limitech UL kategorie trup i s nezbytným proudovodem pro uložení dmychadla.

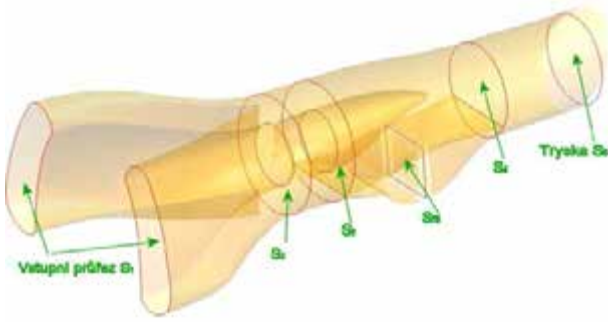
Na Ústavu letadlové techniky Fakulty strojní ČVUT v Praze je vyvíjen ultralehký letoun s dmychadlovým pohonem UL-39. Dále jsou analyzovány čtyři možná uspořádání výstupního kanálu tohoto letounu za účelem nalezení optimální konfigurace. Jedná se o varianty s chladičem v bypassu (obtoku), chladič s přímým výstupem do vně letounu (konfigurace podobná olejovému chladiči na větších dvouproudových motorech), varianta s nasáváním chladícího vzduchu zvenku pomocí ejektorového efektu a varianta s chladičem mimo proudovou cestu. Pro všechny varianty je vypočítána závislost tahu a propulzní účinnosti na rychlosti. Cílem je vybrat optimální variantu konfigurace výstupního kanálu, která bude použita při stavbě nové verze letounu UL-39. Hlavní kritérium pro výběr finální varianty je dosažená rychlost v horizontálním letu.



Obr. 1 Vizualizace letounu UL-39

POPIS POHONU

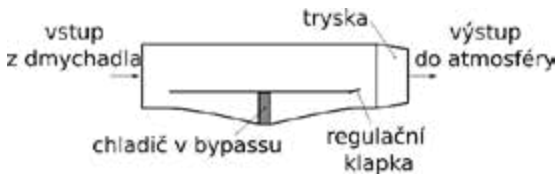
Nový pohonný systém je tvořen přeplňovaným pístovým motorem. Motor pohání dmychadlo přes hřídel z uhlíkového kompozitu. Nový motor Rotax je výkonnější než původní použitý v předchozí verzi propulzoru. Z tohoto důvodu bylo nutné modifikovat celý pohonný systém. Výsledkem má být pohon s vyšším využitelným tahem, vyšší účinností, snížení hlučnosti a snížení odporu celého letounu. Proto byl zvětšen průměr dmychadla a to s sebou nese i nutnost přestavby výstupního kanálu. Pro dosažení co nejlepších výkonů bylo rozhodnuto o porovnání různých variant uspořádání.



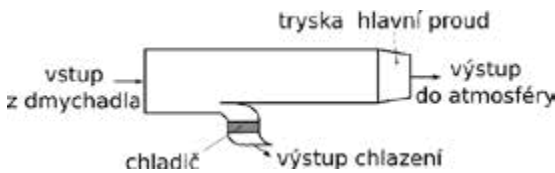
Obr. 2 Vizualizace proudového letounu UL-39 v uspořádání bypass

ANALYZOVANÉ VARIANTY USPOŘÁDÁNÍ VÝSTUPNÍHO KANÁLU

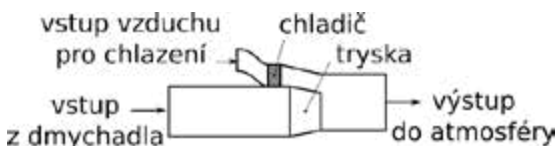
Jednotlivé varianty konfigurace výstupního kanálu dmyhadla jsou znázorněny na obr. 3 až 6.



Obr. 3 Schéma výstupního kanálu varianty bypass



Obr. 4 Schéma výstupního kanálu varianty vyfukování chladícího vzduchu mimo hlavní proud



Obr. 5 Schéma výstupního kanálu varianty ejektor



Obr. 6 Schéma výstupního kanálu varianty s externím chladičem

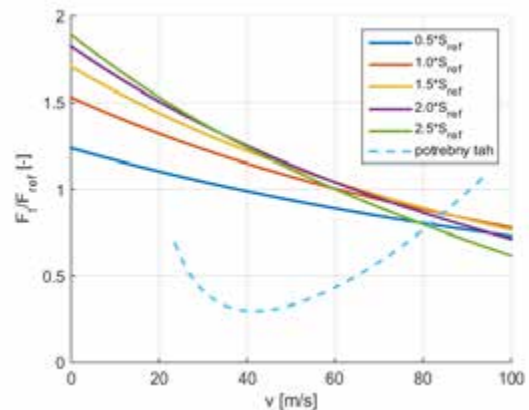
METODA VÝPOČTU

Výpočet tahu a propulzní účinnosti jednotlivých konfigurací výstupního kanálu je založen na energetické metodě ([1-3]). Podrobný popis výpočtu je uveden v [1].

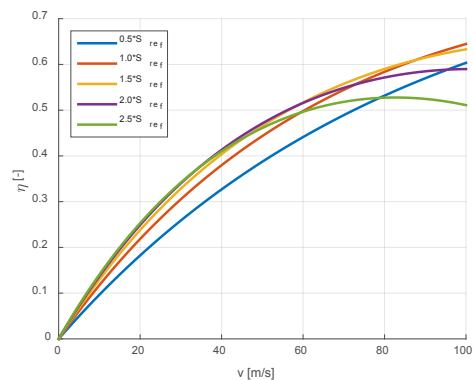
Výpočet energetické bilance pohonu je iterativní a zahrnuje ztráty a účinnosti jednotlivých komponent. Je založena na teoretických zkladech Prof. Jerie ([2]).

VÝSLEDKY

Pro všechny analyzované varianty uspořádání byla vypočtena závislost tahu na rychlosti letu pro různé plochy výstupní trysky. Z porovnání s křivkou potřebného tahu byla určena maximální rychlost v horizontálním letu. Pro všechny varianty uspořádání výstupního kanálu mají výsledky obdobný charakter, proto je prezentována závislost tahu na rychlosti letu pouze pro variantu bypass (viz obr. 7). Tah a průřez výstupní trysky jsou uvedeny jako bezrozměrné vztahem k referenční hodnotě tahu a referenční ploše trysky. Z tahu, rychlosti letu a výkonu motoru byla určena účinnost dmyhadlového pohonu. Závislost má pro všechny varianty opět obdobný charakter, proto je prezentována pouze pro variantu bypass (viz obr. 8).



Obr. 7 Vypočtená závislost tahu na rychlosti letu pro různé průřezy výstupní trysky ve variantě bypass



Obr. 8 Vypočtená účinnosti dmyhadlového pohonu na rychlosti letu pro různé průřezy výstupní trysky ve variantě bypass

VOLBA USPOŘÁDÁNÍ VÝSTUPNÍHO KANÁLU

Kritériem pro volbu finální varianty uspořádání výstupního kanálu je dosažitelná maximální rychlost v horizontálním letu. Vypočtené maximální rychlosti v horizontálním letu jsou uvedeny v tab. 1.

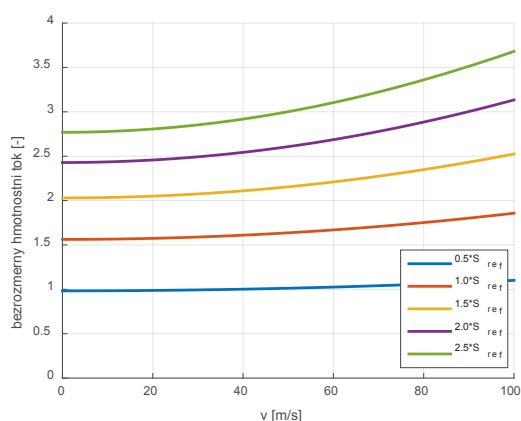
varianta	V_{max} [m/s]	V_{max} [km/h]
bypass	84,57	304,5
vyfukování mimo hl. proud	82,91	298,5
ejektor	84,44	304
externí chladič	83,90	302

Tab. 1 Porovnání maximální rychlosti v horizontálním letu pro jednotlivé varianty uspořádání výstupního kanálu

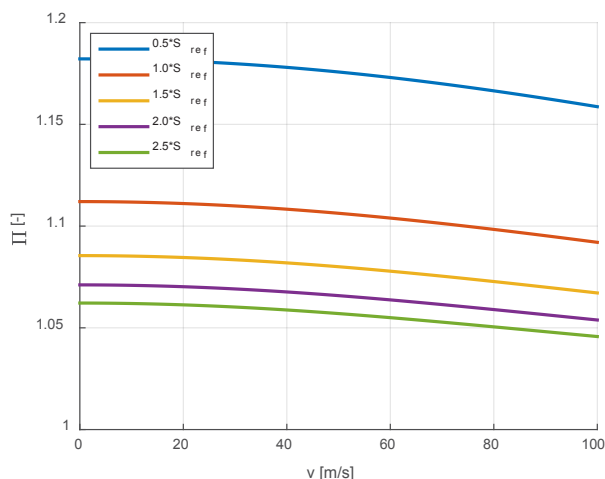
Všechny varianty dávají srovnatelné hodnoty maximální rychlosti. Vzhledem k nejvyšší dosažitelné rychlosti v horizontálním letu a také vzhledem k předchozím zkušenostem byla zvolena varianta bypass.

VLIV NA NÁVRH DMYCHADLA

Při výpočtu celkové energetické bilance propulzní soustavy by vypočtena i hmotnostní tok vzduchu pro různé průřezy trysky (obr. 9) a potřebné stlačení na dmychadle v závislosti na rychlosti letu (obr. 10). Výsledky jsou uvedeny pro variantu bypass. Hmotnostní tok je uvedený jako bezrozměrná veličina vzhledem k referenční hodnotě hmotnostního toku. Tyto informace budou použity při návrhu dmychadla.



Obr. 9 Vypočtená závislost hmotnostního toku dmychadlem na rychlosti letu pro různé průřezy výstupní trysky ve variantě bypass



Obr. 10 Vypočtená závislost stlačení na dmychadle na rychlosti letu pro různé průřezy výstupní trysky ve variantě bypass

ZÁVĚR

Byl zkoumán vliv uspořádání výstupního kanálu a chlazení u dmychadlového pohonu na letové výkony letounu. Za pomoci celkové energetické bilance pohonné soustavy se zahrnutí vlivu ztrát a účinností jednotlivých komponent byly analyzovány čtyři varianty uspořádání výstupního kanálu. Ve všech variantách dosahuje podle výpočtů letoun UL-39 porovnatelnou maximální horizontální rychlost letu. Pro realizaci byla na základě těchto výpočtů a zkušeností z předchozího vývoje vybrána varianta bypass, tj. uspořádání s chladičem v obtoku k výstupnímu proudovému kanálu.

Literatura:

- [1] Strnad O.: *Zadní část malého sportovního letounu*; diplomová práce, Ústav vozidel a letadlové techniky, FS ČVUT, Praha, 2002.
- [2] Jerie J.: *Chladič pro studený propulsor UL39*, interní dokument, ÚLT FS ČVUT, Praha, 2002.
- [3] Jerie J.: *Teorie motorů: Teorie propulze a vnitřní aerodynamika turbínových motorů*, ČVUT, Praha, 1981.

Řešení turbulentního proudění v OpenFOAMu s využitím AUSM+up schématu a EARSM turbulentního modelu

Ing. Vojtěch Běták, VZLÚ

Standardní instalace OpenFOAMu je založena především na segregovaných řešičích založených na schématech tlakových korekcí a izotropních RANS turbulentních modelech. Tyto schémata umožňují řešit proudění převážně v nestlačitelném a subsonickém stlačitelném režimu. Chybí zde numerické schéma, které by umožňovalo řešit problémy proudění napříč jednotlivými režimy (nestlačitelné, subsonické, transsonické). V prezentovaném článku je popsáno „coupled“ AUSM+up schéma, které je doplněno o implicitní vyhlazování reziduí pro zlepšení rychlosti konvergence a anizotropní EARSM turbulentní model.

Úvod

OpenFOAM je populární open-source balík, který umožňuje řešit široké množství problémů proudění, je zajímavou alternativou ke komerčním kódům a umožňuje snadnou úpravu zdrojových kódů jako v případě vlastního softwaru. OpenFOAM je převážně založen na schématech tlakových korekcí, jako PISO a SIMPLE algoritmy [7]. Tyto algoritmy umožňují řešit převážně nestlačitelné a podzvukové stlačitelné případy. Chybí zde vhodný algoritmus, který by umožňoval řešit proudění od podzvukového nestlačitelného proudění (0.1 Ma) až po nadzvukový supersonický režim (např. 3 Ma).

Schéma AUSM+up schéma prezentované Liou [2] bylo vybráno pro implementaci, protože umožňuje řešit proudění v širokém rozsahu Machových čísel. Implementace implicitní varianty AUSM+up schématu s využitím standardních zdrojů OpenFOAMu je obtížné a proto byla zvolena explicitní varianta tohoto schématu, která je pouze podmíněně stabilní. V případě vazkého proudění to vede k časově neefektivnímu schématu. Proto byla implementace AUSM+up schématu doplněna o implicitní vyhlazování reziduí (IRS)[3,4] v kombinaci s Runge-Kuttovou metodou (RK) [3,4,6] a volbou lokálního časového kroku [4,5]. Výsledné schéma má pak vylepšenou stabilitu a rychlost konvergence.

OpenFOAM obsahuje řadu RANS turbulentních modelů, které jsou převážně založeny na předpokladu o izotropii Reynoldsových napětí. Jsou zde obsaženy anizotropní modely založené na úplném modelování Reynoldsových napětí, ale tyto schémata jsou výpočtově náročná a citlivá

na volbu numerických schémat. Vhodnou volbou jsou explicitní algebraické turbulentní modely pro Reynoldsova napětí (EARSM) [9,10], které jsou založeny na dvourovnicových turbulentních model doplněných o algebraické vztahy pro Reynoldsova napětí. V této práci je použit Hellstenův EARSM turbulentní model [10].

Numerické schémata

AUSM+up

Uvažujme systém hyperbolických rovnic popsaný v (1), kde $W = (\rho, \rho u, \rho E)^T$ je vektor konzervativních proměnných.

$$W_t + \nabla \cdot F = 0 \quad (1)$$

Vektor toků F se skládá z konvektivní $\phi \psi$ a tlakové P části jak je vidět ve (2).

$$F = \phi \psi + P \quad (2)$$

$$\phi = \rho u, \psi = (1, u, H)^T \text{ a } P = (0, p, 0)^T \quad (3)$$

Numerický tok skrz hranici buňky je definován jako

$$f_{1/2} = \phi_{1/2} \psi_{L/R} + p_{1/2}, \quad (4)$$

kde

$$\Psi_{L/R} = \begin{cases} \Psi_L \text{ if } \phi_{1/2} \geq 0 \\ \Psi_R \text{ if } \phi_{1/2} < 0 \end{cases} \quad (5)$$

a

$$\begin{aligned} \phi_{1/2} &= u_{1/2} \rho_{L/R} = a_{1/2} M_{1/2} \rho_{L/R}, \\ \Phi_{L/R} &= \begin{cases} \Phi_L \text{ if } M_{1/2} \geq 0 \\ \Phi_R \text{ if } M_{1/2} < 0 \end{cases} \end{aligned} \quad (6)$$

Funkce $p_{1/2}$ a $M_{1/2}$ jsou definovány jako

$$M_{1/2} = M_{(4)}^+(M_L) + M_{(4)}^-(M_R) + 2 \frac{K_p}{f_a} \max(1 - \sigma \bar{M}^2, 0) \frac{p_R - p_L}{(\rho_L + \rho_R) + a_{1/2}^2}, \quad (7)$$

$$p_{1/2} = P_{(5)}^+(M_L) p_L + P_{(5)}^-(M_R) p_R - K_u P_{(5)}^+ P_{(5)}^- (\rho_L + \rho_R) f_a a_{1/2} (u_R - u_L). \quad (8)$$

Definice použitých funkcí stejně jako odvození schématu je ukázáno v [2].

Schéma typu Runge-Kutta

Pro integraci v čase je použita metoda Runge-Kutta [3,4,6].

$$\begin{aligned} W^j &= W^n, j = 0, \\ W^{j+1} &= W^n - \alpha_j \Delta t R(W^j), \\ W^{n+1} &= W^j, j = m. \end{aligned} \quad (9)$$

Kde reziduum R v buňce i s objemem $|\Omega_i|$ je definováno jako

$$R_i = \frac{1}{|\Omega_i|} \sum_{j \in \text{neighbour}} F_{ij}. \quad (10)$$

F_i je komponenta vektoru F definovaného v rovnici (2).

Je ukázáno např. v [6], že toto schéma rozšiřuje oblast stability explicitního Eulerova schématu. Přesto je časový krok limitován podmínkou stability ($\Delta t_{RK} = \kappa(\alpha_j) \Delta t_{Euler}$) jak je vidět z tabulek 1 a 2.

Implicitní vyhlazování reziduí

Dalšího vylepšení stability numerického schématu může být dosaženo pomocí Implicitního vyhlazování reziduí (IRS) [3,4]. IRS metoda zavádí vyhlazovací operátor pro reziduum R a místo rovnice (11) je řešena rovnice (12) s vyhlazeným residuem. Analýza stability v [3] ukazuje, že systém rovnic (12) je nepodmíněně stabilní.

$$W^{n+1} = W^n - \Delta t R, \quad (11)$$

$$W^{n+1} = W^n - \Delta t \tilde{R}. \quad (12)$$

Vyhlazené reziduum \tilde{R} je definováno jako

$$(1 - \epsilon \Delta) \tilde{R} = R, \quad (13)$$

kde ϵ je parametr vyhlazení. Systém rovnic (13) je řešen pomocí Jacobiho iterační metody (14)

$$\tilde{R} = \frac{R + \epsilon \sum_k R_k}{1 + \epsilon m}. \quad (14)$$

V případě, že je použita síť s lokálním zjemněním, může být vhodné použít místo rovnice (14) vyhlazení rezidua v následující formě

$$\tilde{R} = \frac{R + \epsilon \sum_k R_k \frac{\Psi_k}{\sum \Psi_k}}{1 + \epsilon m}, \quad (15)$$

kde Ψ_k jsou váhy definované pomocí vzdálenosti dvou sousedních buňek a plochy stěny mezi těmito buňkami.

$$\Psi_k = \frac{s_{ij}^2}{|x_i - x_j|}. \quad (16)$$

Turbulentní model

Jak je zmíněno výše, explicitní algebraický model Reynoldssových napětí (EARSM)[5] vyvinutý Hellsten [10] byl použit v následujících simulacích. Tento model je založen na dvourovnicovém $k - \omega$ SST modelu

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (k\rho) + \frac{\partial k\rho u_j}{\partial x_j} &= P_k - \rho\beta^* k\omega \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_j} [(\mu + \mu_t \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_j}], \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\omega\rho) + \frac{\partial \omega\rho u_j}{\partial x_j} &= \gamma \frac{\omega}{k} P_k - \rho\beta\omega^2 \\ \frac{\partial}{\partial x_j} [(\mu + \mu_t \sigma_\omega) \frac{\partial \omega}{\partial x_j}] &+ \rho \frac{\sigma_d}{\omega} \max(\frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 0), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\mu_t = -\frac{1}{2} \rho (\beta_1 + II_\Omega) \beta_6, \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \alpha_{ij}^{(ex)} &= \beta_3 (\Omega_{ik} \Omega_{kj} - \frac{1}{3} II_\Omega \delta_{ij}) + \beta_4 (S_{ik} \Omega_{kj} - \\ &+ \beta_6 (S_{ik} \Omega_{kl} \Omega_{lj} + \Omega_{ik} \Omega_{kl} S_{lj} - II_\Omega S_{ij} - \frac{2}{3} II \\ &+ \beta_9 (\Omega_{ik} S_{kl} \Omega_{lm} \Omega_{mj} + \Omega_{ik} \Omega_{kl} S_{lm} \Omega_{mj})) \end{aligned} \quad (20)$$

Kde k reprezentuje kinetickou energii turbulence, ω specifickou rychlost disipace, μ_t turbulentní viskozitu. S Pak definuje tenzor rychlosti deformace a Ω je tenzor vířivosti doplněný o člen popisující přídavnou vířivost.

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \tau (\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}) - \frac{\tau}{A_0} \Omega_{ij}^{(r)}, \quad (21)$$

kde

$$\begin{aligned} \Omega_{ij}^{(r)} &= -e_{ijk} \frac{II_S^2 \delta_{km} + 12 III_S S_{km} + 6 II_S S_{kl} S_{lm}}{2 III_S^3 - 12 III_S^2} S_{pr} \end{aligned} \quad (22)$$

\dot{S} je časová derivace tenzor rychlosti deformace, $II_S, III_S, II_\Omega, IV$ jsou invarianty tenzorů rychlosti deformace a vířivosti (viz [10]).

Časové měřítko τ je pak definováno jako

$$\tau = \max(\frac{1}{\beta^* \omega}, 6.0 \sqrt{\frac{\nu}{\beta^* k \omega}}). \quad (23)$$

Model, modelové funkce a konstanty jsou popsány v [10].

Výsledky

AUSM schéma s implicitním vyhlazováním reziduí a Runge-Kuttovou náhradou časové derivace bylo testováno na dvou případech. V obou případech jsou srovnány tři aproximace časových derivací. První je dopředné Eulerovo schéma, druhou je čtyřstupňová Runge-Kuttova metoda s koeficienty 0.11, 0.2766, 0.5 a 1. Třetí je Runge-Kutta metoda s implicitním vyhlazováním reziduí.

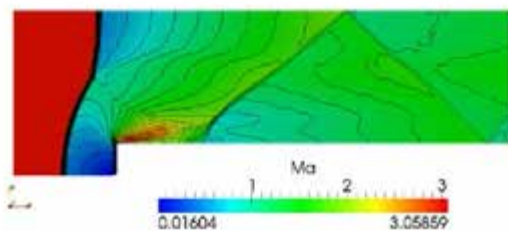
Prvním testovacím příkladem je „2D forward facing step“. Strukturovaná výpočtová síť se skládá 16000 buněk. Do domény vstupuje ideální plyn s poměrem tepelných kapacit 1,4 rychlostí 3 Ma. Je možné pozorovat rozdíl mezi proudovým polem získaným pomocí řešiče rhoCentralFoam implementovaného v OpenFOAMu využívající schéma typu Kruganov-Tadmor a implementací AUSM+up schématu jak je ukázáno na obr 1 (pole Machových čísel) a 2 (rozložení tlaku na spodní stěně). Všechny metody se shodují v určení přední rázové vlny. Hlavní rozdíl v určení rázových vln je v oblasti za schodem, kde každý algoritmus předpovídá jejich rozdílnou strukturu a interakci. V případě schématu AUSM+up nemá změna řádu Runge-Kuttova schématu

Pokud je povoleno IRS, pak se stabilní časový krok zvýší 7x na $3e-2$ s a redukuje potřebný výpočtový čas přibližně na 1/10 původního výpočtového času.

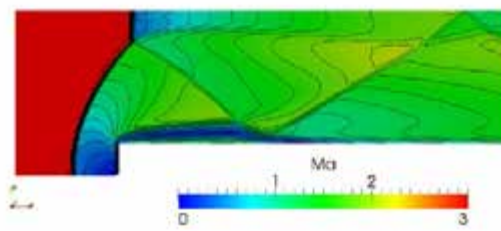
Jako druhý testovací příklad byla vybrána 2D turbínová lopatka SE-1050 (Obr. 2.) řešená v režimu nevazkého transsonického proudění. Výpočtová doména se skládá z 6000 trojúhelníkových buněk a je zde využita periodická okrajová podmínka pro simulaci vlivu nekonečného turbínového stupně. Simulace byla provedena pro následující okrajové podmínky [8]

- celkový tlak 980717 Pa a teplota 298.65 K na vstupu
- úhel náběhu $70,7^\circ$
- isoentropické Machovo číslo na výstupu $M_{2i}=1,19$
- termofyzikální vlastnosti média odpovídají vlastnostem vzduchu se zanedbanou viskozitou

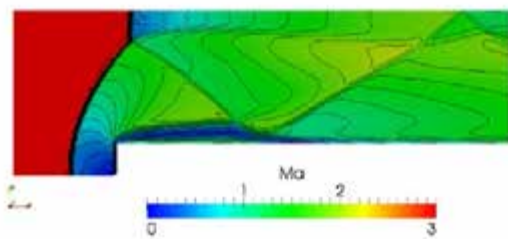
AUSM+up schéma zachytává dvě rázové vlny vznikající na odtokové hraně lopatky a odrazení vnitřní větve od sací strany lopatky. Je zde vidět podobnost mezi výsledky



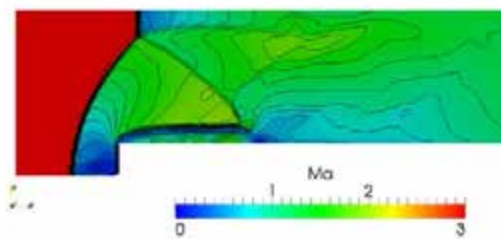
(a) rhoCentralFoam



(b) AUSM+up with Euler



(c) AUSM+up with RK-4



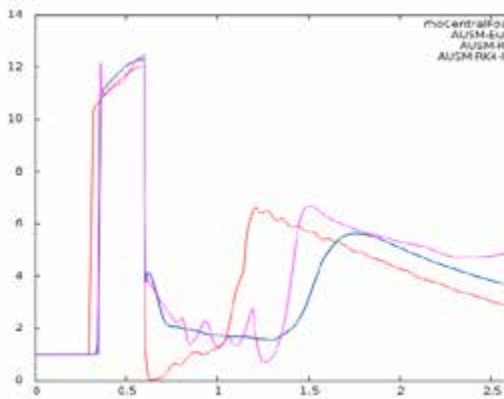
(d) AUSM+up with RK-4 and IRS

Obr. 1: Forward facing step – Machova čísla

žádný efekt na proudové pole a profil tlaku. Pokud je povoleno implicitní vyhlazování reziduí pak je odraz rázové vlny posunut směrem k výstupu a není detailně zachycen.

Maximální stabilní časový krok a čas potřebný pro řešení 10 s fyzikálního času jsou uvedeny v tabulce č. 1. Aplikací metody Runge-Kutta došlo ke zvýšení časového kroku 10x s redukcí potřebného výpočtového času na 1/3.

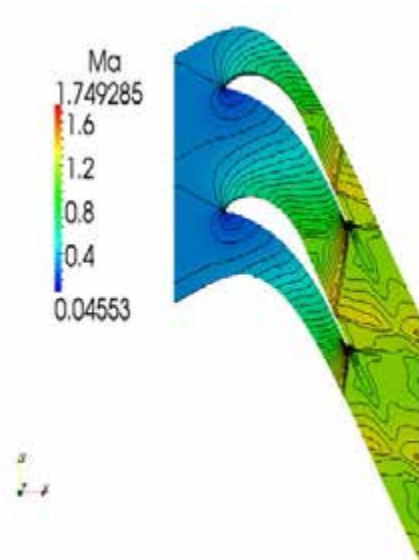
získanými pomocí implementovaného schématu a publikovanými výsledky [8] na obrázku 3. AUSM+up předpovídá na výstupu Mach číslo 1,15, které je mírně nižší než předpokládaných 1,19 díky energetickým ztrátám. Na obrázku č. 4 je srovnáno tlakové rozložení na povrchu lopatky a je zde vidět dobrá shoda mezi numerickými a experimentálními výsledky.



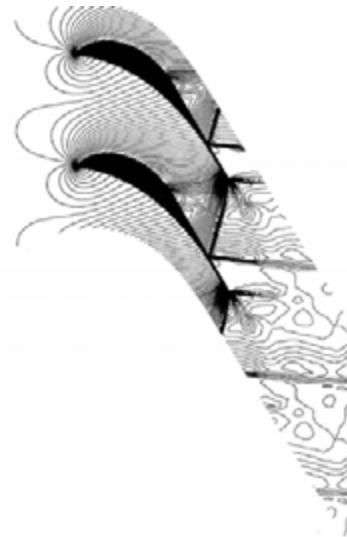
Obr. 2: Rozložení tlaku na spodní straně

	Stable time step [s]	Solution time [s]
Euler	5e-4	568
RK4	5e-3	220
RK4+IRS	3e-2	65

Tab. 1: Srovnání stabilního časového kroku a času potřebného pro řešení 10 s fyzikálního času

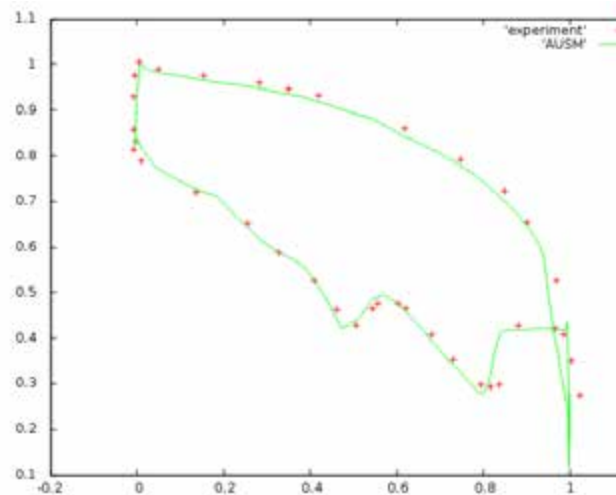


(a) simulace

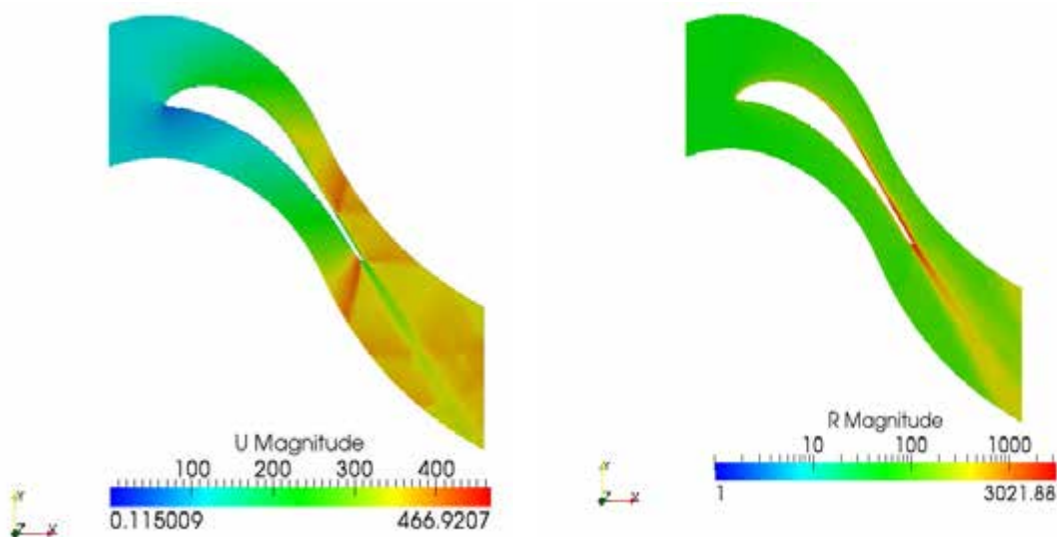


(b) experiment

Obr. 3: Srovnání polí Machových čísel



Obr. 4: Rozložení tlaku na povrchu lopatky



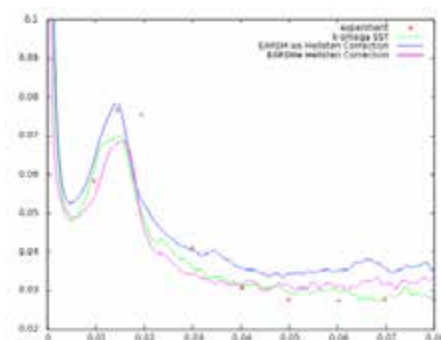
(a) velikosti rychlosti

(b) velikost tenzoru anizotropie

Obr. 5: Rovina symetrie 3D lopatky

Popsaný algoritmus a turbulentní model byl implementován ve 3D variantě. Dalším příkladem je řešení 3D lopatky. Na obrázku 5 je zobrazen rychlostní pole a pole velikosti anizotropie.

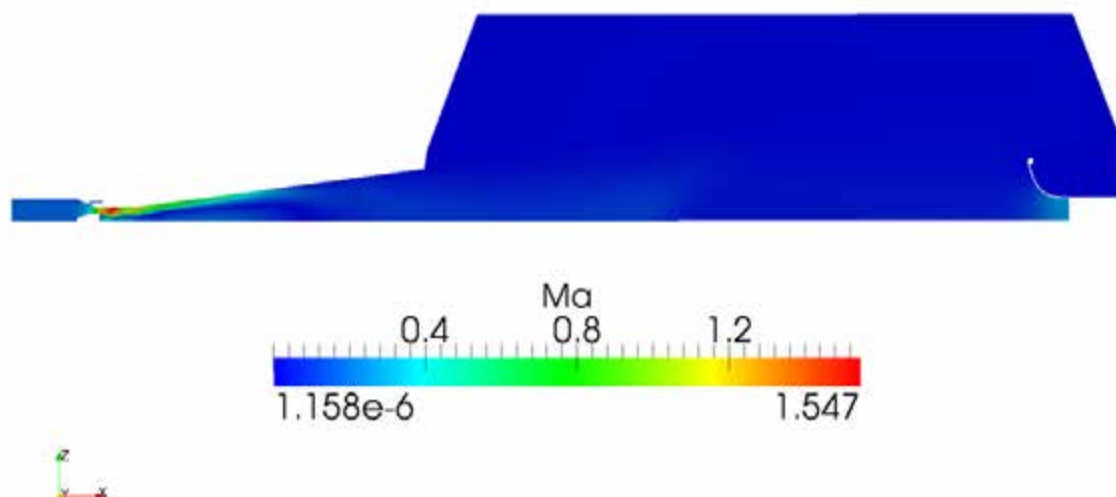
Pro případ 3D lopatky byly vyhodnoceny ztráty podél výšky lopatky. Na obr. 6 jsou srovnány průběhy ztrát pro turbulentní modely k-omega SST, EARSM bez 3D korekce a EARSM s 3D korekcí.



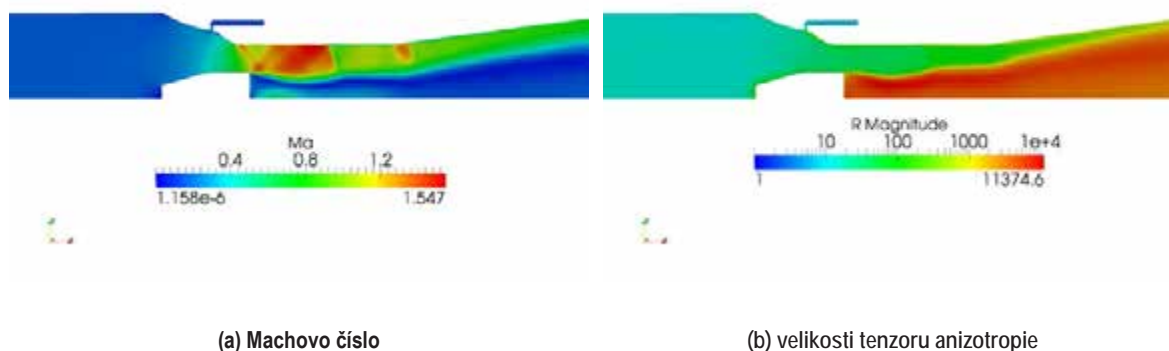
Obr. 6: Průběh ztrát podél výšky lopatky

Dalším příkladem využití algoritmu AUSM+up v kombinaci s IRS a EARSM turbulentním model je případ demonstrátoru simulující obtokový kanál radiálního kompresoru. Do testovací oblasti je nasáván vzduch z okolní atmosféry. Ten pak směřuje přes difuzor do uklidňovací nádoby, odkud je vysáván. Na Obr. 7. je znázorněno proudové pole v demonstrátoru. Jak je vidět z

obrázku, tak ve výpočtové oblasti pozorujeme široký rozsah rychlostí od skoro klidového stavu v uklidňovací nádobě po nadzvukové proudění v oblasti simulující obtokový kanál a následného difuzoru, které značně omezuje použití segregovaných řešičů. Na obrázku 8 je pak zobrazen detail oblasti obtokového kanálu. Je zde vidět, že v oblasti za kuželkou dochází k urychlení proudu do nadzvukové oblasti a je zde generována silná oblast anizotropie turbulentního pole.



Obr. 7: Proudové pole v demonstrátoru



(a) Machovo číslo

(b) velikosti tenzoru anizotropie

Obr. 8: Detail simulace obtokového kanálu

Závěr

Instalace OpenFOAMu byla rozšířena o implementaci AUSM⁺-up schématu, které bylo rozšířeno o Runge-Kuttovu metodu, implicitní vyhlazování reziduí a EARSMM model vyvinutý Hellstelnem včetně přidavných 3D korekcí a korekcí tenzoru vířivosti.

Výhodou schématu AUSM⁺-up je, že může být aplikováno na široký interval rychlostí. Protože je však podmíněně stabilní, je jeho implementace doplněna o Runge-Kuttovu metodu a implicitní vyhlazování reziduí, které vylepší stabilitu a zlepšuje rychlost konvergence, jak bylo ukázáno na prvních dvou testovacích příkladech.

V případech nevazké 2D a turbulentní 3D turbínové lopatky byla zároveň pozorována shoda s experimentálními daty proudového pole, rozložení tlaku na

povrchu lopatky a ztrát podél lopatky, kde EARSMM model zlepšil předpověď u paty lopatky.

Široký interval rychlostí, pro který bylo AUSM⁺-up schéma navrženo, a anizotropní EARSMM model se uplatnil i při simulaci demonstrátoru obtokového kanálu, kde pomohli upřesnit představu o proudovém poli v difuzoru.

AUSM⁺-up, Runge-Kutta, implicitní vyhlazování reziduí nebo EARSMM model jsou užitečná rozšíření OpenFOAMu, které lze implementovat s využitím standardních operátorů a lze je provázet s dalšími řešiči. V další práci bude testováno propojení implementovaných modelů s dalšími knihovnamy OpenFOAMu tak, aby bylo možné řešit komplexní úlohy jako je například spalování, interakce mezi spalovací komorou a turbínou.

Literatura:

- [1] OpenCFD Ltd.: *OpenFOAM – User Guide*, 2014.
- [2] Liou, M. S.: *A sequel to AUSM, Part II: AUSM + -up for all speeds*, Journal of Computational Physics, 2006
- [3] Tai, C. H., Sheu, J. H., Leer, B.: *Optimal Multistage Schemes for Euler Equations with Residual Smoothing*, AIAA Journal, 1995
- [4] EDGE: *Theoretical Formulation*. FOI - Swedish Defense Research Agency, Stockholm, Sweden, 2007.
- [5] Coquel, F., Nguyen, Q. L., Postel, M., Tran, Q. H.: *Local time stepping applied to implicit-explicit methods for hyperbolic systems*, 2013
- [6] Macdonald, C.P.: *Constructing High-Order Runge-Kutta Methods with Embedded Strong Stability Preserving Pairs*. 2003.
- [7] CFD-ONLINE-Wiki: *Velocity-pressure coupling*.
- [8] Silver: *AC 6-12 CFD Simulations*, ERCOFTAC QNET-CFD
- [9] Wallin, S., Johansson, A.V.: *Modeling streamline curvature effects in explicit algebraic Reynolds stress turbulence models*, Int. J. Heat and Fluid Flow 23, 2002
- [10] Hellsten, A.: *New Two-Equation Turbulence Model for Aerodynamics Applications*, Espoo, Finland, 2004

Aerodynamika zakřivených křídel

Ing. Robert Kulhánek, Ústav letadlové techniky FS ČVUT v Praze

Tento příspěvek pojednává o modelování aerodynamických součinitelů křídel s výrazným prohnutím podél rozpětí. V první části příspěvku je odvozena jednoduchá metoda pro rychlou analýzu zakřivených křídel s možností výpočtu v nelineární oblasti aerodynamických charakteristik. Výsledky jsou srovnány s CFD výpočtem v sw. Ansys Fluent.

POUŽITÉ ZNAČENÍ

Γ	cirkulace [m ² /s]
r	vektor ke kontrolnímu bodu [m]
u	jednotkový vektor ve směru nabíhajícího proudy
V	rychlost [m/s]
C_L	součinitel vzlaku [-]
C_D	součinitel odporu [-]
C_{Dp}	tlaková část součinitele odporu [-]
C_{Df}	tazká část součinitele odporu [-]
Re	Reynoldsovo číslo
∞	podmínky nerušeného proudy

POPIS METODY

Základy aerodynamické analýzy křídla položil na začátku minulého století Ludwig Prandtl ve své teorii nosné čáry, která určuje rozložení vzlaku a indukovaného odporu na přímém, štíhlém křídle. V dnešní době se vyskytuje několik specifických konstrukcí s výrazným prohnutím křídla podél rozpětí. Může se jednat o nekonvenční UAV nebo i sportovní létající zařízení (Obr. 1). Teorie nosné čáry a její různé

$$V_P = \frac{\Gamma}{4\pi} \left(\frac{\vec{u}_\infty \times \vec{r}_2}{r_2 (r_2 - \vec{u}_\infty \cdot \vec{r}_2)} + \frac{(r_1 + r_2)(\vec{r}_1 \times \vec{r}_2)}{r_1 r_2 (r_1 r_2 + \vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2)} - \frac{\vec{u}_\infty \times \vec{r}_1}{r_1 (r_1 - \vec{u}_\infty \cdot \vec{r}_1)} \right) \quad (\text{rov. 2})$$

modifikace jsou stále používány pro svoji jednoduchost při koncepčním návrhu, je proto nutné ověřit její možnosti

pro analýzu křídel s výrazným prohnutím.

Základem teorie nosné čáry je nahrazení křídla systémem několika podkovovitých vírů. Víry mají nosnou část, ta leží na spojnici čtvrtinových bodů (nosné čáře) a odplouvající (volnou) část. Odplouvající část víru začíná na nosné čáře a pokračuje ve směru nabíhajícího proudy do nekonečna. Dva víry jsou znázorněny na obr. 2. nosná část je vyznačena souvislou modrou a odplouvající část modrou čárkovanou čarou.

$$\frac{1}{2} \rho V_\infty^2 C_L dA = \rho \Gamma |\vec{V} \times \vec{dl}| \quad (\text{rov. 1})$$

Bod P je kontrolní bod řezu křídla, který je vztažným místem pro sestavení rovnic. V tomto bodě je možné sestavit rovnici pomocí známé technické rovnice pro aerodynamickou sílu, levá strana rov. 1. Pravá strana je síla vyjádřená pomocí prostorového Kutty - Žukovského zákona [1].

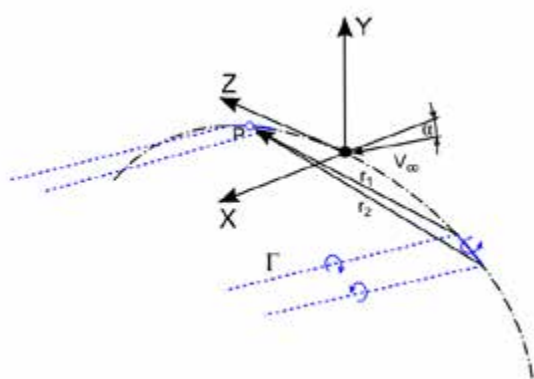


Obr. 1 různé konfigurace křídel s výrazným prohnutím podél rozpětí (vlevo - UAV NASA Helios, vpravo - padákový kluzák Gin Boomerang)

V rov. 1 je závislou proměnnou hodnota cirkulace Γ . Hodnota lokálního součinitele vztaku C_L je funkcí lokální rychlosti V (resp. úhlu náběhu) a pro její určení rychlosti musíme znát hodnotu cirkulace Γ všech vírů. V každém kontrolním bodě je rychlost složena z rychlosti volného proudu a rychlosti indukované od všech vírů. Rychlost indukovaná podkovovitým výrem v prostoru v bodě P lze vypočítat dle rov. 2 [1]. Součinitel vztaku se interpoluje z profilových vztakových čas pro příslušné lokální Reynoldsovo číslo. V tomto případě byly lokální aerodynamické charakteristiky získány pomocí dvou metod. Nejprve pomocí programu Xfoil, rychlá výpočetní metoda vyvinutá prof. Drelou z MIT [2], poté pomocí 2D CFD výpočtu.

Kontrolní bod byl vždy konstruován mezi body náležících nosnému segmentu víru. Indukovaná rychlost od všech vírů se musí vyhodnotit v každém bodě. Pokud se rychlost vypočítává v bodě, který náleží víru, tak druhý člen v závorce v rov. 2 je singulární. Proto se tento člen vynechává podobně jako je tomu v ref. [3], str. 293 či v ref. [1]. Distribuce a počet výpočetních bodů, tvořící víry byl testován na známých analytických případech. Pro eliptické křídlo a lineární profilové charakteristiky bylo shledáno dostatečným používat 100 lineárně rozmístěných bodů podél rozpětí.

Pro N neznámých hodnot cirkulace Γ , které náleží jednotlivým vírům můžeme sestavit N rovnic. K řešení systému rovnic lze použít příslušnou numerickou metodu ze sw. balíky typu Matlab, Python atd. V tomto konkrétním případě byla použita metoda Levenberg - Marquardt naprogramovaná v balíku SciPy pro Python.



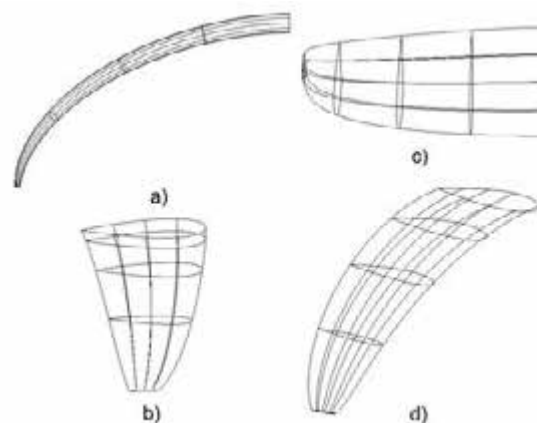
Obr. 2 Vírové schéma

ŘEŠENÁ GEOMETRIE

Analyzováno bylo typické křídlo padákového kluzáku s prohnutím ve dvou směrech, křídlo lze vidět na obr. 3 a) - zřepředu, b) - z boku, c) shora a d) v prostorovém pohledu. Křídlo není geometricky zkrouceno a po celém rozpětí je použit profil NACA 0015.

Štíhlost (rozvinutá)	6,9
zúžení	0,234
CMAC	0,3019
Aref	0,5535

Tab. 1 základní geometrické údaje



Obr. 3 Geometrie řešeného křídla

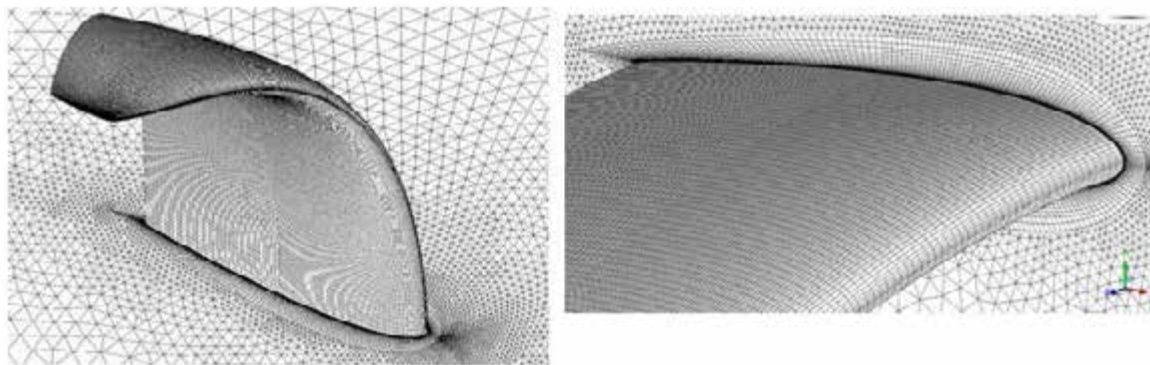
CFD VÝPOČET

CFD simulace byla provedena metodou konečných objemů pomocí sw. Ansys Fluent. Proudění bylo uvažováno jako stacionární, vazké - turbulentní, nestlačitelné. RANS rovnice byli uzavřeny jednorovnicovým modelem Spallart - Almaras.

Výpočetní síť hybridního typu byla vytvořena v sw. Ansys ICEM CFD, kde je v blízkosti stěn použito strukturovaných hexa či prizma elementů. Zbytek výpočetní oblasti je vyplněn tetrahedrony. Výpočetní oblast tvoří polokoule s poloměrem 7,5 násobek polorozpětí. Pro zmenšení nároku výpočtu bylo modelováno jen symetrické polokřídlo. Síť měla 2,9 mil buněk a byla konstruována pro výslednou hodnotu Y^+ na stěně < 1 . Při každém úhlu náběhu byla síť adaptována v průběhu výpočtu, aby bylo dosaženo této hodnoty. Podél horní a spodní strany profilu křídla je 204 buněk, výška první buňky v normálovém směru je $5e-6$ m a následující se vždy zvětšuje v poměru 1,1. Jak bylo uvedeno výše, bylo potřeba získat 2D profilové charakteristiky jako vstup do vírové metody. Tato data byla vypočtena stejným CFD programem na síti exportované z roviny symetrie sítě pro 3D výpočet pro různá Reynoldsova čísla.

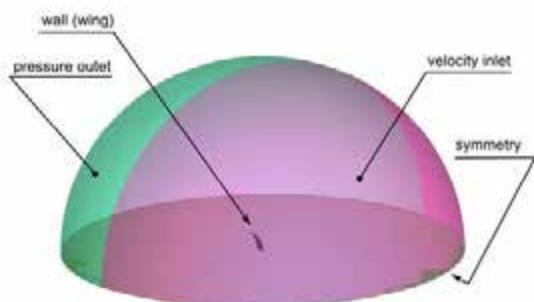
VÝSLEDKY

Vstupem pro výše popsanou vírovou metodu jsou 2D profilové charakteristiky, ze kterých se interpoluje místní součinitel vzlaku a odporu. Na obrázku 6 je vidět porovnání 2D charakteristik profilu NACA 0015 získaných pomocí Xfoilu a CFD výpočtu.



Obr. 4 Detaily výpočetní sítě

Vztlakové čáry vypočtené CFD mají viditelně menší sklon, než ty vypočtené Xfoilem. Ve vyšších Reynoldsových číslech se maxima součinitele vzlaku shodují více, než je tomu při nízkých hodnotách Re . Aerodynamické poláry vypočtené Xfoilem vykazují celkově nižší součinitel odporu. Při výpočtu v programu Xfoil byl uvažován turbulátor v blízkosti náběžné hrany profilu, protože metoda CFD výpočtu byla také plně turbulentní (RANS, S-A turbulentní model). Od součinitele vzlaku 0,5 k vyšším hodnotám dochází ke zvýšenému odklonu polár vypočtených 2D CFD metodou k vyšším hodnotám součinitele odporu.



Obr. 5 Výpočetní oblast a okrajové podmínky

Na obrázku 7 je vidět závislost jednotlivých složek odporu na součiniteli vzlaku pro $Re = 6e5$, které byly vypočteny pomocí CFD a Xfoilu. Vazká složka součinitele odporu se velice dobře shoduje. Celý odklon polár je tedy způsoben tlakovou složkou. V následujícím běhu CFD výpočtu bude na toto zaměřena pozornost, nicméně v této práci se klade důraz na konzistenci dvou porovnávaných metod a ne na absolutní přesnost modelu.

Na obrázku 8 můžeme vidět vztakovou čáru a poláru pro $Re = 7.5 \times 10^5$. Při použití 2D aerodynamických charakteristik vypočtených Xfoilem má křídlo strmější stoupání vztakové čáry a dosáhne vyššího součinitele vzlaku, toto chování je v souladu s pozorovaným rozdílem u 2D charakteristik získaných CFD metodou. Při použití profilových charakteristik získaných CFD

výpočtem je stoupání vztakové čáry shodné. Maximální součinitel vzlaku se také více shoduje. Za povšimnutí stojí konstantní posun vztakové čáry směrem do nižších hodnot součinitele vzlaku.

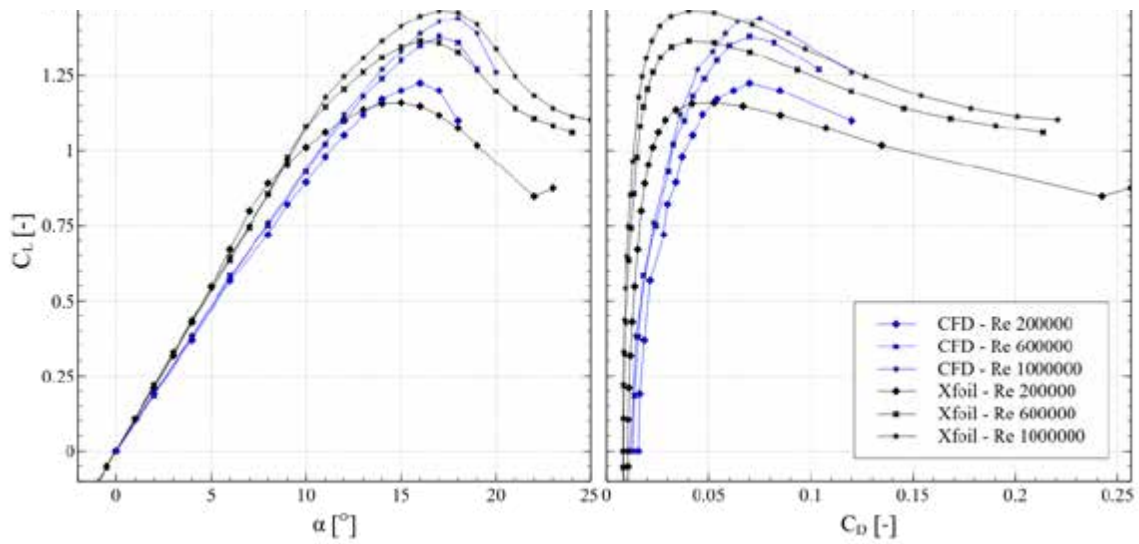
Polára vypočtená CFD a vírovou metodou s 2D CFD charakteristikami se velmi dobře shoduje do součinitele vzlaku 0,5. Od tohoto bodu vyazuje vírová metoda, která využívá 2D CFD charakteristiky vyšší součinitel odporu. Podobný jev lze pozorovat i na 2D charakteristikách.

ZÁVĚR

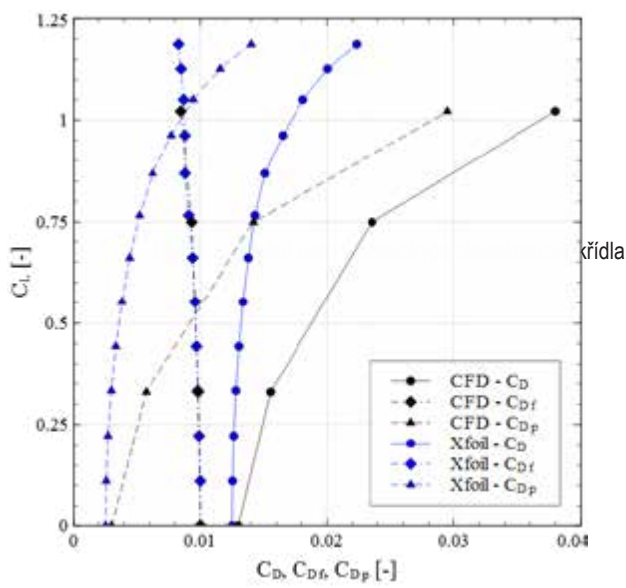
Rychlá metoda pro analýzu zakřivených křídel byla představena a výsledky byly porovnány s CFD výpočtem. Při použití konzistentních vstupních dat (2D CFD aerodynamické charakteristiky) bylo ověřeno, že charakter aerodynamických charakteristik je v dobré shodě. Stoupání vztakové čáry je dobře zachyceno v celém rozsahu úhlů náběhu. Polára je ve shodě v tomto konkrétním případě do součinitele vzlaku 0,5.

Literatura:

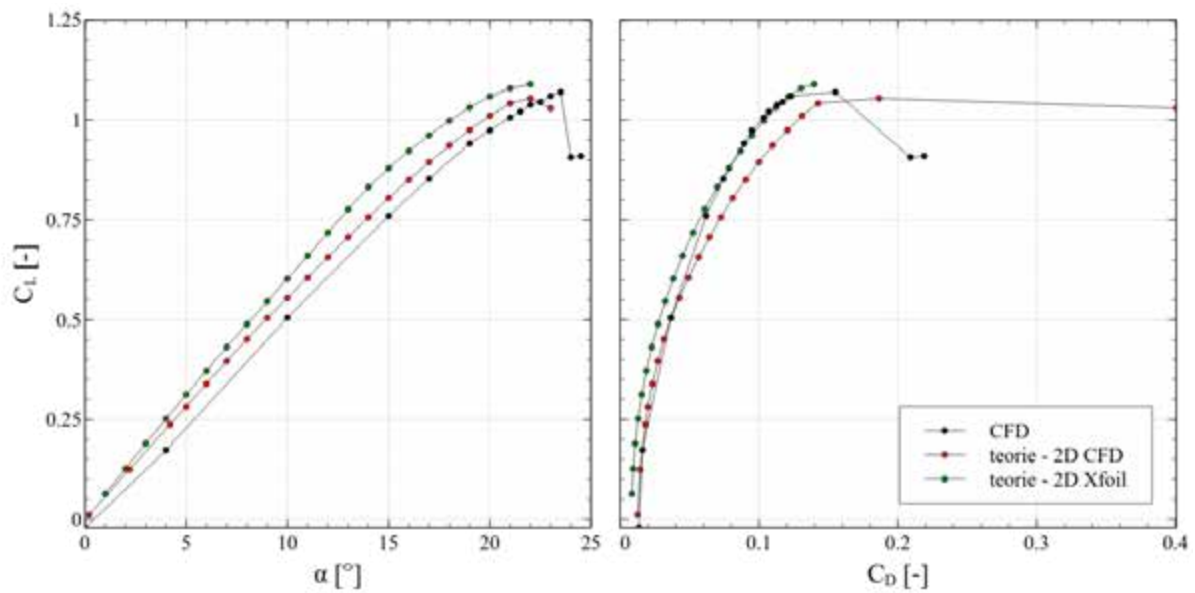
- [1] PHILLIPS, W.F. a D.O. SNYDER. Modern Adaptation of Prandtl's Classic Lifting-Line Theory. Journal of Aircraft. 2000(37).
- [2] ACDL Research [online]. [cit. 2015-09-07]. Dostupné z: <http://raphael.mit.edu/research.html>
- [3] KATZ, Joseph a Allen PLOTKIN. Low-speed aerodynamics: from wing theory to panel methods. New York: McGraw-Hill, c1991, xv, 632 p. ISBN 0070504466.



Obr. 6 Srovnání 2D charakteristik vypočtených Xfoilem a CFD



Obr. 7 Složky součinitele odporu - Re 6e5



Modelování proudění v lopatkových mřížích při nízkých hodnotách Re

Ing. Petr Straka, Ph.D., VZLÚ

V Příspěvku jsou popsány dva algebraické modely přechodu mezní vrstvy do turbulence, je uvedena validace obou modelů pro případy obtékání desky s vlivem a bez vlivu tlakového gradientu. Oba modely jsou pak aplikovány na případy dvourozměrného stlačitelného proudění v přímé lopatkové turbínové mříži a třírozměrného stlačitelného proudění v axiálním turbínovém stupni.

ÚVOD

Obtékání lopatek v proudových strojích je do značné míry ovlivněno přechodem laminárního proudění do turbulence. Pro vnitřní aerodynamiku a zejména lopatkové stroje je typická vysoká hladina intenzity turbulence. V takovém případě dochází k tzv. zkrácenému přechodu, kdy fluktuace z volného proudu pronikají napříč proudnicemi do mezní vrstvy kde inicializují proces přechodu. Typickým rozsahem Reynoldsova čísla, kdy přechod do turbulence hraje významnou roli, je $10^4 < Re < 10^6$. Při modelování proudění v lopatkových mřížích v tomto rozsahu Re je nutné modelovat i přechod do turbulence. Při řádově nižších hodnotách $Re \leq 10^3$ by bylo možné proudění modelovat jako laminární, naopak při řádově vyšších hodnotách $Re \geq 10^7$ by bylo možné v technické praxi fenomén přechodu zanedbat a proudění modelovat jako plně turbulentní. V uvedeném rozsahu $10^4 < Re < 10^6$ je přechod do turbulence natolik podstatným jevem, že i v technické praxi je nezbytné jej modelovat.

Pro modelování zkráceného přechodu, který je vyvolán zejména zvýšenou turbulencí, se často používají modely založené na vztazích pro součinitel intermitence. Takovéto modely se neobejdou bez empirických korelací pro začátek a délku přechodové oblasti, přičemž rozhodujícími parametry jsou hladina turbulence a tlakový gradient (případně drsnost povrchu při obtékání drsných stěn). V této práci je použit model založený na algebraické rovnici pro součinitel intermitence [1]. Výhodou tohoto modelu je jeho jednoduchost, precizní kontrola začátku přechodu a délky přechodové oblasti a snadná rozšiřitelnost. Uvedený model byl v [2] rozšířen o možnost predikce přechodu v odtržené mezní vrstvě, v [3] byla platnost korelace pro začátek přechodu rozšířena pro velmi nízkou intenzitu turbulence $Tu < 0,25\%$ kdy mechanismus přirozeného přechodu dominuje nad mechanismem zkráceného přechodu a

v [4] byl zahrnut vliv drsnosti obtékaného povrchu. Další významnou výhodou tohoto modelu přechodu je, že jej lze prakticky bez jakékoliv úpravy kombinovat s širokou škálou modelů turbulence. Na druhou stranu, podstatnou nevýhodou tohoto modelu je jeho nelokální formulace. To znamená, že jeho implementace do výpočetního software závisí na konkrétní geometrii a jeho použití je prakticky omezeno pouze na 2D úlohy a strukturované výpočetní sítě.

Tuto nevýhodu odstraňuje druhý čistě lokálně formulovaný algebraický model přechodu [5] použitý v této práci. Tento „lokální“ model přechodu vychází z předchozích pokusů modelovat přechodové proudění pouze pomocí modelů turbulence upravených pro nízká turbulentní Reynoldsova čísla (viz. [6]). Lokální formulace tohoto modelu umožňuje snadnou implementaci do výpočetního software pro jakoukoliv 2D i 3D geometrii. Nevýhodou je, že spouštěcí funkce, která v tomto modelu aktivuje přechod, závisí na turbulentním Reynoldsově čísle $Re_t = \mu_t / \mu$ (μ_t je turbulentní a μ molekulární viskozita), přičemž tvar této spouštěcí funkce není univerzální, pro každý model turbulence je nutné ji kalibrovat.

MODEL TURBULENCE

Proudění v lopatkových mřížích je modelováno jako stlačitelné, vazké, turbulentní – s uvažováním přechodu laminární mezní vrstvy do turbulence. Proudícím médiem je dvouatomový ideální plyn. Tento model proudění lze popsat systémem středovaných Navierových–Stokesových rovnic uzavřených modelem turbulence. V této práci je použit, jak je v technické praxi běžné, model se dvěma transportními rovnicemi pro dvě turbulentní měřítka: k (turbulentní kinetická energie) a ω (měrná rychlost disipace turb. kin. energie).

$$\frac{Dk}{Dt} = P_k - D_k - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu + \sigma_k \mu_t \frac{\partial k}{\partial x_j} \right), \quad (1)$$

$$\frac{D\omega}{Dt} = P_\omega - D_\omega - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu + \sigma_\omega \mu_t \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) - C_D. \quad (2)$$

V rovnicích (1) a (2) jsou P_k a P_ω produkční členy, D_k a D_ω disipační členy, v závorkách jsou difuzní členy, přičemž σ_k a σ_ω jsou difuzní modelové konstanty a C_D je člen příčné difuze. V této práci je použit nelineární kvadratický algebraický model Reynoldsových napětí (EASM – Explicit Algebraic Reynolds Stress Model) [7]. Tensor Reynoldsových napětí kromě lineárního členu (vzhledem k tenzoru rychlosti smykové deformace), který odpovídá Boussinesqově aproximaci, obsahuje navíc člen anizotropie, který je kvadratickou funkcí tenzoru rychlosti smykové deformace.

$$\tau_{ij}^t = 2\mu_t \left(S_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} - \rho k a_{ij}^{(ex)}, \quad (3)$$

$$\mu_t = a_1 \frac{\rho k}{\omega}, \quad (4)$$

$$a_{ij}^{(ex)} = a_2 (S_{ik} \Omega_{kj} - \Omega_{ik} S_{kj}) + a_3 \left(S_{ik} S_{kj} - \frac{1}{3} S_{kl} S_{kl} \delta_{ij} \right). \quad (5)$$

Modelové parametry a_1 , a_2 a a_3 v rovnicích (4) a (5) závisí na druhých invariantech tenzorů rychlosti smykové deformace a rotace (bližší viz. [7,8,9]). V rovnicích (3) až (5) je S_{ij} tenzor rychlosti smykové deformace, Ω_{ij} je tenzor vířivosti, u_k jsou složky vektoru rychlosti, ρ je hustota, $a_{ij}^{(ex)}$ je tenzor (extra) anizotropie.

Poznamenejme, že pro tenzory S_{ij} a Ω_{ij} platí vztah $\partial u_i / \partial x_j = S_{ij} + \Omega_{ij}$.

ALGEBRAICKÝ MODEL ZKRÁCENÉHO PŘECHODU

Model založený na součiniteli intermitence

Součinitel intermitence ITM má hodnotu 0 v laminární části mezní vrstvy, hodnotu $0 < ITM < 1$ v přechodové části mezní vrstvy a hodnotu 1 v turbulentní čisti mezní vrstvy. Součinitel intermitence se použije k úpravě turbulentní viskozity v systému středovaných Navierových–Stokesových rovnic a k úpravě členů produkce a disipace v rovnici pro turbulentní kinetickou energii:

$$\mu_t \rightarrow ITM \mu_t, \quad (6)$$

$$P_k \rightarrow ITM P_k, \quad (7)$$

$$D_k \rightarrow ITM D_k. \quad (8)$$

Součinitel intermitence je dán vztahem [10]

$$ITM = 1 - \exp \left[-\hat{n} \sigma (Re_\xi - Re_{\xi t})^2 \right], \quad (9)$$

kde parametry \hat{n} a σ udávají rychlost vzniku a rychlost šíření turbulentních stop a řídí délku přechodové oblasti, Re_ξ je Reynoldsovo číslo vztažené ke křivočaré vzdálenosti ξ konkrétního místa na obtékaném povrchu od stagnačního bodu a $Re_{\xi t}$ je hodnota tohoto Reynoldsova čísla v místě začátku přechodu. Poloha začátku přechodu je určena porovnáním Reynoldsova čísla Re_θ vztaženého k impulzové tloušťce mezní vrstvy s kritériem začátku přechodu $Re_{\theta t}$. Délka přechodové oblasti (daná součinem $\hat{n} \sigma$) a kritérium začátku přechodu $Re_{\theta t}$ závisí na intenzitě turbulence ve volném proudu vně mezní vrstvy, na tlakovém gradientu a na drsnosti povrchu. Použité korelace lze nalézt v [1,2,3,4]. Jak již bylo zmíněno, tento model není formulován lokálně. Pro výpočet součinitele intermitence je nutné změřit křivočarou vzdálenost aktuálního místa na obtékaném povrchu od stagnačního bodu, dále je nutné v daném místě určit impulzovou tloušťku mezní vrstvy, což znamená integrovat rychlostní profil napříč mezní vrstvou a nakonec je nutné určit pro každý bod na obtékaném povrchu intenzitu turbulence ve vnějším proudu. Je zřejmé, že implementace pro obecnou komplexní geometrii by byla nesmírně obtížná.

Lokální model založený na modifikaci členů produkce a disipace turbulentní kinetické energie

Tento model vychází z předchozích pokusů modelovat přechodové proudění bez použití nějakého modelu přechodu – pouze manipulací modelovými konstantami modelu turbulence v oblastech s nízkou hodnotou turbulentního Reynoldsova čísla. Přesto, že tyto modely turbulence vykazují jisté schopnosti modelovat přechodové proudění (viz. [6]), v technické praxi se zřídka používají pro jejich slabou numerickou robustnost. Tato nevýhoda byla odstraněna v práci [5], kde byl zaveden součinitel PTM (z Production Term Modification), kterým se modifikuje pouze produkční člen turbulentní kinetické energie v oblasti laminární mezní vrstvy, zatímco modelové konstanty modelu turbulence nejsou upravovány, čímž je zachována numerická. Stejně jako součinitel intermitence i součinitel PTM má hodnotu 0 v laminární části mezní vrstvy, hodnotu $0 < PTM < 1$ v přechodové části mezní vrstvy a hodnotu 1 v turbulentní čisti mezní vrstvy. V práci [5] je součinitel PTM navržen ve tvaru

$$PTM = 1 - f(Re_v, K) \cdot F(Re_t), \quad (10)$$

kde funkce $f(Re_v, K)$ závisí na Reynoldsovu číslu vířivosti Re_v a na parametru tlakového gradientu K (definice viz [5]). Jejím účelem je omezit aplikaci modelu přechodu pouze na oblasti mezních vrstev.

Funkce $F(Re_i)$ je spouštěcí funkcí, která aktivuje model přechodu pouze v laminární části mezní vrstvy. Spouštěcí funkce $F(Re_i)$ navržená v práci [5] byla značně modifikována v práci [11]. Je třeba poznamenat, že v [5] i v [11] byl použit shodný model turbulence (SST $k-\omega$ model v úpravě pro nízká turbulentní Reynoldsova čísla), přesto autoři uvádí dosti rozdílné definice spouštěcí funkce. Důvodem je fakt, že v obou pracích jsou středované Navierovy-Stokesovy rovnice i model turbulence řešeny rozdílnou numerickou metodou s rozdílnou mírou numerické disipace. Numerickou disipaci lze vyjádřit prostřednictvím numerické viskozity. Je zřejmé, že numerická viskozita (tedy numerické schéma), stejně jako konkrétní použitý model turbulence ovlivňují hodnotu turbulentního Reynoldsova čísla $Re_i = \mu_t / \mu$ a tudíž spouštěcí funkce $F(Re_i)$ nemůže být univerzální pro širokou škálu numerických metod a modelů turbulence, jako tomu bylo u empirických korelací v případě modelu založeném na součiniteli intermitence.

Na základě numerického experimentu byl nalezen následující tvar spouštěcí funkce, který vyhovuje zde použitému nelineárnímu EASM modelu turbulence a zde použité numerické metodě (viz. [1,12])

$$F(Re_i) = \left\{ \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \tanh \left[10 \left(\frac{Re_i}{4} - 1 \right) \right] \right\} F_{y^+}, \quad (11)$$

$$F_{y^+} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \tanh \left[20 \left(\frac{y^+}{12} - 1 \right) \right], \quad (12)$$

kde stěnová souřadnice y^+ je aproximována vztahem

$$y^+ \approx \eta \sqrt{\frac{\rho}{\mu} \Omega}, \quad (13)$$

kde $\Omega = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}$ je magnituda vířivosti a η je vzdálenost daného místa v proudovém poli od nejbližší stěny. Funkce $f(Re_v, K)$ v rovnici (10) byla převzata z [5] beze změny. Součinitel PTM se pak aplikuje následovně:

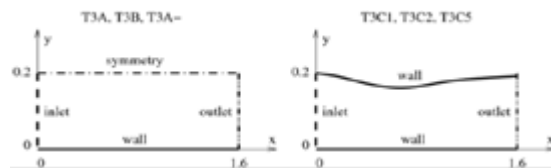
$$P_k \rightarrow PTM \cdot P_k, \quad (14)$$

$$D_k \rightarrow PTM \cdot D_k. \quad (15)$$

Poznamenejme, že v původní verzi modelu v [5] byl modifikován pouze člen P_k .

VALIDACE

Oba dva modely přechodu byly testovány na dvou příkladech databáze ERCOFTAC [13]. Jedná se o dva případy obtékání desky při různých hladinách vnější turbulence: a) bez vlivu podélného tlakového gradientu (příklady T3A, T3A-, T3B), b) s vlivem podélného tlakového gradientu (příklady T3C1, T3C2, T3C5).

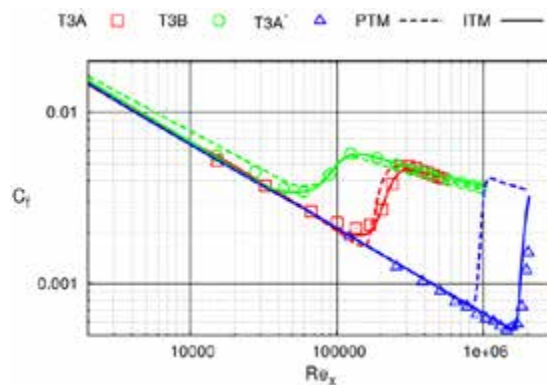


Obr. 1 Schéma výpočetní oblasti pro testovací příklady obtékání desky.

V případě proudění na desce byla zvolena jednoduchá obdélníková výpočetní oblast znázorněná na obr. 1. Na horní hranici výpočetní oblasti byla předepsána okrajová podmínka symetrie. Vliv tlakového gradientu v případech T3C1, T3C2 a T3C5 byl modelován tvarováním horní hranice výpočetní oblasti. Vstupní rychlost u_1 a intenzita turbulence Tu_1 jsou uvedeny v tab. 1.

	u_1 [m·s ⁻¹]	Tu_1 [%]
T3A	5,4	3,0
T3A-	19,8	0,9
T3B	9,4	6,0
T3C1	6,3	6,6
T3C2	5,6	3,0
T3C5	9,6	3,0

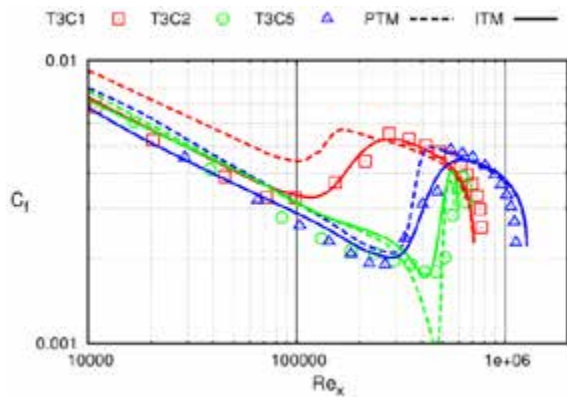
Tab. 1 Vstupní rychlost a intenzita turbulence pro testovací příklady obtékání desky.



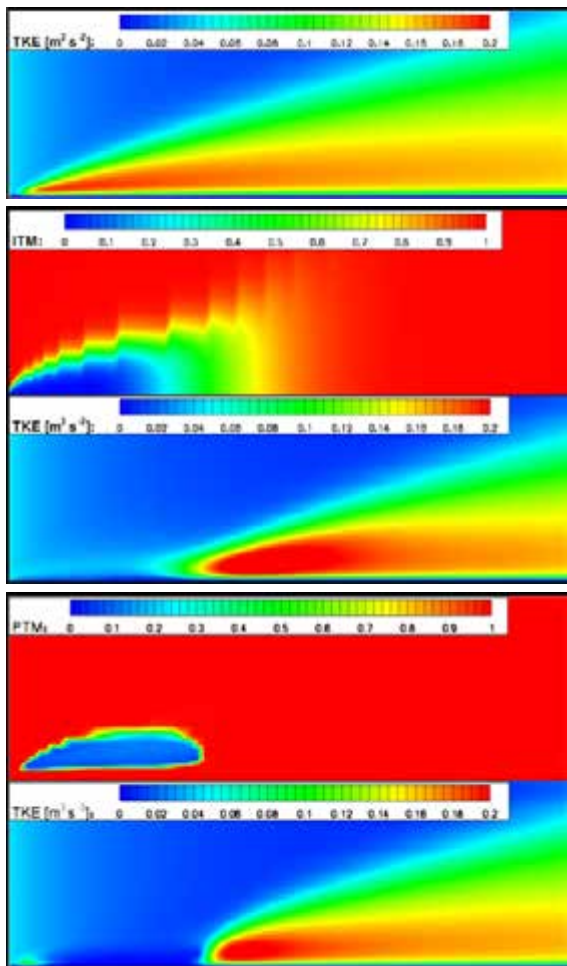
Obr. 2 Průběh součinitele tření pro případy obtékání desky bez vlivu tlakového gradientu, symboly – experimentální data, čárkované čáry – model PTM , plné čáry – model ITM .

Na obrázcích 2 a 3 jsou vyneseny průběhy součinitele tření C_f pro případy bez tlakového gradientu a s tlakovým gradientem. Z průběhu C_f je zřejmé, že model přechodu založený na součiniteli intermitence mnohem lépe kontroluje polohu počátku přechodu a délku přechodové oblasti než model založený na modifikaci produkčního členu. Nicméně oba modely vykazují schopnost predikovat přechodové proudění. Model přechodu založený na součiniteli intermitence byl validován i pro další testovací příklady, které lze nalézt v [1,2,3,4]. Na obrázku 4 jsou zobrazena pole turbulentní kinetické energie, součinitele intermitence ITM a součinitele PTM pro model plně turbulentního proudění, model přechodu

založený na součiniteli intermitence a model přechodu založený na modifikaci produkčních členů.



Obr. 3 Průběh součinitele tření pro případy obtékání desky s vlivem tlakového gradientu, symboly – experimentální data, čárkované čáry – model PTM, plné čáry – model ITM.



Obr. 4 Nahoře: pole turbulentní kinetické energie pro model plně turbulentního proudění bez modelování přechodu, uprostřed: pole součinitele intermitence ITM a turbulentní kinetické energie pro model přechodu založený na součiniteli intermitence, dole: pole součinitele PTM a turbulentní kinetické energie pro lokální model přechodu založený na modifikaci produkčních členů.

APLIKACE

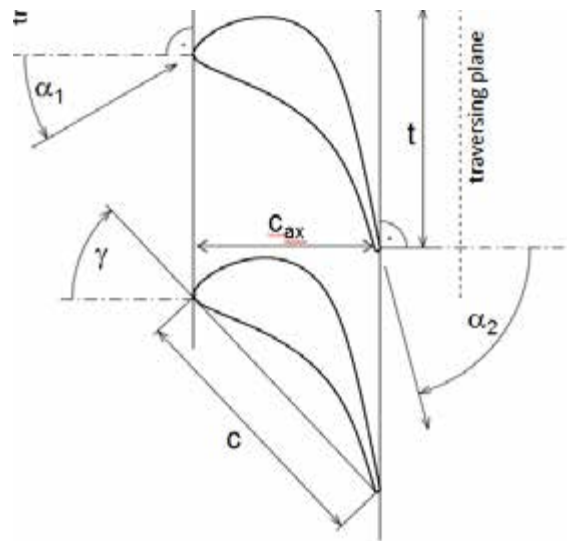
V následující části jsou uvedeny dva příklady aplikace modelu přechodu. Prvním příkladem je stlačitelné 2D

proudění ve středotlaké přímé turbínové lopatkové mříži. Jedná se o případ s relativně jednoduchou geometrií, na který je možné jednoduše aplikovat oba uvedené modely přechodu.

Druhým příkladem je stlačitelné proudění 3D proudění v axiálním turbínovém stupni s prizmatickými lopatkami které nejsou vybaveny bandáží. To znamená, že pod patním koncem rozváděcí lopatky a nad špičkovým koncem oběžné lopatky je radiální vůle. Proudění těmito radiálními vůlemi vede ke vzniku rozsáhlých struktur sekundárního proudění. Jedná se tedy o příklad komplexní geometrie a komplexního proudového pole. V tomto případě byl aplikován pouze lokálně formulovaný model přechodu založený na modifikaci produkčních členů.

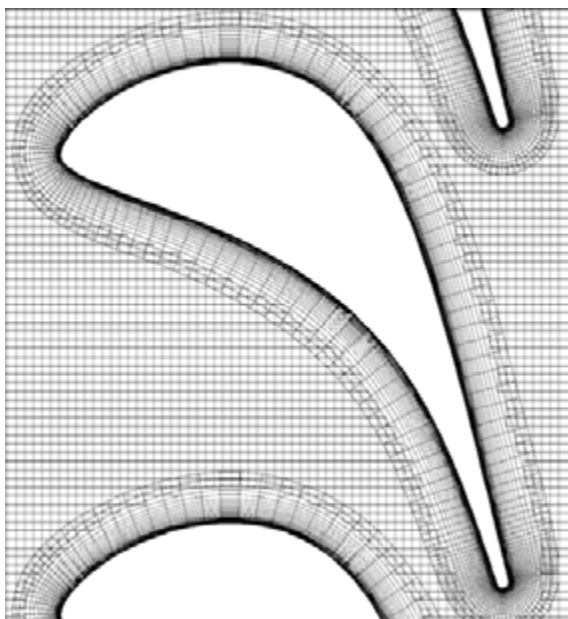
2D stlačitelné proudění ve středotlaké přímé turbínové lopatkové mříži

Na obrázku 5 je znázorněno schéma středotlaké přímé turbínové lopatkové mříže. Byl řešen režim daný výstupním izentropickým Machovým číslem $M_{2is} = 0,9$ a výstupním izentropickým Reynoldsovým číslem $Re_{2is} = 7,5 \times 10^5$.

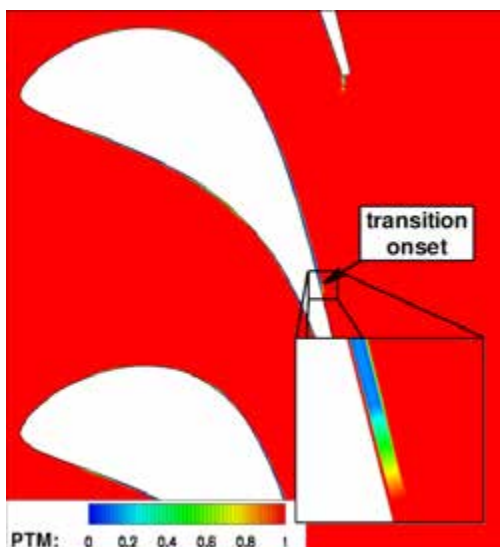
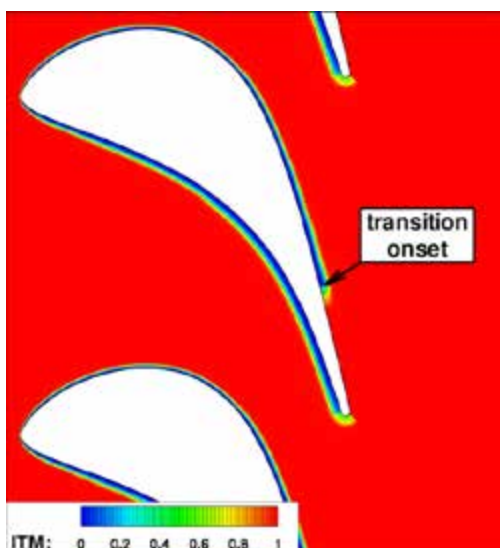


Obr. 5 Schéma středotlaké přímé turbínové lopatkové mříže.

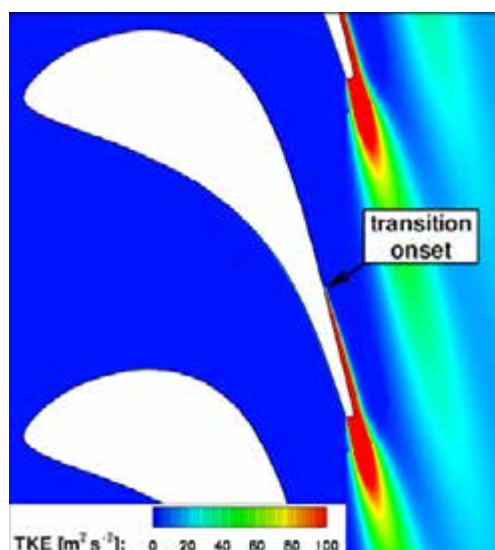
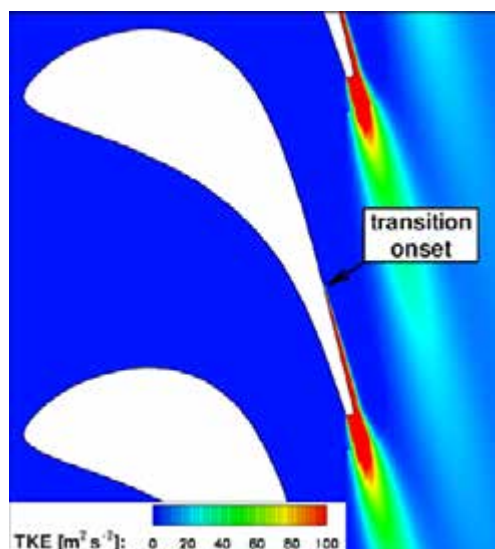
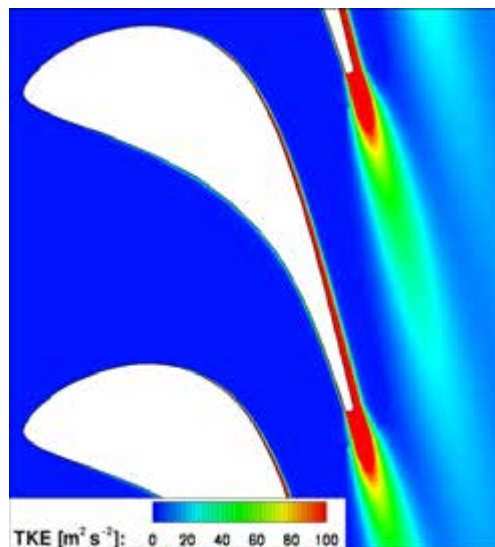
Výpočetní oblast byla pokryta víceblokovou strukturovanou sítí s blokem typu „O“ kolem profilu lopatky, jak je znázorněno na obrázku 6. Použití bloku typu „O“ kolem profilu je nezbytné pro implementaci modelu přechodu, který je založen na algebraické rovnici pro součinitel intermitence. Na obrázku 7 jsou porovnávána pole součinitele intermitence ITM a součinitele PTM. Je zřejmé, že oba modely přechodu predikují polohu přechodu prakticky ve stejném místě. Na obrázku 8 jsou porovnávána pole turbulentní kinetické energie pro model plně turbulentního proudění bez modelování přechodu, model založený na součiniteli intermitence ITM a model založený na modifikaci produkčních členů součinitelem PTM.



Obr. 6 Výpočetní síť.



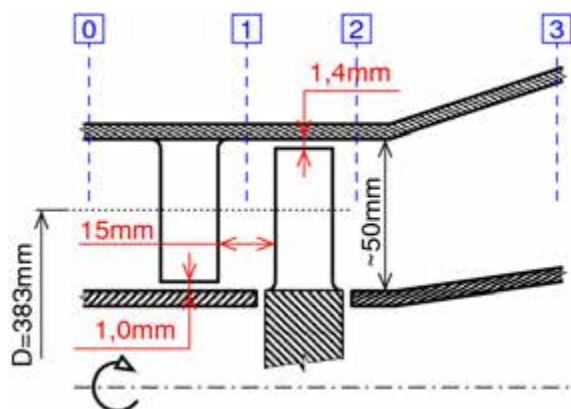
Obr. 7 Pole součinitele intermitence *ITM* (nahore) a pole součinitele *PTM* (dole).



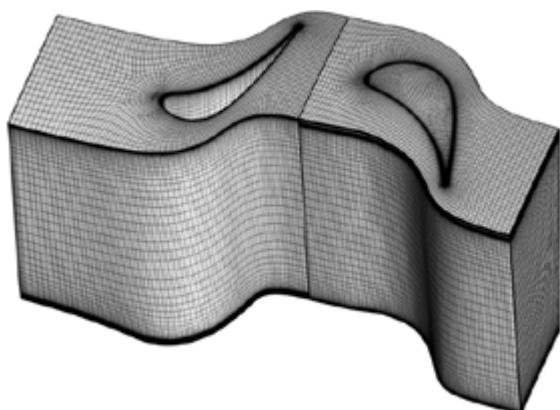
Obr. 8 Pole turbulentní kinetické energie, nahore – model plně turbulentního proudění, uprostřed – model přechodu založený na součiniteli intermitence *ITM*, dole – lokální model založený na modifikaci produkčních členů součinitelem *PTM*.

3D stlačitelné proudění v axiálním turbínovém stupni

Na obrázku 9 je uvedeno schéma axiálního turbínového stupně s prismatickými lopatkami a s radiálními vůlemi pod patním koncem rozváděcí a nad špičkovým koncem oběžné lopatky, na obrázku 10 je pak znázorněna multibloková strukturovaná výpočetní tíť. Proudění bylo řešeno pro expanzní poměr $p_{T0} / p_{S3} = 1,4$ (p_{T0} je celkový tlak ve vstupní rovině 0, p_{S3} je statický tlak ve výstupní rovině 3 – viz. obr. 9), pro rychlostní poměr $u / c_{03} = 0,6$ (u je zde oběžná rychlost, c_{03} je izentropická vstupní rychlost), což odpovídá otáčkám 7430 s^{-1} . Reynoldsovo číslo vztažené k těživě lopatky je přibližně $Re \approx 3 \times 10^5$.



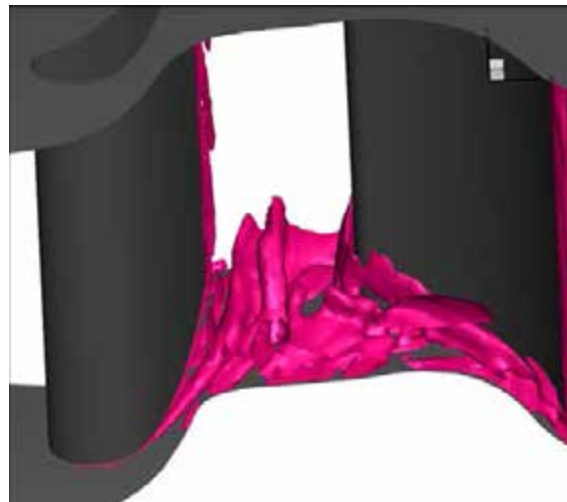
Obr. 9 Schéma axiálního turbínového stupně s prismatickými lopatkami.



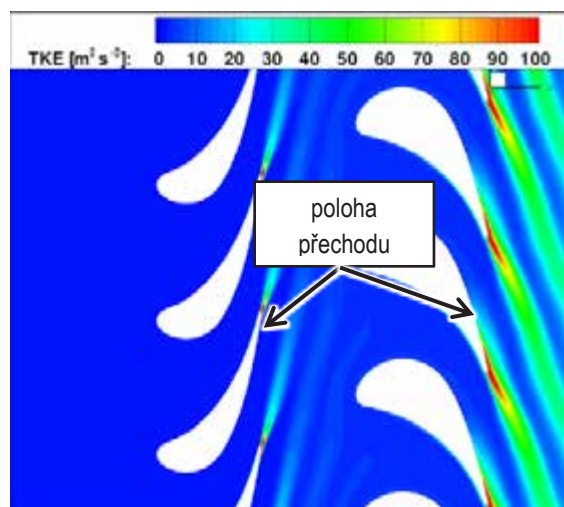
Obr. 10 Výpočetní síť.

Na obr. 11 jsou zobrazeny sekundární vírové struktury, které vznikají v důsledku proudění radiální vůlí pod patním koncem rozváděcí lopatky. Tyto vírové struktury pak interagují s oběžnou lopatkou a ovlivňují mimo jiné i přechod mezních vrstev na sací a tlakové straně oběžné lopatky v oblasti zasažené těmito strukturami. Na obrázku 12 je zobrazeno pole turbulentní kinetické energie v obvodovém řezu na středním průměru. V obrázku je vyznačena predikovaná poloha přechodu mezních vrstev do turbulence. Na obrázku 13 je zobrazen pohled na sací strany rozváděcí a oběžné lopatky. Modře je zobrazena laminární část mezní vrstvy, červeně turbulentní část mezní vrstvy. Je zřejmé, že na dolní čtvrtině povrchu sací strany rozváděcí lopatky nedochází k přechodu do turbulence vůbec, na horních

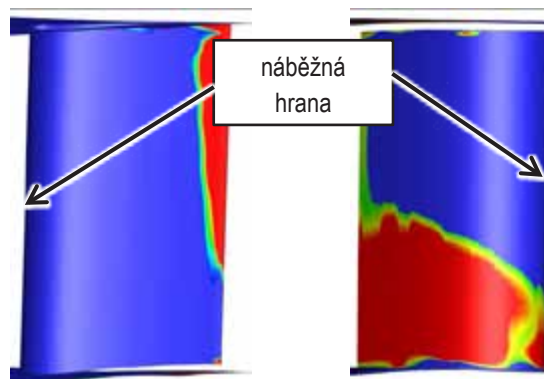
třech čtvrtinách dochází k přechodu těsně před odtokovou hranou. Dále je zřejmé, že na dolní polovině povrchu sací strany oběžné lopatky je přechod do turbulence vyvolán interakcí se sekundárními vírovými strukturami generovanými za radiální vůlí pod patním koncem rozváděcí lopatky.



Obr. 11 Sekundární vírové struktury – izoplochy $|\Omega - S|$.



Obr. 12 Pole turbulentní kinetické energie v obvodovém řezu na středním průměru.



Obr. 13 Vpravo: sací strana rozváděcí lopatky, vlevo: sací strana oběžné lopatky, modrá barva: laminární část mezní vrstvy, červená barva: turbulentní část mezní vrstvy.

ZÁVĚR

V práci byly popsány dva algebraické modely přechodu mezní vrstvy do turbulence. Oba modely byly implementovány společně s nelineárním modelem turbulence. Oba modely byly validovány pro případ proudění kolem rovné desky s vlivem i bez vlivu podélného tlakového gradientu. Modely přechodu byly dále aplikovány na případ dvourozměrného stlačitelného proudění v přímé turbínové lopatkové mříži a na případ třírozměrného stlačitelného proudění v axiálním turbínovém stupni s radiálními vřeteli pod patním koncem rozváděcí a nad špičkovým koncem oběžné lopatky. Přestože model přechodu založený na součiniteli intermitence *ITM* umožňuje precizní kontrolu začátku přechodu a délky přechodové oblasti, pro jeho nelokální formulaci jej nelze implementovat pro případy s komplexní geometrií. Naproti tomu lokálně formulovaný model přechodu založený na modifikaci produkčních členů součinitelem *PTM* lze jednoduše aplikovat i na 3D případy s komplexní geometrií a složitým proudovým polem.

PODĚKOVÁNÍ

Tato práce vznikla za podpory projektu TA02021336 Technologické agentury České republiky a za podpory dlouhodobého rozvoje poskytované Ministerstvem průmyslu a obchodu České republiky.

Literatura:

- [1] Straka P., Přihoda J.: *Application of the Algebraic Bypass-Transition Model for Internal and External Flows*; Proc. Conf. Experimental Fluid Mechanics, 636-641, Ještěd, 2010
- [2] Straka P., Přihoda J., Šafařík P.: *Prediction of Boundary Layer Transition in the Transonic Blade Cascade with a Sudden Change of Surface Curvature*; Proc. Conf. AEaNMiFMaE, 261-268, Deměnovská dolina, 2012
- [3] Přihoda J., Straka P., Fürst J., Popelka L.: *Comparison of Various Laminar/Turbulent Transition Models*; Proc. Conf. AEaNMiFMaE, 203-206, Liptovský Ján, 2014
- [4] Přihoda J., Straka P.: *Extension of the Algebraic Transition Model for the Wall Roughness Effect*; Proc. Conf. Experimental Fluid Mechanics, Prague, 2015 (in print)
- [5] Langtry B. R.: *Prediction of Transition for Attached and Separated Shear Layers in Turbomachinery*; Master Thesis, Carleton University, Ottawa, 2002
- [6] Biswas D., Fukuyama Y.: *Calculation of Transitional Boundary Layers With an Improved Low-Reynolds-Number Version of the $k-\epsilon$ Turbulence Model*; Jour. of Turbomachinery, Vol. 116, 765-773, 1994
- [7] Rumsey C. L., Gatski T. B.: *Recent Turbulence Model Advances Applied to Multielement Airfoil Computations*; Jour. of Aircraft, Vol. 38, No. 5, 904-910, 2001
- [8] Rumsey C. L., Gatski T. B.: *Summary of EASM Turbulence Models in CFL3D With Validation Test Cases*; Nasa Report NASA/TM-2003-212431, Hampton, 2003
- [9] Straka P.: *Numerical Simulation of High-Swirl Flow in Axial Turbine Stage*; Proc. Conf. Experimental Fluid Mechanics, Prague, 2015 (in print)
- [10] Narasimha R.: *The Laminar-Turbulent Transition Zone in the Boundary Layer*; Progress in Aerospace Science, Vol. 22, 29-80, 1985
- [11] Denissen N. A., Yoder D. A., Georgiadis N. J.: *Implementation and Validation of a Laminar-to-Turbulent Transition Model in the Wind-US Code*; Nasa Report NASA/TM-2008-215451, Cleveland, 2008
- [12] Straka P.: *Simulation of a 3D unsteady Flow in an Axial Turbine Stage*; Proc. Conf. Experimental Fluid Mechanics, 979-987, Jičín, 2011
- [13] *Testcase C20, Classic ERCOFTAC Database*; <http://cfd.mace.manchester.ac.uk/ercoftac/>

Fyzikální modelování rozptylu plynů nad složitým terénem

Ing. Petr Michálek, Ph.D., Mgr. David Zacho, Ph.D., VZLÚ

Ve větrném tunelu se simulovanou atmosférickou mezní vrstvou ve VZLÚ byla provedena experimentální studie rozptylu plynů nad složitým terénem. Byl vyroben model města Liberce v měřítku 1:1500 a umístěn do větrného tunelu. Byla provedena měření rozptylu plynů z přízemního bodového zdroje za účelem zjištění rozsahu zasažené oblasti. K měření byl použit uhlovodíkový stopovací a detekční systém s plamenovými ionizačními detektory. Tato měření slouží k ověření matematického modelu rozptylu plynů, který je vyvíjen ve VZLÚ.

Úvod

Fyzikální modelování rozptylu plynů tvoří důležitou část ve vývoji výpočetních rozptylových modelů. Ve VZLÚ je vyvíjen nový matematický model rozptylu plynů sloužící k odhadu zasažené oblasti nebezpečnými plyny při havárii nebo teroristickém útoku. Výpočetní model je založen na numerické simulaci proudění stlačitelného plynu v gravitačním poli. Model využívá metodu konečných objemů a metodu RANS (Reynolds-averaged Navier-Stokes equations). Výsledný software bude používat předvypočtené výsledky proudění a rozptylu plynů ve vybraných lokalitách v blízkosti chemických továren nebo jiných průmyslových provozů v České Republice. Pomocí aktuálních meteorologických dat odhadne rozsah nejnebezpečnější oblasti. Odhad bude sloužit jednotkám integrovaného záchranného systému k zefektivnění zásahu, případně úřadům pro vypracování krizových plánů.

Ve VZLÚ v minulosti např. Jirsák a Ulman [1] provedli studii rozptylu kominové vlečky, Ulman [2] provedl měření rozptylu kolem nádraží, Ulman a kol. [3] měřili rozptyl plynů v topograficky složitém terénu. Některé světové experimentální práce studovaly rozptyl plynů z přízemního zdroje, např. Roberts a Fryer-Taylor [4], Hall a kol. [5], Lawton a Robins [6] a Yassin a kol. [7]. Práce z posledních let v České Republice studovaly rozptyl z průmyslového provozu (Nosek a kol. [8], Jaňour a kol. [9]).

Experimentální zařízení

Experimentální studie byla provedena ve větrném tunelu se simulovanou atmosférickou mezní vrstvou (BLWT – boundary layer wind tunnel) ve VZLÚ. Tento větrný tunel je s otevřeným oběhem, jeho šířka v modelové sekci je 1.8 m a výška cca. 1.5 m podle nastavení stropu. Zkušební sekce, kde dochází k vývoji simulované atmosférické mezní vrstvy, je dlouhá 13.6 m. Tunel je poháněn ventilátorem o příkonu 55 kW. Maximální rychlost nad mezní vrstvou je cca. 24 m/s. Referenční rychlost proudění nad mezní vrstvou je měřena dvěma nezávislými sondami, a to Prandtlouou trubicí a sondou se žhaveným prvkem. Mezní vrstvu je možné simulovat pro zemědělský, předměstský nebo městský terén v kategoriích podle Eurokódu 1 [10].

Simulovaná předměstská mezní vrstva kategorie III. se vyvíjela nad deskami s nalepeným posypem brusiva zrnitosti 4 mm. Tyto desky s brusivem byly montovány na začátek zkušební sekce v délce 7 m. Zbytek zkušební sekce a celá modelová sekce byla pokryta vlastním modelem. Na začátku zkušební sekce se nacházela bariéra výšky 140 mm a šířky 1.75 m, která sloužila jako generátor turbulence. Plynulý přechod z desek s posypem na vlastní terénní model byl zajištěn pomocí postupného přidávání vrstev a přechodového dílu, který plynule navazoval na vrstevnice modelu.



Obr. 1 Střední část terénního modelu s traverzovacím zařízením

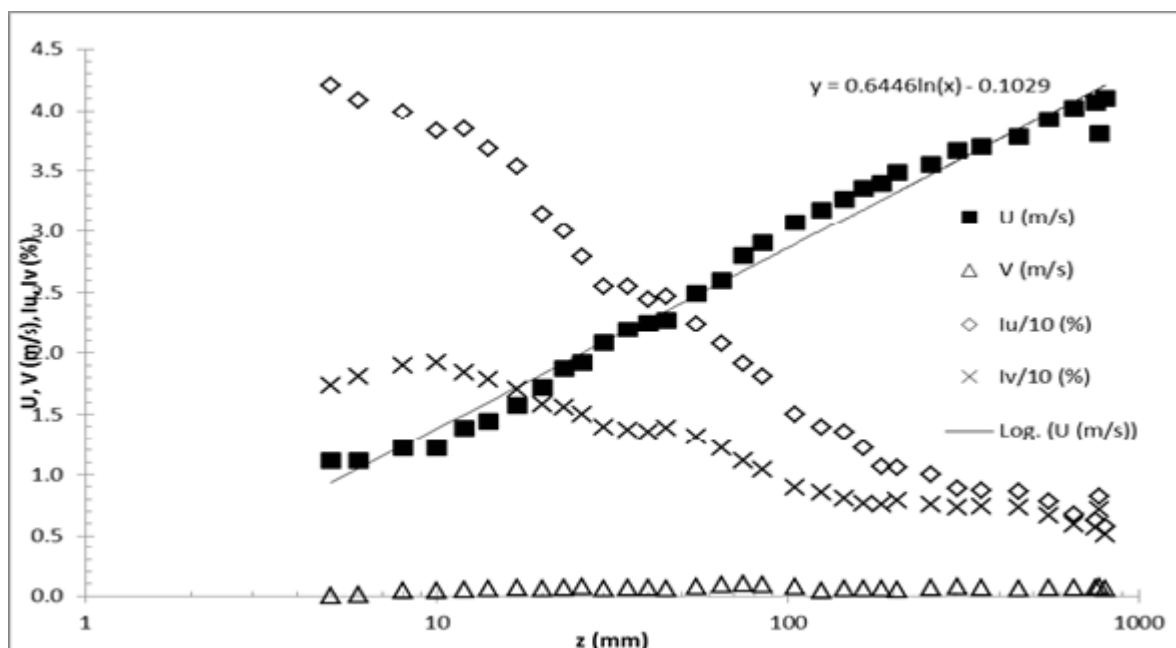
Terénní model byl vyroben podle vrstevnic vygenerovaných z digitálního modelu oblasti města Liberce a okolí. Model byl vyroben v měřítku 1:1500 a obsahuje oblast velikosti 9.0 km x 2.4 km. Modelovaná oblast je ve směru severozápad-jihovýchod podél údolí Lužické Nisy a v blízkosti jejího středu obsahuje teplárnu jako možný zdroj úniku plynů. Terénní model byl pokryt stejným brusivem zrnitosti 4 mm pro zvýšení aerodynamické drsnosti. Byly vyrobeny modely větších budov, budov teplárny a budov sídliště Rochlice. Ostatní budovy byly nahrazeny posypem. Část modelu s emisním zdrojem (bílý obdélník) je na obr. 1. Emisní zdroj je komora 25 x 25 x 10 mm s filtrační látkou na horním povrchu a je vestavěn do úrovně terénu v místě teplárny. Směr hlavního proudění je zprava doleva.

Mezní vrstva nad emisním zdrojem byla změřena sondou se dvěma žhavenými drátky a její profil střední rychlosti je na obr. 2, kde U (m/s) je podélná složka vektoru rychlosti, V (m/s) je kolmá složka vektoru rychlosti, l_u (%) je intenzita turbulence složky U , l_v (%) je intenzita turbulence složky V a z (mm) je výška nad terénem. Tento vertikální profil rychlosti se liší od ideálního logaritmického profilu díky vysoké turbulenci způsobené okolními kopci a budovami. Mezní vrstva se dotváří podle konfigurace terénu na modelu a neodpovídá tedy teoretickému profilu střední rychlosti pro rovnoměrně drsný terén. Referenční rychlost U_E byla nastavena na cca. 4.4 m/s a byla použita pro rychlostní i pro rozptylová měření. Referenční rychlost splňuje požadavek na minimální Reynoldsovo číslo drsnosti $Re^* = z_0 u^* / \nu \geq 1$, kde ν je kinematická viskozita vzduchu

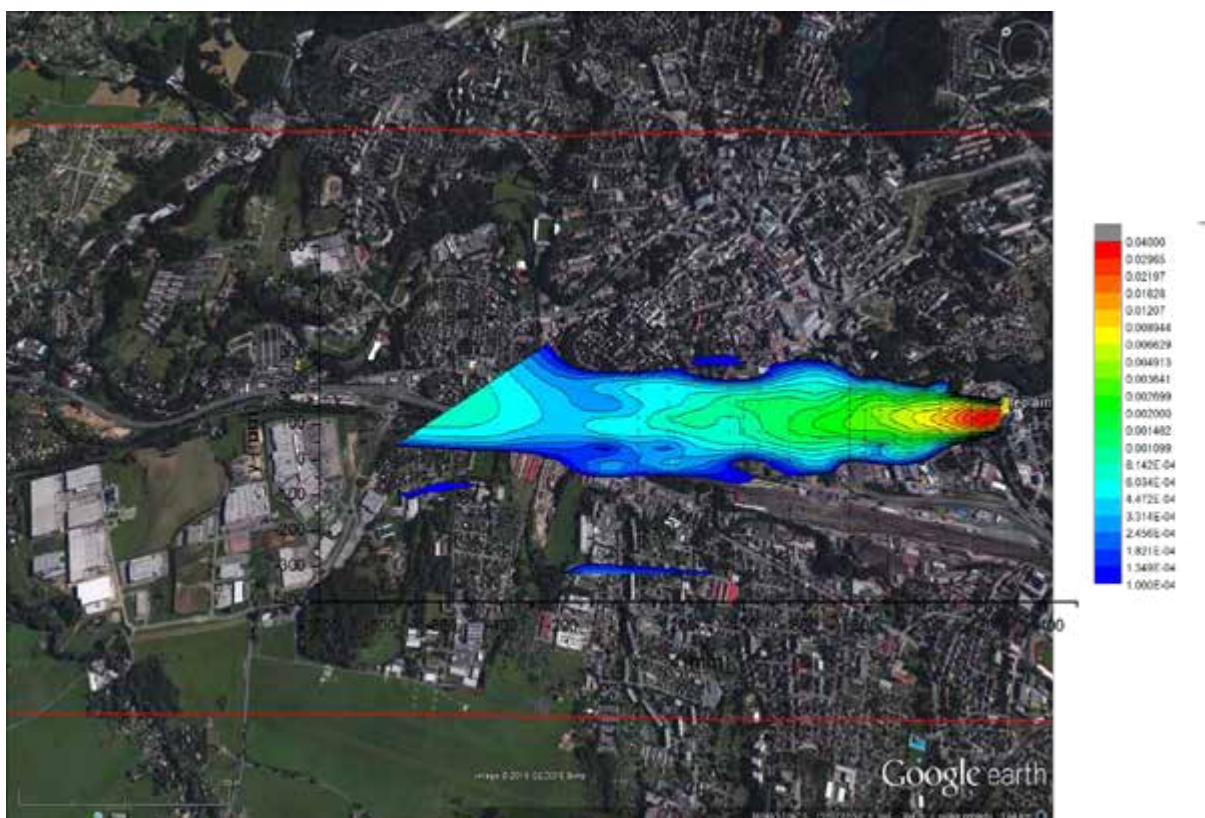
(m^2/s), u^* je třecí rychlost (m/s) a z_0 je aerodynamická drsnost (m). Hodnoty z_0 a u^* byly stanoveny z logaritmického prokladu složky U .

Modelování rozptylu plynů

Emisní zdroj byl připojen přes průtokové kontroléry k tlakovým lahvím s plyny. Jako stopovací plyn se používal etan, který byl detekován plamenovými ionizačními detektory (FID – flame ionization detector), které fungují na principu měření změny elektrického proudu přes vodíkový plamen při průtoku vzorku s hořlavým stopovacím plynem. Pro neutrální nevztlakovou emisi plynů byla používána směs stlačeného vzduchu a etanu při dávkování 5.1 l/min vzduchu a 0.25 l/min etanu. Pro emisi těžkého plynu byla používána směs vzduchu a fluoridu sírového SF₆, který je cca. 5x hustší než vzduch při pokojové teplotě. Koncentrační pole bylo měřeno pomocí sondy se čtyřmi odběrovými trubičkami umístěné na traverzovacím zařízení, nerezové kapiláry a peristaltické pumpy, která pumpovala odebrané vzorky z tunelu do čtyř detektorů FID. Kalibrace FIDu byla prováděna pomocí kalibrační směsi z láhve s přesnou koncentrací 100 ppm (parts per million) etanu ve vzduchu. Doba vzorkování jednoho bodu byla 60 s, poté se sonda přesunula pomocí traverzéry na další bod a 30 s čekala, než se spustí měření, aby došlo k odstranění zbytku předchozího vzorku z odběrových kapilár. Signál z FIDu měřený připojeným elektrometrem byl digitalizován a uložen v PC pomocí programu v systému LabView. Byly vypočteny střední hodnoty ze záznamu v každém měřicím bodě.



Obr. 2 Profil středních rychlostí nad emisním zdrojem



Obr. 3 Rozsah vlečky v porovnání se satelitní fotografií oblasti

Byla vytvořena síť měřicích bodů pro výšky 5, 15, 25, 50 mm atd. po 25 mm až do výšky 250 mm nad úrovní zdroje, aby bylo proměřeno celé koncentrační pole v dosahu traverzovacího zařízení s přihlédnutím k tvaru terénu. Terénním útvarem a budovám bylo nutné se vyhnout, proto některé oblasti v nižších výškách do 50 mm nad úrovní emisního zdroje nebylo možné změřit.

Výsledky a závěr

Změřené střední koncentrace c (ppm) byly přepočteny na bezrozměrné hodnoty

$$C^* = (cU_\epsilon H^2)/Q$$

kde U_ϵ (m/s) je referenční rychlost nad mezní vrstvou změřená sondou se žhaveným prvkem, H je rozdíl výšek mezi nejvyšším a nejnižším bodem modelu v plném

měřítka (135 m) a Q je průtok emisí zdrojem (5.35 l/min). Síť koncentrací byla zpracována do plošného obrysového grafu pro modelovou výšku 5 mm (7,5 m v plném měřítku), viz obr. 3. Měřicí body jsou vyznačeny křížky. Hlavní směr proudění je zprava doleva. Je možné pozorovat rozsah vlečky šířící se ze zdroje, který se nachází na vyznačeném místě na pravém okraji obr. 3. Pro porovnání se skutečným terénem byl graf proložen se satelitní fotografií dané oblasti. Na základě více horizontálních měření v různých výškových úrovních je možné určit rozsah emisí zasažené oblasti horizontálně i vertikálně.

Tento článek pojednává o měření rozptylu ve směru jihovýchod-severozápad, v současné době probíhají měření rozptylu ve směru opačném. Tyto dva směry v kombinaci s neutrální nebo těžkou emisí plynu budou sloužit k ověření výsledků matematického modelu. Dále budou výsledky porovnávány s polním měřením rozptylu v zastavěném terénu, které je připravováno.

Oznámení

Autoři děkují za podporu v rámci projektu VG20122015098 „SCENT“ Ministerstvu vnitra České Republiky.

Literatura:

- [1] Jirsak M., Ulman R. *Chimney plumes simulation in the boundary layer wind tunnel*. Advances in Air Pollution Series XI, WIT Press, UK, 2003
- [2] Ulman R., Drbohlav J., Zachoval D. *Dispersion of Harmful Gas Inside Urban Area*, Proceedings of 7th UK Conference on Wind Engineering, eds. I. Taylor and M. Vezza, Glasgow, pp.201-204, 2006
- [3] Ulman R., Janour Z., Sedenkova H., Drbohlav J. *The physical modelling of gas dispersion in topographically complicated terrain*. EACWE4 – The Fourth European & African Conference on Wind Engineering, J. Naprstek & C. Fischer (eds.), ITAM AS CR Prague, paper #189, 2005
- [4] Roberts P.T., Fryer-Taylor R.E.J. *Wind-tunnel studies of roughness effects in gas dispersion*. Atmospheric Environment 28, 1861-1870, 1994
- [5] Hall D.J., Kukadia V., Walker S., Tilz P., Marsland G.W. *The Effect of Release Time on the Dispersion of a Fixed Inventory of Heavy Gas – A Wind Tunnel Model Study*. Proceedings of Physmod 2007
- [6] Lawton T., Robins A. *Flow and dispersion around tall buildings*. Proceedings of Physmod 2007
- [7] Yassin M.F., Ohba M., Tanaka H. *The influence of obstacles on the flow and pollutant dispersion in an urban environment*. 14th joint conference on application of air pollution meteorology with the air and waste management Assoc, Atlanta, Georgia, USA, 1-9, 2006
- [8] Nosek S., Janour Z., Kukacka L., Jurcakova K., Kellnerova R. and Gulikova E. *Atmospheric dispersion modelling over complex terrain at small scale*. EPJ Web of Conferences 67, 02084, 2014
- [9] Janour Z., Jurcakova K., Brych K., Ditttr F., Ditttrich F. *Potential risks at an industrial site: A wind tunnel study*. Process Safety and Environmental Protection 88, 185-190, 2010
- [10] Eurocode 1: Action on structures – Part 1-4: General actions – Wind loads (EN 1991-1-4), European Committee for Standardisation, Brussels, 2010

Modelování indukovaného víru za křídlem pomocí RANS a LES simulací a porovnání s měřením.

Ing. Jiří Matějů, VUT v Brně; Dr. Philip Griffin, University of Limerick

Tato studie porovnává charakteristiky indukovaného víru ve vzdálenosti $x/c = 5, 6, 7, 8$ za obdélníkovým křídlem s profilem NACA0012 ofukovaném v aerodynamickém tunelu při rychlosti 34 m/s ($Re = 3.22 \times 10^5$), úhlu nastavení 10deg a turbulenci na vstupu 0.5%. Výsledky jsou získány pomocí CFD řešiče Star CCM+ a měření na universitě v Limericku v aerodynamickém tunelu pitot-statickou trubicí s 5-ti vstupními otvory. Studie navazuje na práci [8],[9]. Ucházející výsledky středních veličin v porovnání s měření byly dosaženy pomocí LES simulace, přestože výpočetní síť nebyla dostatečně jemná. RANS metody vedou k rychlejší dissipaci víru za křídlem. Velké rozdíly ve vývoji turbulentních charakteristik jsou pozorovány mezi jednotlivými turbulentními modely.

Úvod

Význam modelování indukovaného víru za křídlem

Každý objekt umístěný za jiným objektem je ovlivněn rozrušeným proudem vzduchu:

- Letoun v indukovaném víru jiného letounu.
- Letoun ve vrtulovém víru.
- Interakce větrných elektráren.
- Klapka za křídlem.
- Interakce listů vrtulníkového rotoru s víry generovanými ostatními listy.

Správný numerický model je z tohoto důvodu nezbytný v těchto případech. Validace charakteristik indukovaného víru v $x/c = 5, 6, 7, 8$ je rozšíření výzkumu [8],[9].

Fyzikální popis indukovaného víru za křídlem

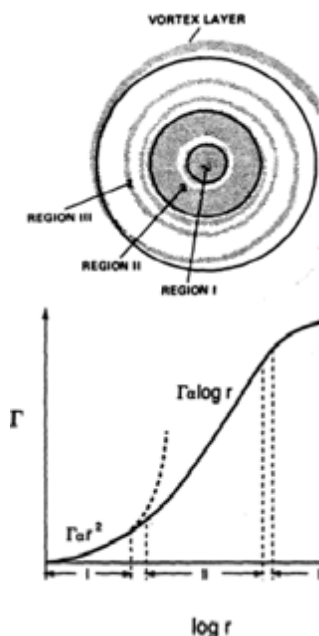
Indukovaný vír za křídlem vzniká v důsledku rozdílu tlaku mezi spodní a horní částí křídla. Rozdíl tlaku vede ke vzniku kolmé složky rychlosti na směr nerušeného proudu. Druhotný efekt je urychlení, či zpomalení proudu vzduchu v axiálním směru. Vývoj axiální rychlosti je způsoben:

- Snížením hybnosti proudění v mezní vrstvě křídla a tím snížením axiální rychlosti [8],[9]
- Tlakovým gradientem způsobeným vývojem kolmé složky rychlosti vedoucí ke zvýšení axiální rychlosti v jádře víru. [8],[9]

- Opačnou rotací druhotných víru vzniklých za křídlem vedoucích ke snížení axiální rychlosti [11].

Vír lze, analogicky k turbulentní mezní vrstvě na stěně, rozdělit na tři regiony obrázek 1, [10]:

- Region 1 – Viskózní jádro (cirkulace roste s kvadrátem vzdálenosti od jádra)
- Region 2 – v literatuře označován jako “semilogaritmická region”
- Region 3 – v literatuře označován jako “defect law region”



Obrázek 1 Struktura indukovaného víru. [10]

Turbulence v indukovaném víru vzniká zejména: turbulentní stříhovou vrstvou vniklou spojením vrstvy vzduchu nad křídlem s vrstvou vzduchu pod křídlem, dále také interakcí primárního víru se sekundárními. Relaminarizace v indukovaném víru pak vzniká zejména v důsledku nízkého Rossbyho čísla (poměr setrvačné a koriolisovy síly). [11], [2]

Přehled literatury

Měření indukovaného víru

Výsledky rozsáhlého měření a popis podrobné fyzikální struktury indukovaného víru jsou uvedeny v [2] a [10]. Další měření jsou uvedena například v [4].

Numerické modely indukovaného víru za křídlem

V níže uvedené tabulce je přehled CFD modelů použitých pro modelování víru za křídlem. Zatímco střední charakteristiky víru jsou schopné postihnout některé RANS nebo uRANS modely, vysoce turbulentní strukturu v indukovaném víru je možné získat pouze pomocí pokročilých CFD modelů jako DES, LES nebo DNS.

Tabulka 1: CFD modely indukovaného víru.

CFD Model	Zkoumané veličiny	Zdroj
1 RANS-SA	S	[7]
RANS-SADM	S	[7]
RANS-SARC	S	[7]
2 LES/ILES	S, T	[11]
3 RANS/URANS - RST s VC	S, T	[8],[9]
LES s VC	S, T	[8],[9]
4 RANS-SA	S	[6]
DDES	S	[6]
5 RANS linear EVM	S, T	[3]
RANS – nonlinear EVM	S, T	[3]
RANS – RST-TCL	S, T	[3]
8 RANS - $k - \omega$	S, T	[5]
RANS DRSM	S, T	[5]
Hybrid RANS-LES	S, T	[5]

S - střední, T - turbulentní veličiny

Popis zkoumaného problému

Fyzikální a okrajové podmínky

Pro výpočty byly zvoleny podmínky mezinárodní standardní atmosféry v 0 m MSA Tabulka 2. Rychlost proudění $34 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ a turbulence 0.5% byly zvoleny na základě předchozí studie [8].

Tabulka 2: Fyzikální podmínky

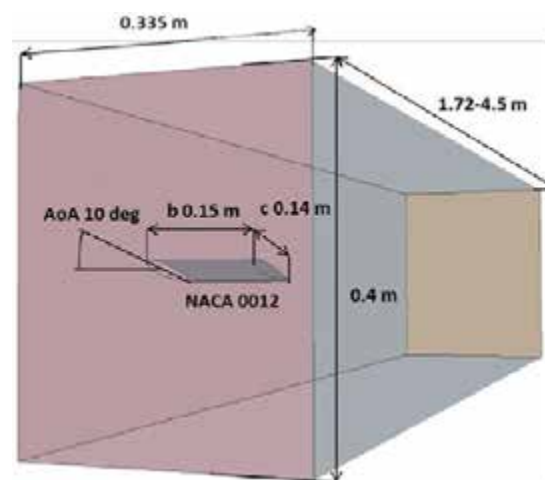
U_∞	34	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
------------	----	--------------------------------

Tu_∞	0,5	%
ρ	1,225	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
Re	$3,22 \cdot 10^5$	1
Ps_∞	101325	Pa
T	288,15	K
μ	$1,81206 \cdot 10^{-5}$	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$

Geometrie

Tabulka 3 Geometrie zkoumaného problému

Profil křídla	NACA 0012		
Hloubka křídla	c	0,14	m
Wing Span	b	0,15	m
Úhel nastavení	AoA	10	deg
Šířka tunelu	w	0,335	m
Výška tunelu	h	0,4	m



Obrázek 2 Geometrie zkoumaného problému

Popis numerické simulace

Popis výpočetní sítě

Čtyři výpočetní sítě byly použity pro studii vlivu použité metody na výsledky (Sensitivity study), tabulka 1, obrázek 5. Pro generování plošné sítě je použit Surface remesher a wrapper. Na hraně křídla v místě generování indukovaného víru je použit Curve refinement pro zhuštění elementů v místě odtrhávání proudění. Pro generování objemové sítě je využito polyhedrálních elementů. Výpočetní sítě se liší zejména počtem prismatických vrstev a velikostí elementů v kontrolním objemu. Na obrázku 5 je rovněž uveden souřadnicový systém. Wall Y+ hodnota na různých sítích a pro různé turbulentní modely je uvedena na obrázku 6. U LES simulace (d) na stěnách tunelu a u Average sítě bez prismatické vrstvy (a) se objevují hodnoty Wall Y+ v nevhodném rozsahu 1-30.

$k - \omega$ model turbulence

Stacionární RANS SST $k - \omega$ model turbulence byl použit s All y +, Vorticity Confinement, Cell Quality Remediation a s předpokladem nestlačitelného proudění.

Curvature correction bylo použito pro zlepšení přesnosti výpočetního modelu pro silně zakřivené proudnice CD-adapco (2014). Hodnoty residuí se dostaly pod $1 \cdot 10^{-4}$ za méně než 1000 iterací.

RSTM model turbulence

Nestacionární *RANS* – *RSTM* model turbulence byl použit s All y^+ , s Vorticity Confinement a s předpokladem nestlačitelného proudění. Reynolds Stress Transport je model turbulence, který na rozdíl od ostatních modelů turbulence, řeší 6 rovnic pro každý tensor napětí (gradient rychlosti).

Výpočet byl nejprve spuštěn stacionárně na 1450 iterací, residua se ale neustálila na dostatečně nízké hodnotě, proto byl následně spuštěn nestacionárně s časovým krokem 0.001s, 20-ti vnitřními iteracemi po dobu 0.368s, kdy se dosáhlo staticky stabilního řešení.

LES model turbulence

Large Eddy Simulation je metoda modelování turbulence založená na filtrování malých fluktuací a řešení pouze části turbulentního spektra. Velké vírové struktury jsou přímo řešeny, kdežto menší víry jsou modelovány pomocí SGS modelu turbulence [8]. Pro výpočet pomocí LES je nutná vysoká hustota výpočetní sítě, protože SGS model turbulence je isotropní, což je hypotéza platná pouze pro víry o vysoké frekvenci. Wall – Adapting – Local – Eddy – Viscosity (WALE) model byl použit pro modelování SGS napětí (gradientů rychlosti). LES je nestacionární metoda a je nutné výpočet spustit na dostatečně dlouhý časový interval pro dosažení statisticky stabilního řešení s velmi malým časovým krokem pro zachycení turbulence o vysoké frekvenci. Z tohoto důvodu je LES metoda velmi výpočetně náročná. LES na very fine síti byla spuštěna nejprve pomocí *RANS* $k - \omega$ pro dosažení počátečního řešení. Následně byla nastavena LES simulace s časovým krokem 0.0001s s 8-mi vnitřními iteracemi po dobu 1.5s, tedy celkově 120 000 iterací. Výpočet byl spuštěn na 192 výpočetních jádrech po dobu přibližně 2 dnů.

Výpočetní řešič

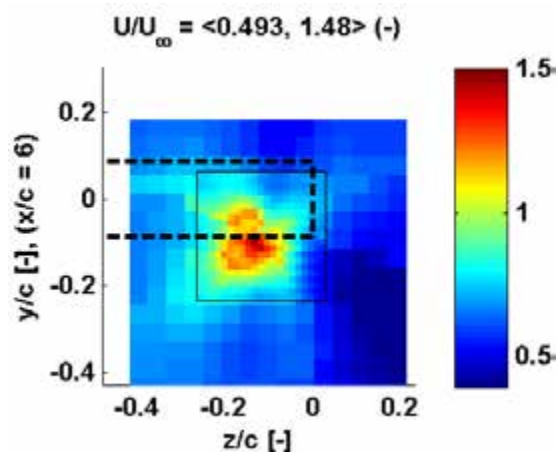
Implicit steady nebo unsteady řešič se segregated flow byl použit pro všechny výpočty. Segregated flow model je vhodný pro modelování nestlačitelného proudění [1]. Implicit steady model je výhodný, protože není citlivý na vyšší CFL (Courant-Friedrichs-Lewy number) O'Regan(2014).

Popis měření

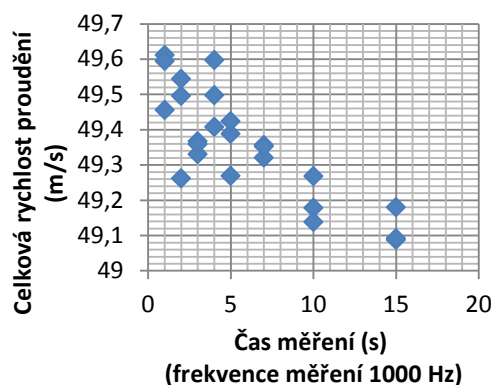
Měření pomocí pitot-statické trubice s pěti vstupními otvory

Pro měření byl využit otevřený aerodynamický tunel s uzavřenou měřicí sekci o rozměrech měřicí sekce 1m x 0.335m x 0.4m umístěný na Universitě v Limericku. Pro měření byla použita pitot-statická trubice s 5-ti vstupními

otvory (5HP) s Five Honeywell DUXL05D diferenciálním tlakovým převodníkem a National Instrument 6210 DAQ zařízením. Měření probíhalo s frekvencí 1000 Hz po dobu 10s na každé pozici pro dosažení statisticky stabilního výsledku. Pro vyhodnocení měření byla využita aplikace Multiprobe 3.5.0_8_10_09. První měření k určení pozice jádra víru bylo měřeno na hrubé mříži o rozměrech 80x80mm s krokem 6mm. Následně měření bylo na jemné mříži o rozměrech 40x40mm s krokem 2mm. Hrubost jemné a hrubé mříže je patrná na Obrázek 3. Obrázek 4 ukazuje přesnost měření v porovnání s časem měření na jedné pozici.



Obrázek 3 Hrubost měření pomocí pitostatické trubice (Normalizovaná složka střední rychlosti v axiál. směru)

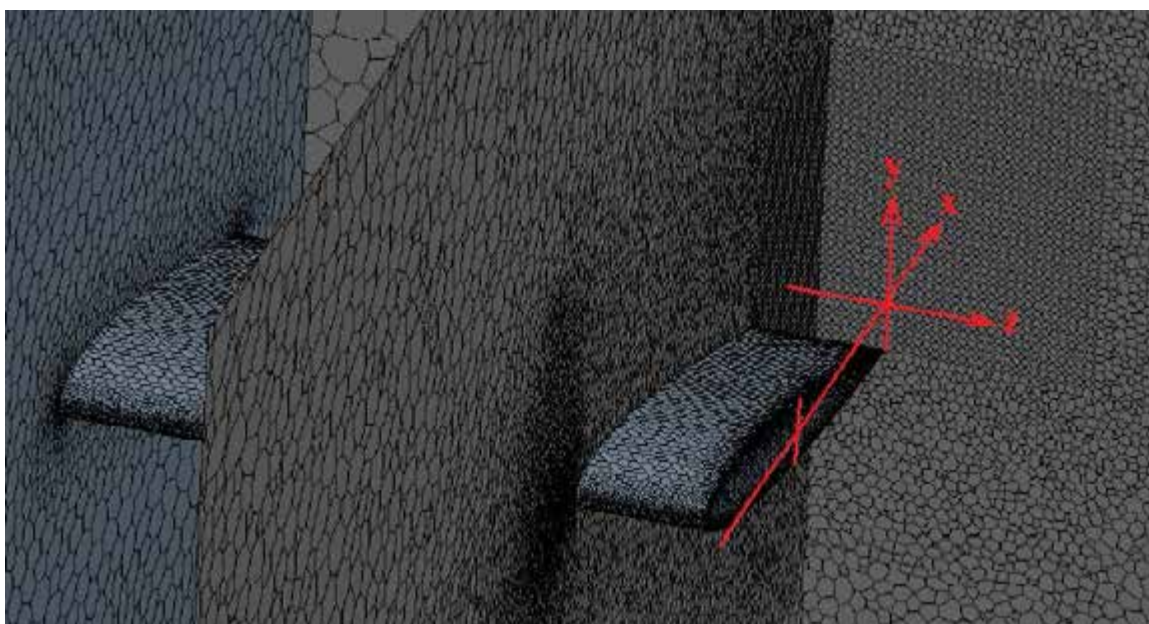


Obrázek 4 Přesnost měření na základě celkové rychlosti proudění v závislosti na době měření v jádru víru.

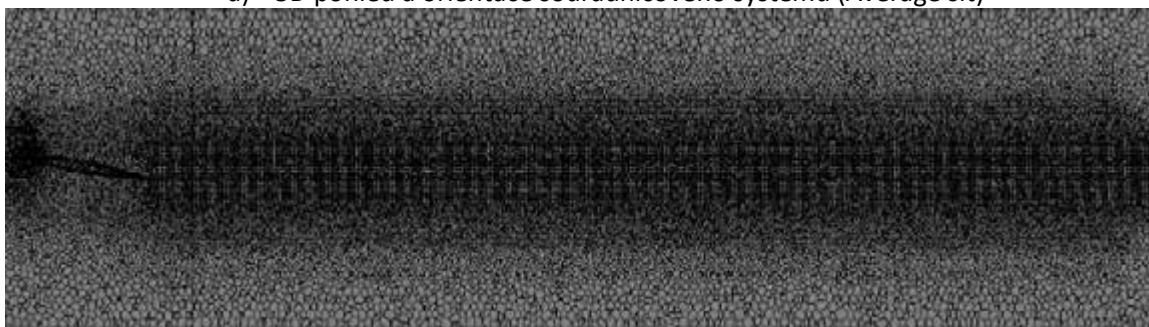
Tabulka 4: Popis sítě pro CFD výpočet

Sít'	<i>Fine</i>	<i>Average</i>	<i>Finer</i>	<i>Very Fine</i>
Elementů	$2,86 \cdot 10^6$	$4,8 \cdot 10^6$	$7 \cdot 10^6$	$10 \cdot 10^6$
Kontrolní objem VE (mm)	2,8	2,1	1,82	1,68
VE (tunel/křídlo)(mm)	35/1,4	2,8	11,2/1,82	16,8/1,4
PV (tunel/křídlo)	5/10	0/0 nebo 5	0/4	5/10

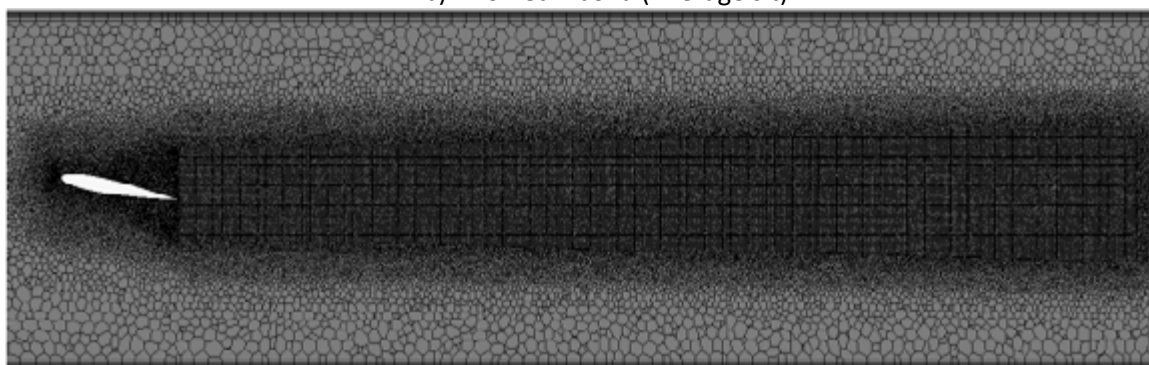
VE – cílová velikost elementu, *PV* – počet prismatických vrstev



a) 3D pohled a orientace souřadnicového systému (Average síť)

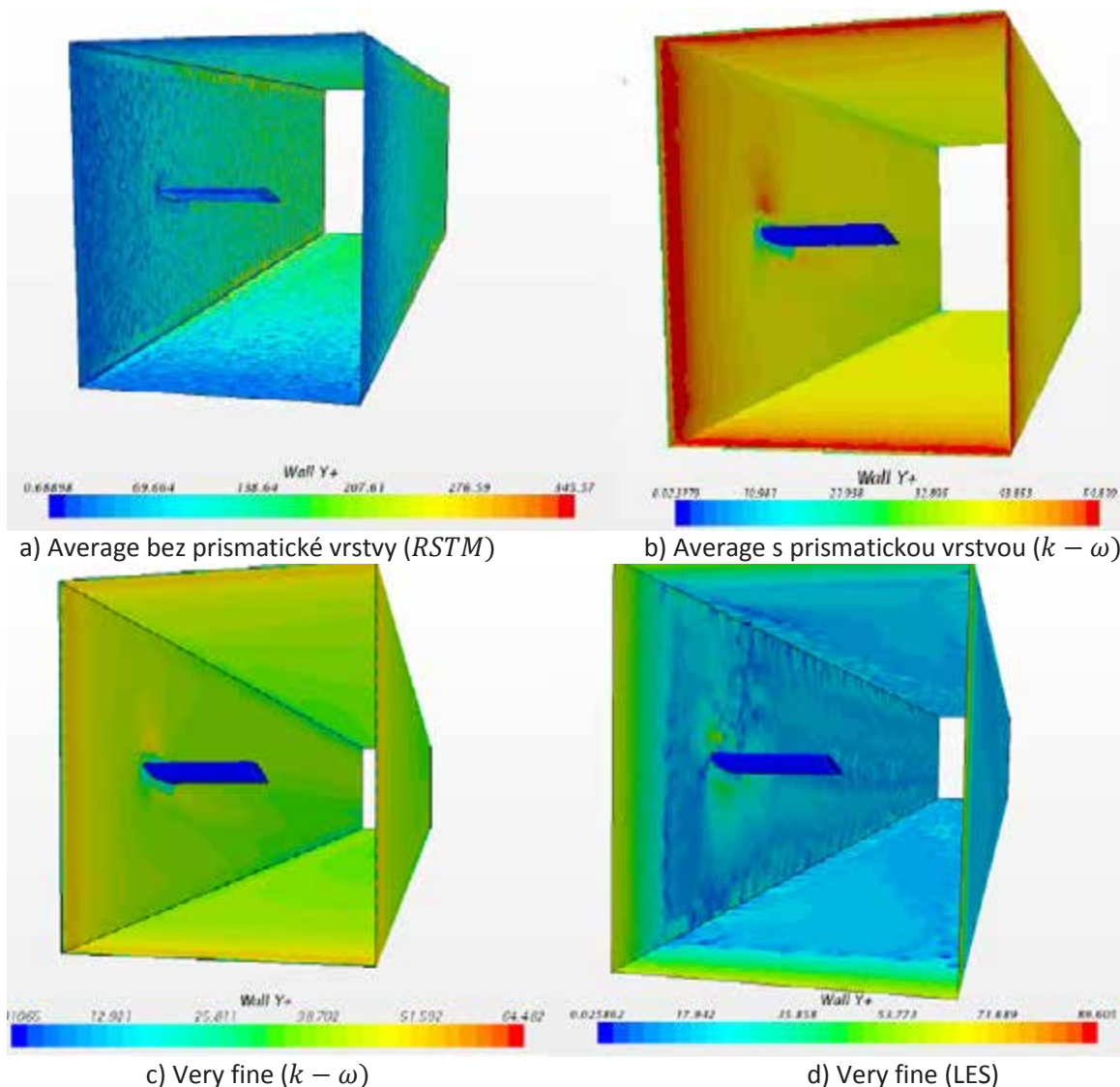


b) Pohled z boku (Average síť)



c) Pohled z boku (Very fine síť)

Obrázek 5: Sítě



Obrázek 6: Wall Y+

Výsledky

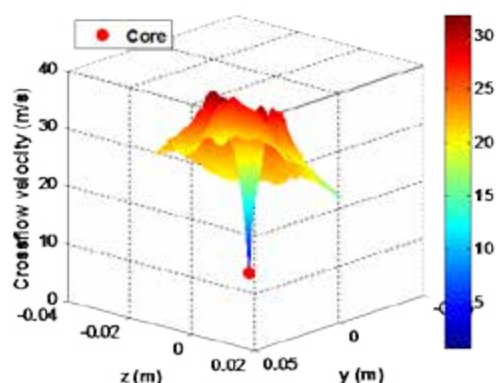
V následující části je vyhodnocení středních a turbulentních charakteristik indukovaného víru. Střední charakteristiky jsou porovnány s měřením. Pro vyhodnocení je použita sonda s konstantní souřadnicí y, procházející středem jádra víru viz obrázek 7.



Obrázek 7: Sonda s konstantní souřadnicí y pro studii nezávislosti řešení na podmínkách výpočtu.

Jádro víru

Jádro víru je zjednodušeně určeno v místě minimální rychlosti v kolmém směru k ose x viz obrázek 8.



Obrázek 8: Určení pozice jádra v místě minimální rychlosti v kolmém směru: měření na pozici x/c=8

Střední rychlost v axiálním směru

Porovnání normalizované složky střední rychlosti v axiálním směru pro různé modely turbulence a měření je uvedeno na obrázku 9. Zvýšení axiální rychlosti ve

středu jádra až na $1.5 U_\infty$ je patrné u měření. RANS metody toto zvýšení rychlosti nepostihly. U LES je zvýšení rychlosti patrné, i když ne tak výrazné jako u měření. Je pravděpodobné, že na jemnější síti a s delším fyzickým časem simulace by se dosáhlo vyšší axiální rychlosti. CFD výpočty nepostihli výrazný úbytek axiální rychlosti mimo střed jádra. Obrázek 10 a Obrázek 11 ukazuje porovnání experimentu s LES na "very fine" síti v různých x/c pozicích, ze kterého plyne nepatrný nárůst maximální axiální rychlost v jádře se vzdáleností od křídla.

Rychlost kolmá na osu x

Rychlost kolmou na osu x lze rozdělit na radialní a tangenciální složku. Obrázek 12 ukazuje tangenciální složku normalizované střední rychlosti pro různé modely turbulence a měření. RANS simulace v tomto případě nedosahují maximální změřené velikosti tangenciální rychlosti. LES simulace dosahuje téměř totožné maximální tangenciální rychlosti v porovnání se změřenou. Dissipace kolmé rychlosti mimo jádro je výraznější u všech CFD metod. Průběh tangenciální rychlosti s x/c pozicí se u LES simulace téměř nemění, což odpovídá měření viz obrázek 13. Obrázek 14 ukazuje určitou deformaci jádra víru způsobenou pravděpodobně ovlivněním stěnami tunelu. CFD simulace tuto deformaci nepostihli, což je pravděpodobně způsobeno velmi hrubou sítí mezi stěnami tunelu a kontrolním objemem v místě indukovaného víru.

Obrázek 15 ukazuje radiální složku rychlosti. Průběh CFD simulací se neshoduje s měřením, ale to je způsobeno nepatrnou velikostí této rychlosti.

Vorticity

Obrázek 16 ukazuje průběh normalizované střední vorticity na pozici $x/c = 6$ pro různé modely turbulence a měření. RANS metody nedosahují změřené maximální vorticity, zatímco LES simulace se k maximální vorticitě přibližují. Velmi silně oscilující křivka vorticity u LES je mimo jiné způsobena nedostatečným počtem bodů pro výpočet vorticity ze střední rychlosti.

Kinetická energie

Obrázek 17 ukazuje rozdíly v intenzitě turbulence (normalizované kinetické energii) v jádru víru, získané různými modely turbulence. Zatímco LES simulace předpovídá nejvyšší intenzitu turbulence uprostřed jádra (to ale může být způsobeno nedostatečně jemnou sítí), $k - \omega$ předpovídá nejvyšší intenzitu turbulence na okraji jádra víru. Zcela jiný průběh předpovídá RANS – RSTM model, kde dochází k relaminarizaci proudění v celém jádru.

Obrázek 22 ukazuje vývoj intenzity turbulence po proudnicích pro $k - \omega$, obrázek 21 pro RSTM obrázek 19 pro LES – very fine simulaci. Všechny modely

předpovídají největší nárůst turbulence na hranách konce křídla. Velký nárůst intenzity turbulence je také v místě odtrhávání proudění na horní straně křídla a na náběžné a odtokové hraně viz obrázek 18 a obrázek 19. Proudnice, které se přímo nedotýkají křídla obrázek 20, mají nárůst turbulence nepatrný. Velké rozdíly jsou zejména v disipaci intenzity turbulence za křídlem. Zatímco $k - \omega$ a LES předpovídá nárůst intenzity turbulence se vzdáleností od křídla, RSTM předpovídá disipaci téměř na původní hodnotu již po dosažení $x/c=1$.

Proudnice kolem profilu

Obrázek 23 ukazuje částice vzduchu v konstantním časovém okamžiku červeně a po dosažení konstantní dráhy černě pro $k - \omega$ model. Na obrázku je patrné zpomalení v jádru víru a v mezní vrstvě křídla.

Závěr

Studie ukázala rozdílné výsledky výpočtu středních i turbulentních charakteristik různými metodami. Ucházející výsledky středních charakteristik v porovnání s měřením byly dosaženy použitím LES simulace, přestože úbytek tangenciální rychlosti se vzdáleností od středu jádra byl výrazně rychlejší. RANS $k - \omega$ a RSTM modely predikovaly nižší tangenciální rychlost a nepostihli zvýšení axiální rychlosti v jádru víru. Intenzita turbulence v jádru víru se významně liší vlivem použité metody. U u RANS – RSTM dochází k relaminarizaci jádra víru, zatímco u RANS – $k - \omega$ a LES simulace došlo k výraznému nárůstu turbulence. Hustota sítě pro LES simulaci nebyla dostatečná. Reálný průběh turbulence v jádru víru je nutné ověřit měřením.

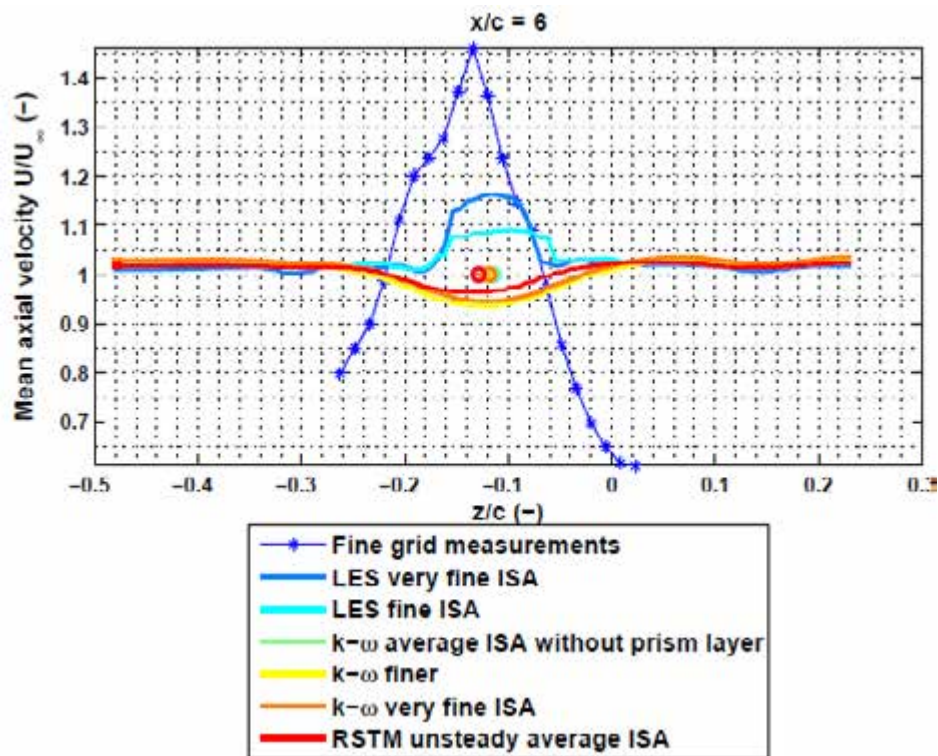
Literatura

- [1] CD-adapco. User Guide Star-CCM+ Version 9.02. , 2014
- [2] Chow, J.: *Turbulence Measurements in the Near Field of a Wingtip Vortex.*, 1997
- [3] Craft, T. J., Gerasimov, A. V., Launder, B. E. and Robinson, C. M. E.: *A computational study of the near-field generation and decay of wingtip vortices*, International Journal of Heat and Fluid Flow, 27(4), 684-695, 2006
- [4] Giuni, M. and Green, R. B.: Vortex formation on squared and rounded tip, *Aerospace Science and Technology*, 29(1), 191-199., 2013
- [5] Kolomenskiy, D., Paoli, R. and Bousuge, J.-F.: *Hybrid RANS-LES simulation of wingtip vortex dynamics*, in 4th Joint US-European Fluids Engineering Division Summer Meeting and 12th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels, Chicago, Illinois, USA, ASME, 11., 2014
- [6] Liang, Z.-c. and Xue, L.-p.: *Detached-eddy simulation of wing-tip vortex in the near field of NACA 0015 airfoil*, Journal of Hydrodynamics, Ser. B, 26(2), 199-206., 2014
- [7] Nashat, N. A.: *Numerical Simulation of the Aircraft Wake Vortex Flowfield*, in 5th AIAA Atmospheric and Space Environments Conference, American Institute of Aeronautics and Astronautics. (2013)
- [8] O'Regan, M. S., Griffin, P. C. and Young, T. M.: *Numerical and experimental investigation of the mean and turbulent characteristics of a wing-tip vortex in the near field*, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part G-Journal of Aerospace Engineering, 228(13), 2516-2529., 2014
- [9] O'Regan, M. S., Griffin, P. C. and T. M. Young.: *A Vorticity Confinement Model Applied to URANS and LES Simulations of a Wing-tip vortex in the Near-field*, unpublished., 2014
- [10] Zheng, Y. and Ramaprian, B. R.: *An Experimental Study of Wing Tip Vortex in the Near Wake Of Rectangular Wing*, 1993
- [11] Jiang, L., Cai, J., Liu, C.: *Large-eddy simulation of wing tip vortex in the near field*. Tech. rep., University of Texas., 2007

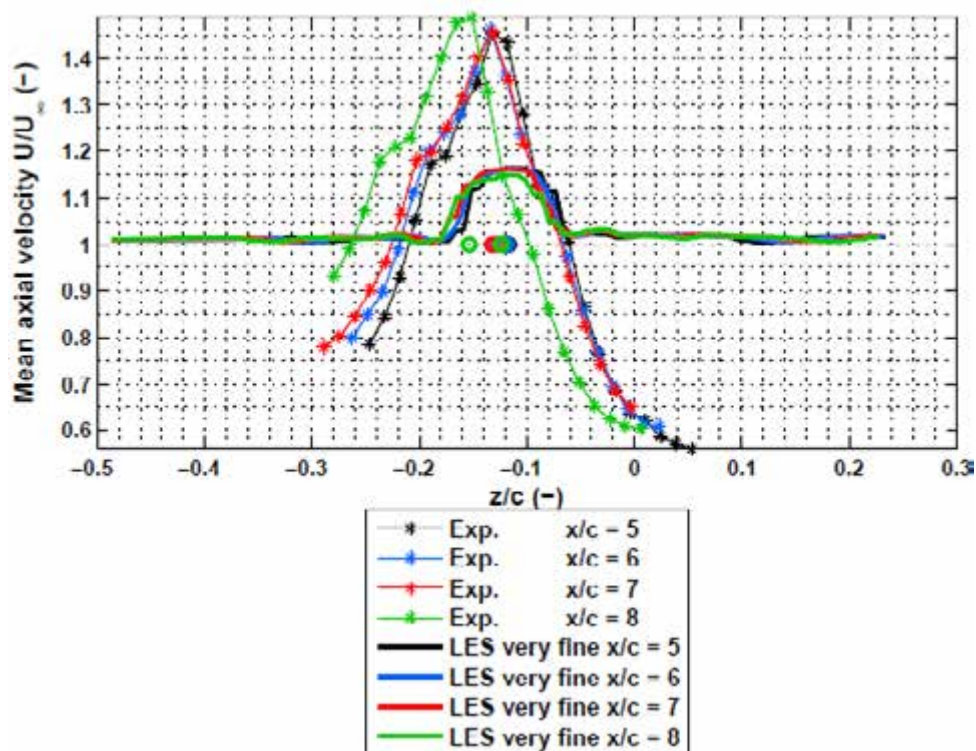
Symbolika

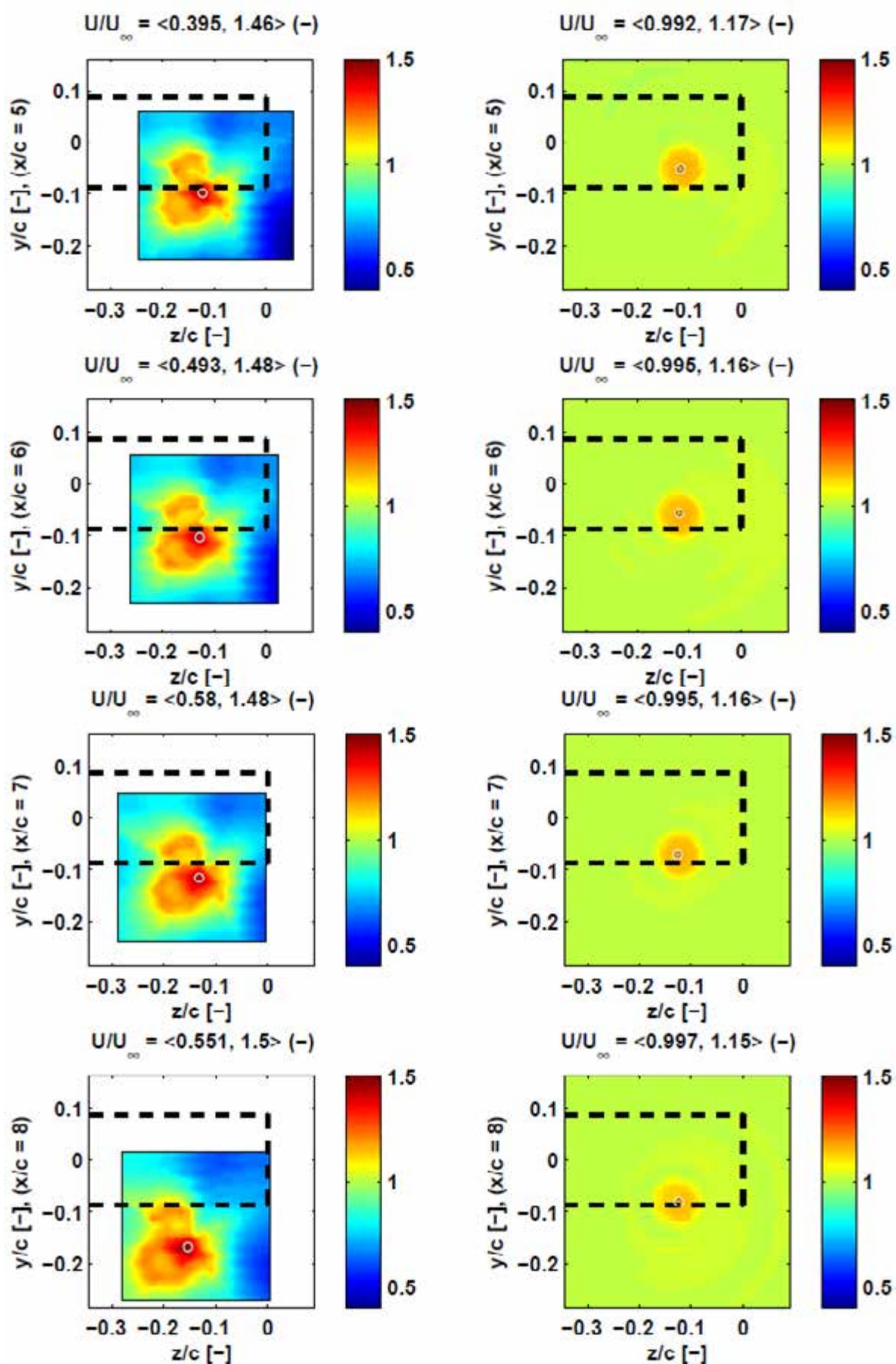
CFD	Computational fluid dynamic
LES	Large Eddy Simulation
RANS	Reynolds-averaged Navier-Stokes simulation
DES	Detached Eddy simulation
DNS	Direct numerical simulation
MSA	Mezinárodní standardní atmosféra
uRANS	nestacionární RANS
DDES	Delayed Detached Eddy simulation
ILES	Implicit Large Eddy simulation
RANS-SA	RANS - Spallart - Allmaras
RANS-SADM	RANS - SA s Dacles-Mariani korekcí
RANS-SARC	RANS - SA se Spallart-Shur korekcí
VC	Vorticity confinement
EVM	Eddy-viscosity model
TCL	two-component limit
$k - \omega$	$k - \omega$ turbulent model
SST	Menter's Shear Stress Transport
RSTM / RST	Reynolds stress transport model
SGS	Subgrid-scale model

Příloha 1

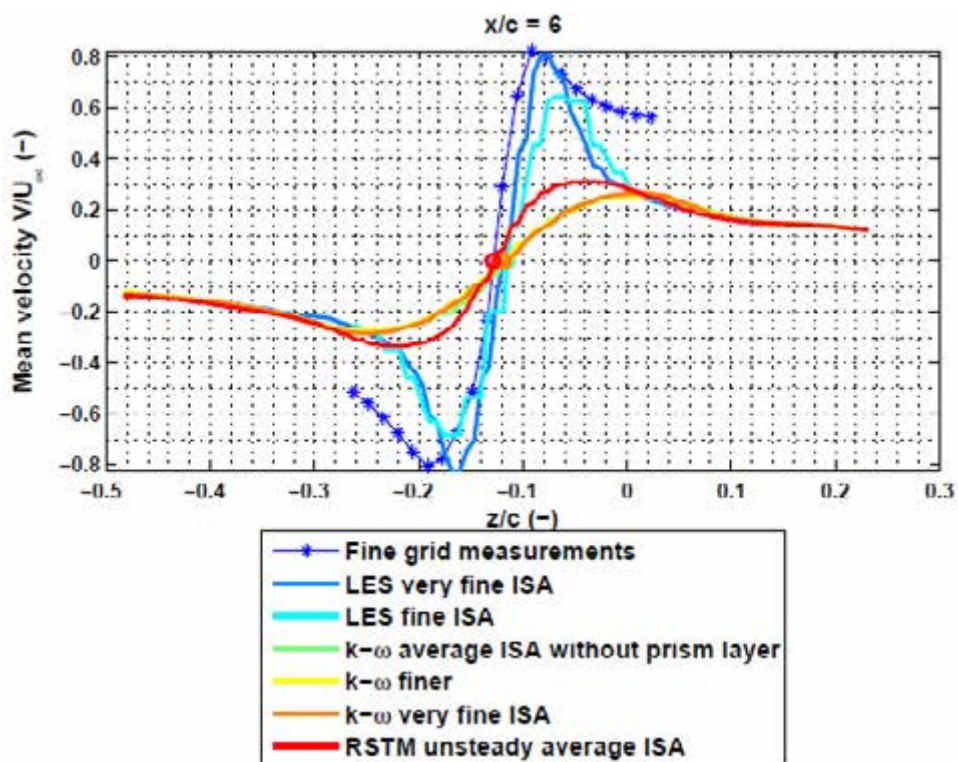


Obrázek 9: Normalizovaná složka střední rychlosti v axiálním směru pro různé modely turbulence porovnané s měřeními.

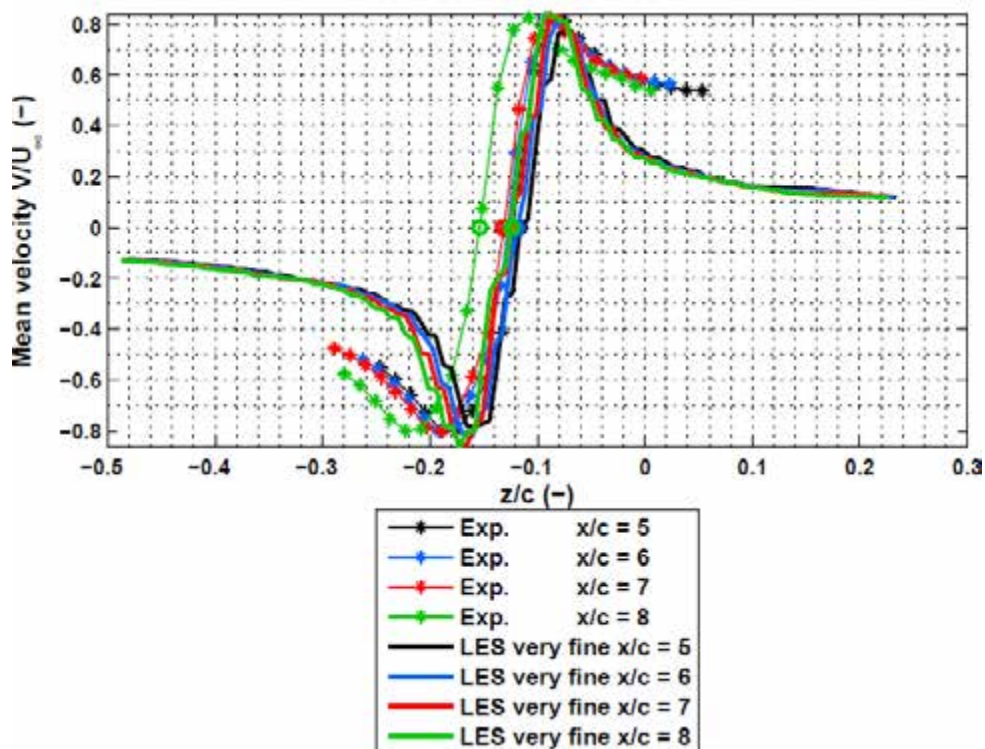
Obrázek 10: Normalizovaná složka střední rychlosti v axiálním směru: Porovnání LES a experimentu v různých x/c pozicích.



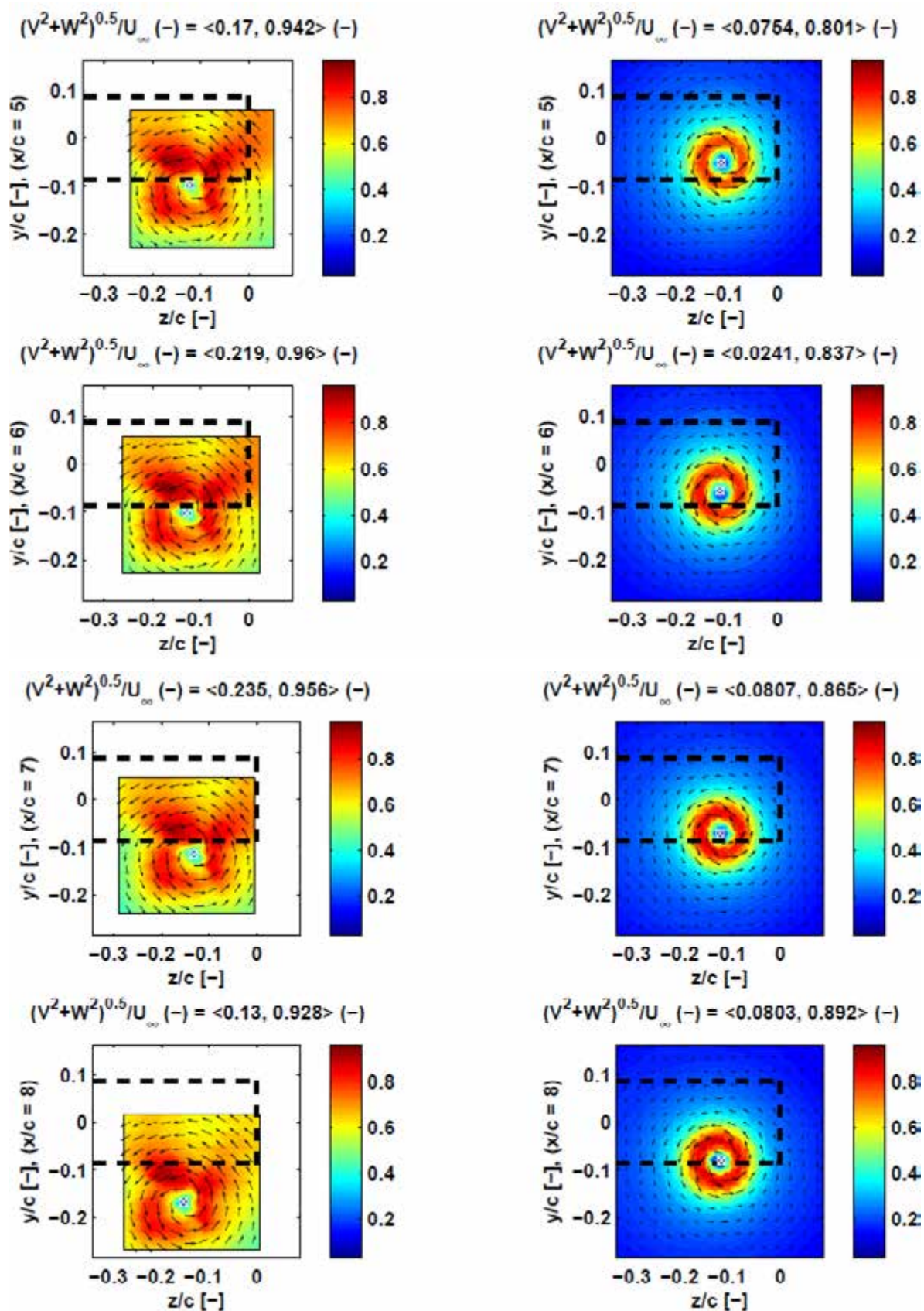
Obrázek 11 Porovnání měření (vlevo) vůči LES very fine simulaci (vpravo) : Složka střední rychlost v axiálním směru v různých x/c pozicích.



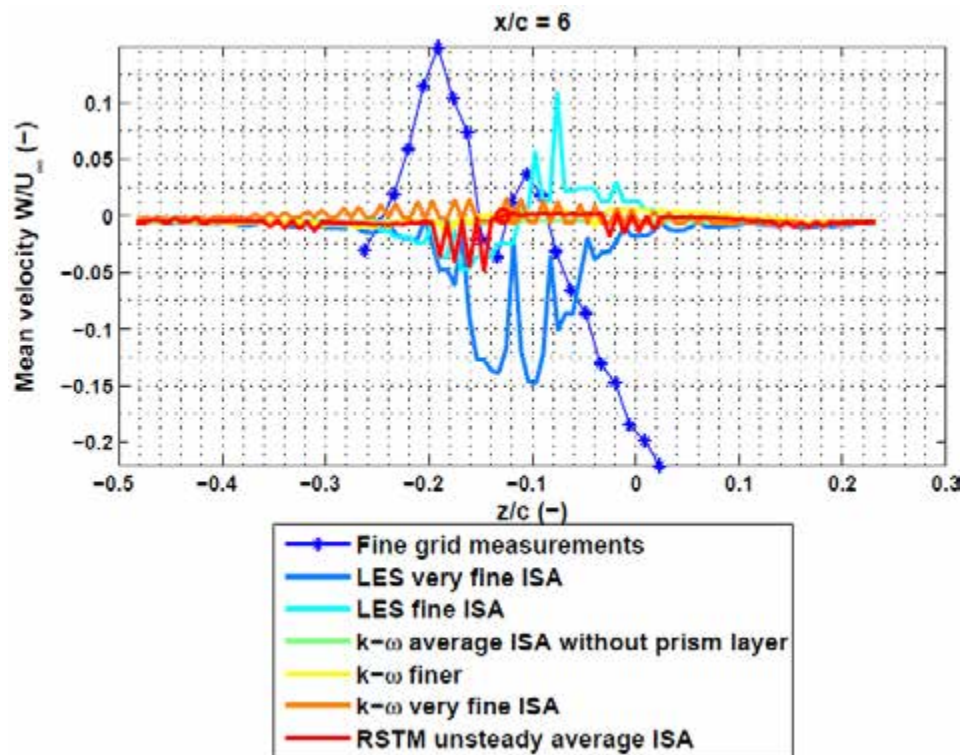
Obrázek 12: Normalizovaná složka střední rychlosti ve směru osy y (tangenciální rychlost) pro různé modely turbulence porovnané s měřeními.



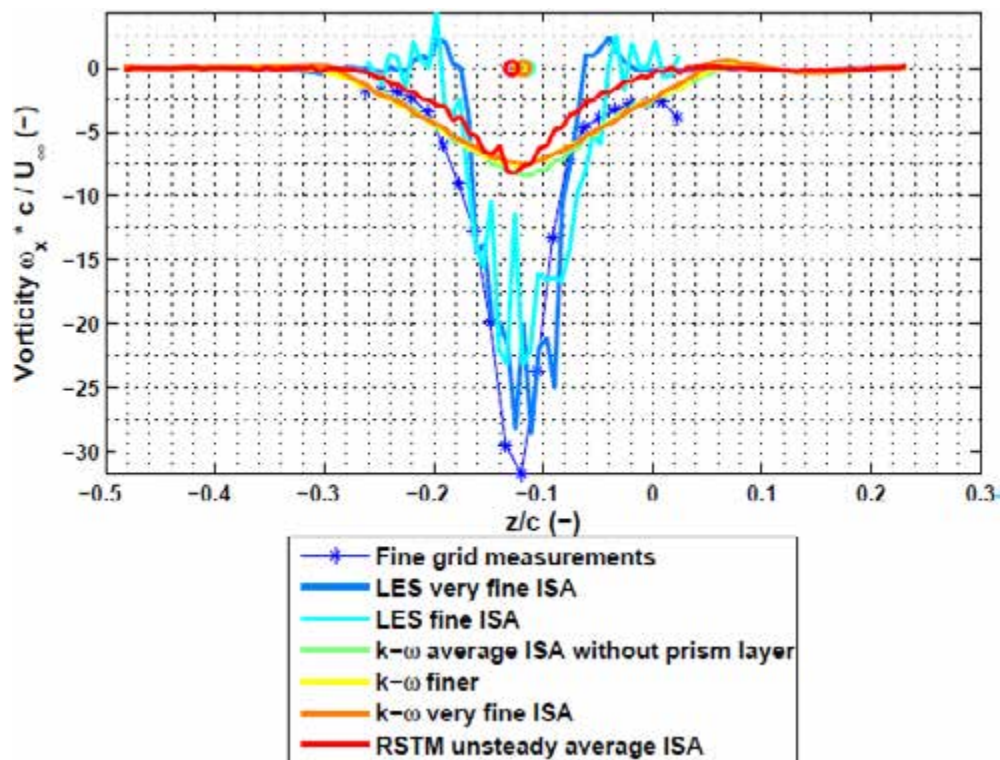
Obrázek 13: Normalizovaná složka střední rychlosti ve směru osy y (tangenciální složka rychlosti): Porovnání LES a experimentu v různých x/c pozicích.



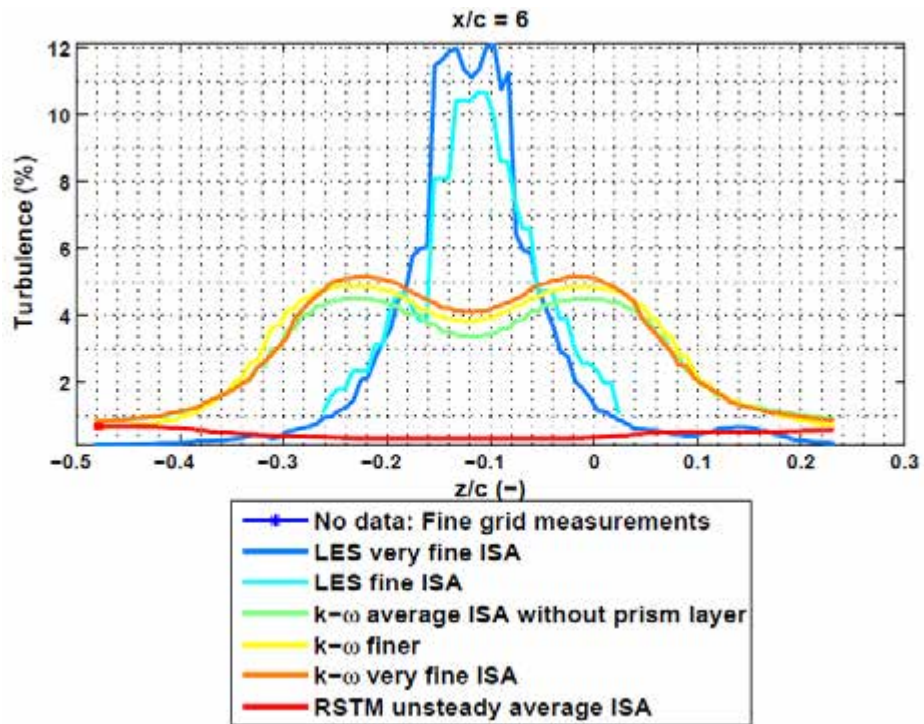
Obrázek 14 Porovnání měření (vlevo) vůči LES very fine simulaci (vpravo) : Složka střední rychlost v kolmém směru v různých x/c pozicích.



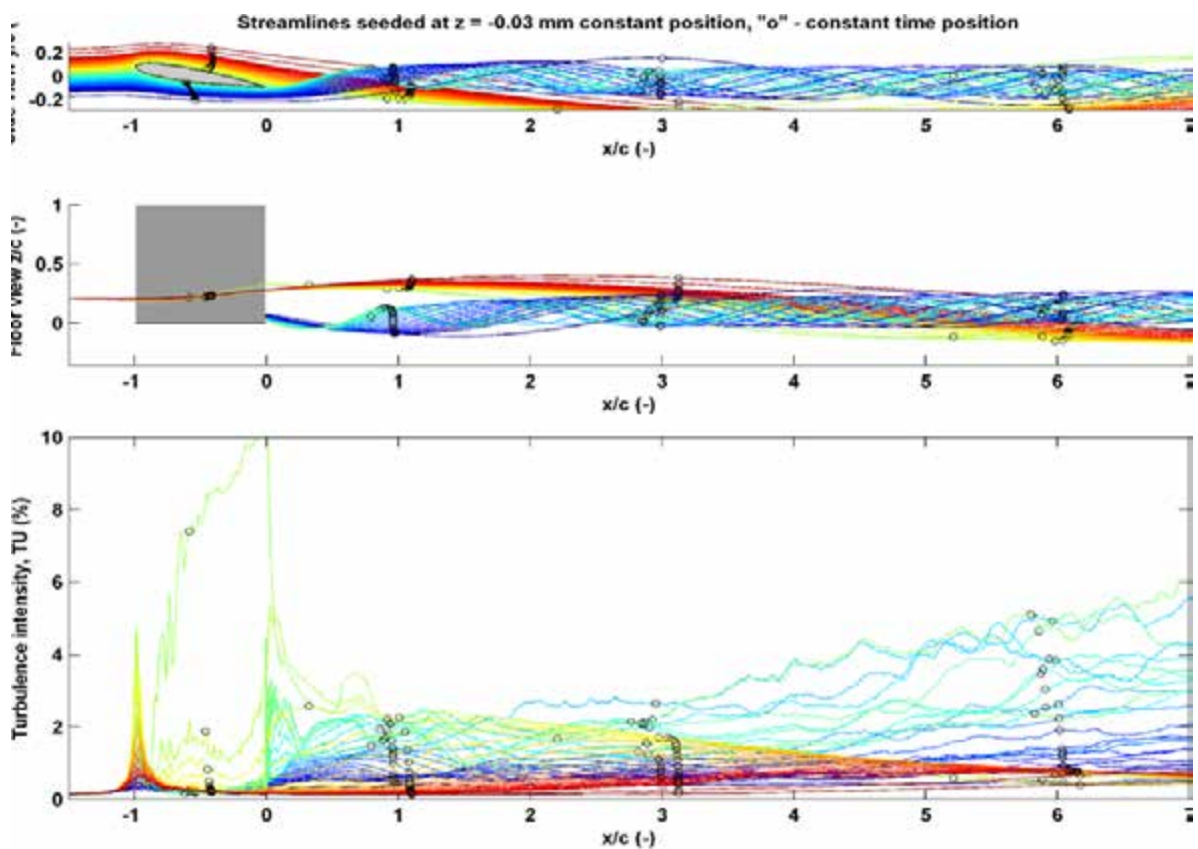
Obrázek 15: Normalizovaná složka rychlosti ve směru osy z (radiální složka rychlosti) pro různé modely turbulence porovnaná s měřeními.



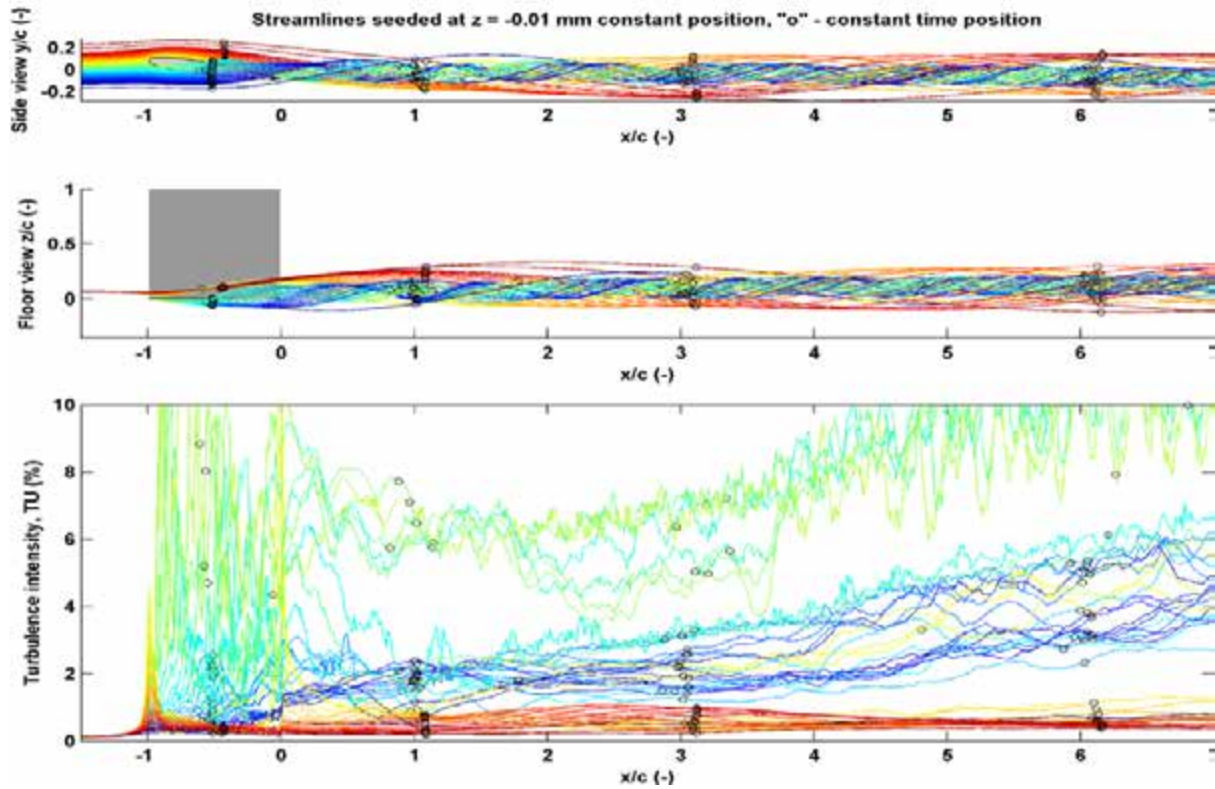
Obrázek 16: Vorticity pro různé modely turbulence porovnaná s měřeními.



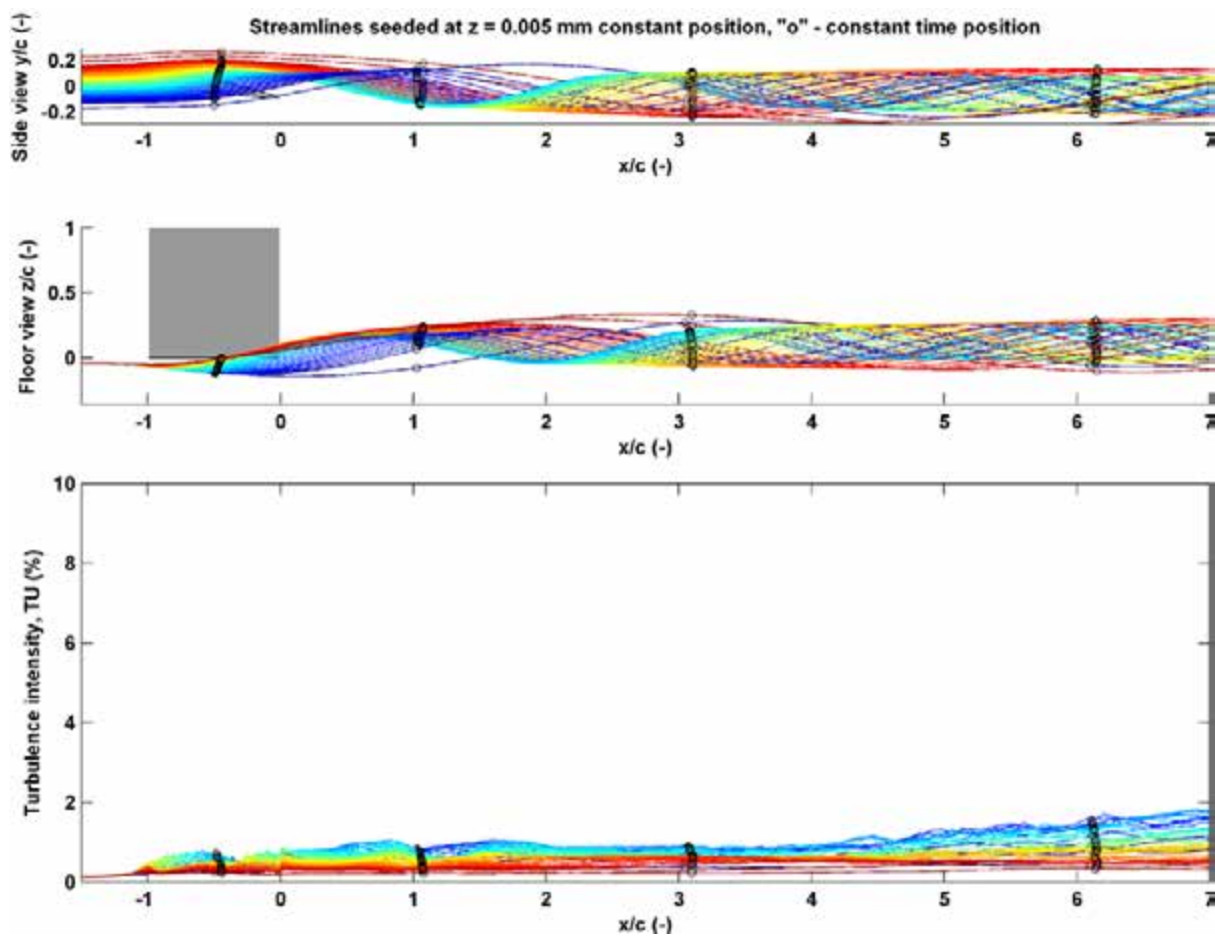
Obrázek 17: Intenzita turbulence pro různé modely turbulence porovnaná s měřeními.



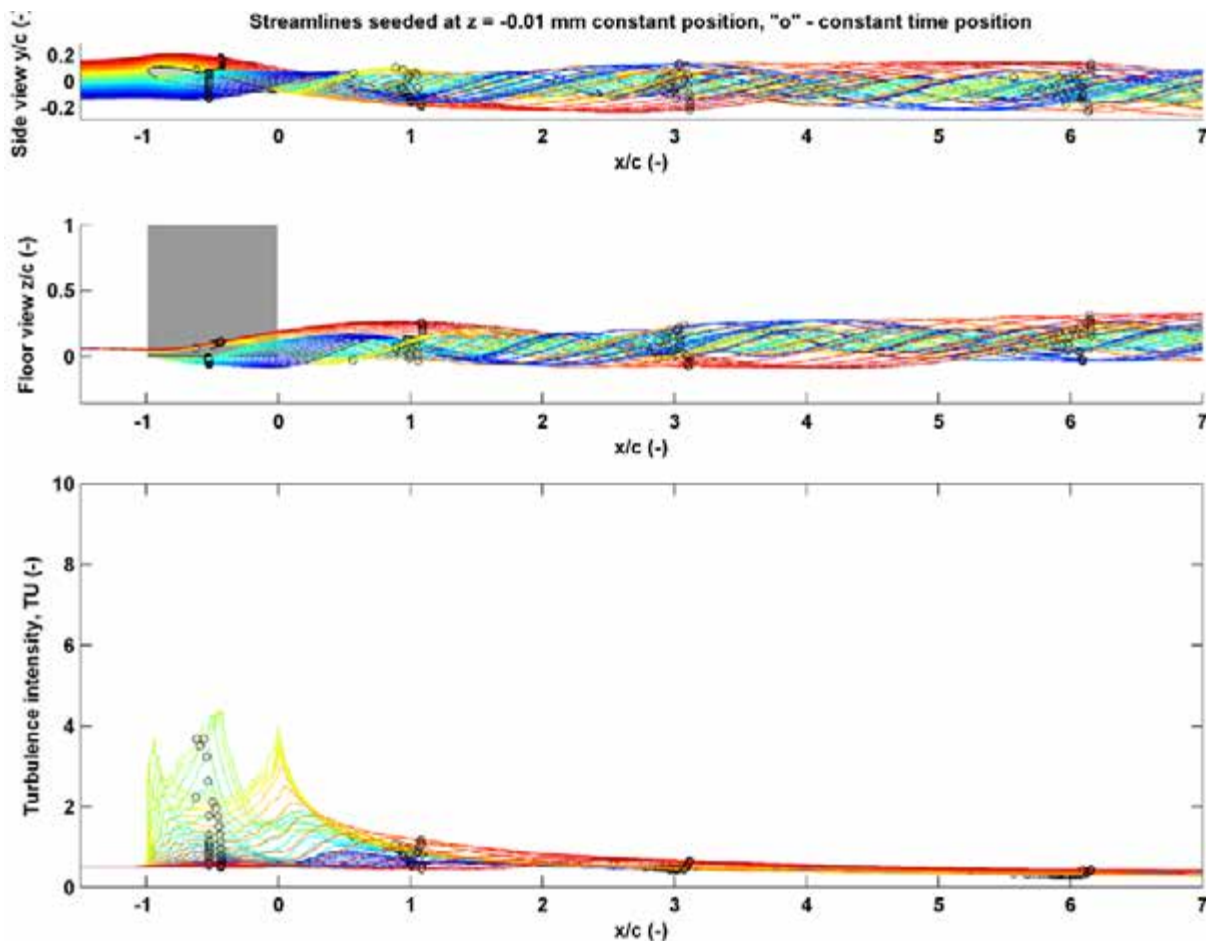
Obrázek 18: Vývoj intenzity turbulence po proudnicích v $z_{konst} = -0.03m$ pro *LES* síť – very fine.



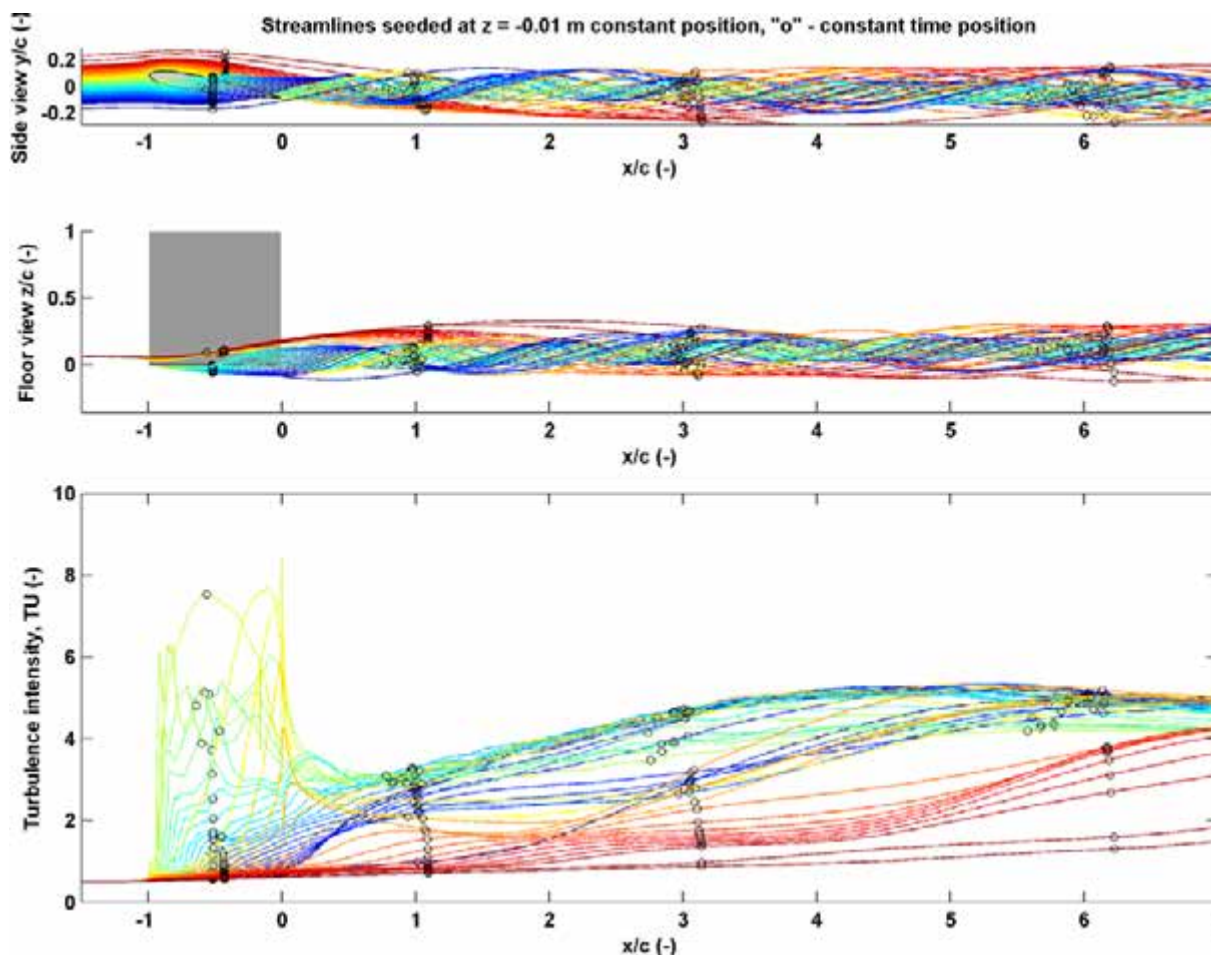
Obrázek 19: Vývoj intenzity turbulence po proudnicích v $z_{konst} = -0.01m$ pro *LES* síť - very fine.



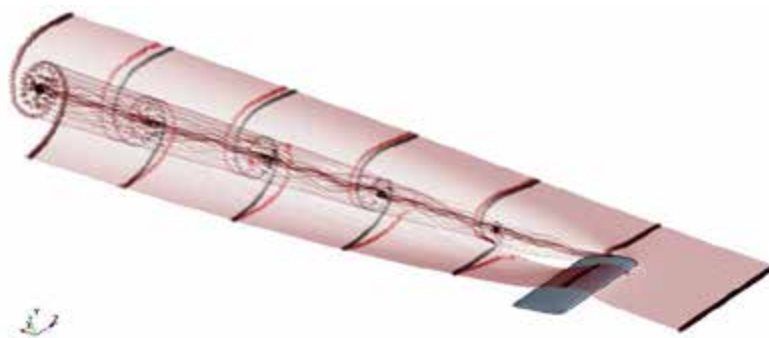
Obrázek 20: Vývoj intenzity turbulence po proudnicích v $z_{konst} = 0.005m$ pro *LES* síť - very fine.



Obrázek 21: Vývoj intenzity turbulence po proudnicích v $z_{konst} = -0.01m$ pro $RANS - RSTM$, síť - average.



Obrázek 22: Vývoj intenzity turbulence po proudnicích v $z_{konst} = -0.01m$ pro $RANS - k - \omega$, síť - very fine.



Obrázek 23: Proudnicе obtékající křídlo, černá – konstantní dráha, červená – částice v konstantním čase

Příloha 2 – Symbolika:

Popis	Symbol	Normalizace
Střední rychlost v axiálním směru	U	$/U_\infty$
Střední rychlost v kolmém směru	$\sqrt{V^2 + W^2}$	$/U_\infty$
Velikost rychlosti	$\sqrt{U^2 + V^2 + W^2}$	$/U_\infty$
Poloměr jádra víru	r_c	$/c$
Trajektorie jádra víru	x_c, y_c, z_c	$/c$
tryskový/vlnový průběh axiální rychlosti	–	–
Cirkulace	Γ	$/(U_\infty \cdot c)$
Složka vorticity v axiálním směru	ω_x	$\cdot c/U_\infty$
RMS rychlost	$\frac{\overline{u'^2}, \overline{v'^2}, \overline{w'^2}}{u'v', u'w', v'w'}$	$/U_\infty^2$
Gradienty rychlost U, V, W s x, y, z	$\partial U_i / \partial x_i$	
Gradient rychlosti se vzdáleností od jádra víru	$\partial(V_t/R) / \partial R$	
Teplota	T	
Celkový tlak	P_t	$(P_t - P_\infty) / \frac{1}{2} \rho U_\infty^2$
Tlakový gradient s x, y, z	$\partial P / \partial x_i$	
Statický tlak	P_s	$(P_s - P_\infty) / \frac{1}{2} \rho U_\infty^2$
Intenzita turbulence	Tu	
Čas	t	$/(U_\infty \cdot c)$

Radiální a tangenciální složky rychlostí vůči středu jádra:

$$y = r \cdot \cos(\theta), V = V_r \cdot \cos(\theta) - V_t \cdot \sin(\theta)$$

$$z = r \cdot \sin(\theta), W = V_r \cdot \sin(\theta) + V_t \cdot \cos(\theta)$$

Jádro víru je vzdálenost mezi minimální a maximální rychlosti kolmé na směr proudění ve středu jádra.

Definice cirkulace:

$$\Gamma = \sum_i \bar{v}_i \Delta \bar{l}_i$$

\bar{v}_i – vektor rychlosti, $\Delta \bar{l}_i$ –

Definice turbulence:

$$Tu = \frac{\sqrt{2/3 \cdot k}}{U_\infty}$$

$$k = \frac{1}{2} \cdot (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$$

k – kinetická energie

$\overline{u'^2}, \overline{v'^2}, \overline{w'^2}$ – rozptyl flukтуаční složky rychlosti

Vorticity v axiálním směru:

$$\omega_x = \partial W / \partial y - \partial V / \partial z$$