

JIRÍ FÜRST

METODA KONEČNÝCH
OBJEMŮ II

Toto dílo podléhá licenci Creative Commons Uvedte původ-Neužívejte
dílo komerčně-Zachovějte licenci 4.0 Mezinárodní. Pro zobrazení
licenčních podmínek navštivte [https://creativecommons.org/
licenses/by-nc-sa/4.0/](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/4.0/).

Obsah

Seznam značení	5
1 Tvorba sítí pro metodu konečných objemů	9
1.1 Transfinitní interpolace	10
1.2 Eliptický generátor sítě	11
1.3 Hyperbolický generátor sítě	13
1.4 Nestrukturované sítě	15
1.4.1 Delaunayovská triangulace v rovině	16
1.5 Další způsoby tvorby sítí	18
2 Metoda konečných objemů pro skalární problém	21
2.1 Aplikace jednorozměrných metod	22
2.2 Odvození metody konečných objemů na obecné nestrukturované sítí	24
2.3 Diskretizace konvektivního členu	26
2.3.1 Protiproudové schéma	27
2.3.2 Schéma s lineární interpolací	28
2.3.3 Protiproudové schéma druhého řádu přesnosti .	29
2.3.4 Další schémata	30
2.4 Diskretizace difusivního členu	31
2.5 Diskretizace časové derivace	32
2.6 Plně diskrétní metoda verze metody konečných objemů pro lineární problém	33
3 Numerické řešení Navierových-Stokesových rovnic	35
3.1 Numerické řešení Stokesova problému	35
3.1.1 Sdružený algoritmus	36
3.1.2 Algoritmus SIMPLE pro řešení Stokesova problému	37
3.1.3 Realizace algoritmu SIMPLE s rovnicí pro korekce tlaku	38
3.1.4 Realizace algoritmu SIMPLE s rovnicí pro tlak .	44
3.2 Algoritmus SIMPLE pro případ ustáleného proudění nestlačitelné tekutiny	45
3.2.1 Diskretizace konvektivního členu	46

3.2.2	Algoritmus SIMPLE	47
3.3	Algoritmus PISO pro případ proudění nestlačitelné tekutiny	49
3.3.1	Základní myšlenka algoritmu PISO	49
3.3.2	Analýza přesnosti pro lineární problém	50
3.3.3	Algoritmus PISO pro plně diskretizovaný systém	51
3.4	Algoritmus SIMPLE pro případ proudění stlačitelné tekutiny	52
3.4.1	Vliv stlačitelnosti	53
3.4.2	Finální verze algoritmu SIMPLE pro proudění stlačitelné tekutiny	54
3.4.3	Aplikace algoritmu SIMPLE pro proudění nevazké tekutiny dvourozměrným kanálem	56
4	Applikace	61
4.1	Proudění v oblastech s pohyblivou hraničí	61
4.1.1	Metoda konečných objemu ve zobecněné Lagrangeovsko-Eulerovská formulaci	61
4.1.2	Implementace ALE metody v algoritmech SIMPLE a PISO	63
4.1.3	Geometrický zákon zachování	64
4.1.4	Interakce tekutiny s poddajným tělесem	65
4.1.5	Numerické řešení obtékání pružně uchyceného profilu	66
4.2	Modelování turbulence	69
4.2.1	Přímá numerická simulace	69
4.2.2	Středování a filtrování Navierových-Stokesových rovnic	70
4.2.3	Modeły typu RANS	72
4.2.4	Algebraické a jednorovnicové modely	73
4.2.5	Dvourovnicový model $k - \epsilon$	74
4.2.6	Dvourovnicový model $k - \omega$	75
4.2.7	Dvourovnicový model $k - \omega$ SST	75
4.2.8	Okrajové podmínky, stěnové funkce	76
4.2.9	Numerická aproximace modelu turbulence	79
4.2.10	Turbulentní obtékání profilu NACA 0012.	81
4.2.11	Modeły typu LES	83
4.2.12	Hybridní modely RANS-LES	87
4.3	Optimalizace a sdružená metoda	91
4.3.1	Sdružené rovnice	92
4.3.2	Minimalizace odporu	97
4.3.3	Topologická optimalizace	98
4.3.4	Optimalizace sítě pro výpočet hodnoty fukcionálu	101

Seznam značení

Latinka

e	specifická vnitřní energie, str. 15	J/kg
\mathcal{F}_i^b	Množina hraničních stěn příslušných k Ω_i a hranici b .	
\mathcal{F}_i	Množina vnitřních stěn příslušných k Ω_i .	
E	celková vnitřní energie, str. 15	J/kg
H	celková vnitřní enthalpie, str. 15	J/kg
h	specifická vnitřní enthalpie, str. 15	J/kg
m	Počet kontrolních objemů v síti	
\mathcal{N}_i	Množina indexů sousedů Ω_i (přes stěnu).	
p	tlak, str. 15	Pa
\vec{q}	tepelný tok, str. 15	W/m ²
\mathbb{R}	Množina reálných čísel	
\mathbb{R}_+	Množina nezáporných reálných čísel	
\vec{S}	normála na stěnu sítě	m ^{d-1}
t	čas	s
\vec{u}	rychlost, str. 15	m/s

Řecká abeceda

ϵ	Rychlost disipace, str. 38	m ² /s ³
ν	kinematická vazkost, str. 15	m ² /s
ω	Specifická rychlosť disipace, str. 39	1/s
ϕ_f	Objemový tok stěnou f , str. 12	m ³ /s
ρ	hustota, str. 15	kg/m ³

$\vec{\tau}$	tenzor tečných napětí, str. 15	Pa
$\vec{\tau}^{sgs}$	Tenzor napětí malých měřítek, str. 35	m^2/s^2
$\vec{\tau}^t$	Tenzor Reynoldsových napětí, str. 35	m^2/s^2

Horní indexy

d	Dimenze prostoru
eff	Efektivní, str. 36
n	hodnota v aktuální iteraci/čase
o	hodnota v předchozí iteraci/čase
sgs	Malá měřítka, str. 35
t	Turbulentní, str. 35

Dolní indexy

C	hodnota v aktuálním kontrolním objemu
f	hodnota ve středu stěny
N, E, W, S	hodnoty v sousedních objemech (pro kartézksou síť')
n, e, w, s	hodnoty ve středech stěn (pro kartézksou síť')

Úvod

Tento text je určen jako podpůrný studijní materiál pro předmět *Metoda konečných objemů II* vyučovaný na FS ČVUT v Praze. Text začal vznikat v době omezené výuky z důvodu pandemie Covid-19 jako doplněk k on-line přednáškám a je průběžně aktualizován. Tématicky navazuje na předmět *Metoda konečných objemů I* ve kterém jsou studenti seznámeni matematickými základy metody konečných objemů pro hyperbolické parciální diferenciální rovnice prvního řádu. Jmenovitě jsou v předmětu *Metoda konečných objemů I* probírána tato téma:

- počáteční a okrajová úloha pro skalární lineární a nelineární rovnici konvekce,
- problémy spojené s existencí a jednoznačností klasického řešení daných úloh,
- analytické řešení těchto úloh metodou charakteristik,
- koncept slabého a entropického řešení počáteční úlohy,
- metoda konečných objemů pro jednorozměrný skalární problém,
- metoda konečných objemů pro jednorozměrný hyperbolický systém (lineární i nelineární),
- stabilita, konzistence a konvergence numerické metody,
- konstrukce metody vyššího řádu přesnosti pro jednorozměrné úlohy,
- konstrukce numerických toků pro hyperbolické systémy,
- konstrukce sdružené metody pro systém Eulerových rovnic jednorozměrném a vícerozměrném případě.

Tento text se zaměřuje na vybrané numerické metody používané pro řešení systému Navierových-Stokesových rovnic a to speciálně na tzv. sekvenční metody založené na postupném řešení jednotlivých rovnic. Od čtenáře se nevyžaduje detailní znalost témat probíraných

v předmětu *Metoda konečných objemů I* s výjimkou znalosti pojmu
stabilita, konzistence, řád přesnosti a konvergence.

V textu budou nejprve stručně popsány metody pro tvorby sítí pro vícerozměrné problémy, poté bude formulována metoda konečných objemů pro vícerozměrnou úlohu konvekce s difuzí a pro systém Navierových-Stokesových rovnic. V poslední části budou prezentovány pokročilejší téma zahrnující výpočty s pohyblivou hranicí, simulace turbulentního proudění či základy tvarové optimalizace.

Vzhledem k okolnostem vzniku nelze tento text v žádném případě považovat za bezchybný a jediný zdroj informací a čtenáři se důrazně doporučuje použití další literatury.

1

Tvorba sítí pro metodu konečných objemů

Prvním krokem při numerickém řešení vícerozměrného problému metodou konečných objemů v omezené oblasti Ω je její diskretizace pomocí výpočetní sítě. Tj. oblast Ω musíme rozdělit na konečný počet disjunktních podoblastí Ω_i (ty budeme nazývat kontrolní objemy či buňky) tak, že

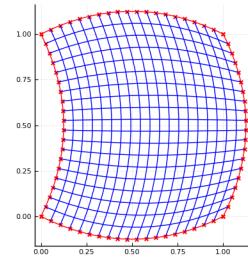
$$\overline{\Omega} = \bigcup_{i=1}^n \overline{\Omega}_i, \text{ a } \Omega_i \cap \Omega_j = \emptyset \text{ pro } i \neq j. \quad (1.1)$$

Poznamenejme, že pro metodu konečných objemů nemusíme obecně na síť klást další specifické požadavky (např. tzv. konformita či speciální tvary Ω_i). Přesto si síť rozdělíme z hlediska jejich konstrukce z implementace v počítači rozdělíme na dva typy:

strukturované sítě - jednotlivé podoblasti Ω_i jsou vhodným způsobem uspořádané tak, že z indexu i je možné snadno určit indexy sousedních buněk a vrcholů. Typickým příkladem je síť znázorněná na obrázku 1.1.

Síť a data pak nejčastěji reprezentujeme v počítači pomocí dvourozměrného (trojrozměrného) pole indexovaného dvojicí (trojicí) indexů i, j resp. i, j, k . Buňka $\Omega_{i,j}$ má pak sousedy $\Omega_{i\pm 1,j}$ a $\Omega_{i,j\pm 1}$. Tento typ sítí umožňuje velmi efektivní implementaci metody konečných objemů. Má však značné omezení na tvary oblastí ve kterých lze takovouto síť vytvořit. Složité oblasti lze často rozdělit na určité množství jednodušších podoblastí a v každé podoblasti pak lze vytvořit strukturovanou síť. Globální síť pak vznikne spojením několika bloků (tzv. vícebloková síť).

nestrukturované sítě - z indexu buňky nelze jednoduchým způsobem určit indexy sousedních buněk. Data pak bývají uložena v jednorozměrném poli a pro vyhledání sousedů je potřeba se sítí ukládat i informaci o jejím uspořádání. Například pro tvořenou trojhelníky lze ukládat jako jednorozměrné pole souřadnic vrcholů buněk doplněné seznamem indexů vrcholů tvořících jednotlivé



Obrázek 1.1: Strukturovaná síť ve 2D.

buňky. Výhodou nestrukturovaných sítí je jejich použitelnost pro diskretizaci libovolně složitého tvaru oblasti Ω . Nevýhodou je však složitější implementace.

V dalším textu se budeme nejprve zabývat tvorbou strukturovaných sítí v oblastech, které lze pomocí hladkého prostého zobrazení Φ transformovat na jednotkový čtverec (viz například obrázek 1.1), tj.

$$\vec{x} = \Phi(\vec{\xi}), \quad (1.2)$$

kde $\vec{x} \in \Omega$ a $\vec{\xi} = (0, 1)^d$. Pokud nebude v textu řečeno jinak, omezíme se na dvourozměrný případ s $d = 2$ a $\vec{x} = [x, y]$ a $\vec{\xi} = [\xi, \eta]$.

1.1 Transfinitní interpolace

Nejjednodušší způsob tvorby sítě v netriviální oblasti je použití tzv. transfinitní interpolace. Při ní vycházíme ze zadávaného parametrického popisu hranice oblasti pomocí čtyř křivek

$$\vec{x}^L(\eta) = \Phi([0, \eta]), \quad (1.3)$$

$$\vec{x}^R(\eta) = \Phi([1, \eta]), \quad (1.4)$$

$$\vec{x}^B(\xi) = \Phi([\xi, 0]), \quad (1.5)$$

$$\vec{x}^T(\xi) = \Phi([\xi, 1]). \quad (1.6)$$

Předpokládejme, že požadovaná síť má mít $(N + 1) \times (M + 1)$ vrcholů. Pak hraniční vrcholy dostaneme jednoduše diskretizací křivek $\vec{x}^{L,R,B,T}$, tedy

$$\vec{x}_{i,0} = \vec{x}^B(i/N), \text{ pro } i = 0, \dots, N, \quad (1.7)$$

$$\vec{x}_{i,M} = \vec{x}^T(i/N), \text{ pro } i = 0, \dots, N, \quad (1.8)$$

$$\vec{x}_{0,j} = \vec{x}^L(j/M), \text{ pro } j = 0, \dots, M, \quad (1.9)$$

$$\vec{x}_{N,j} = \vec{x}^R(j/M), \text{ pro } j = 0, \dots, M. \quad (1.10)$$

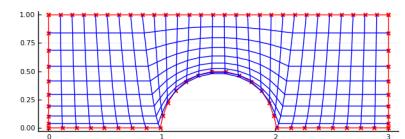
Souřadnice vnitřních bodů sítě pak dostaneme pomocí transfinitní interpolace dané vztahem

$$\begin{aligned} \vec{x}_{i,j} = & (1 - \eta_j)\vec{x}_{i,0} + \eta_j\vec{x}_{i,M} + (1 - \xi_i)\vec{x}_{0,j} + \xi_i\vec{x}_{N,j} - \\ & - (1 - \xi_i)(1 - \eta_j)\vec{x}_{0,0} + \xi_i(1 - \eta_j)\vec{x}_{N,0} + (1 - \xi_i)\eta_j\vec{x}_{0,M} + \xi_i\eta_j\vec{x}_{N,M}, \end{aligned} \quad (1.11)$$

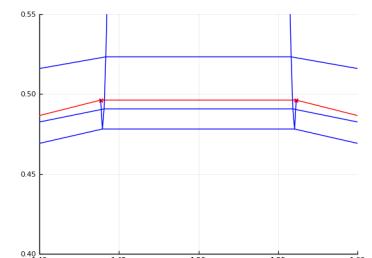
kde $\xi_i = i/N$ a $\eta_j = j/M$.

V případě složitějších oblastí a sítí se zjemněním u hranice nemusí jednoduchá transfinitní interpolace selhat, viz obrázky 1.2 a 1.3.

V některých případech si lze pomocí tzv. dvojitou transfinitní interpolací, kdž v prvním kroku transformujeme uniformní kartézskou



Obrázek 1.2: Transfinitní interpolace ve 2D kanálu se zjemněním u dolní stěny.

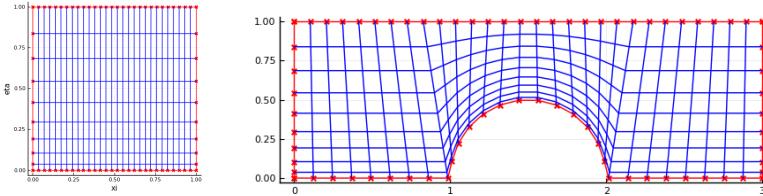


Obrázek 1.3: Selhání transfinitní interpolace u dolní stěny.

sít v jednotkovém čtverci na neuniformní se zjedněním v jednotkovém čtverci a teprve tuto neuniformní síť pak transformujeme na oblast Ω . Zatímco při jednoduché transfinitní interpolaci máme souřadnice vrcholů dané jako $\vec{x}_{i,j} = \Phi([i/N, j/M])$, je při dvojitě interpolaci souřadnice $\vec{\xi}$ určena pomocí zobrazení Ψ zobrazující jednotkový čtverec na jednotkový čtverec a potom

$$\vec{x}_{i,j} = \Phi(\Psi([i/N, j/M])). \quad (1.12)$$

Jak zobrazení Φ , tak Ψ je přitom konstruováno jako transfinitní interpolace 1.11.



Obrázek 1.4: Dvojitá TFI, vlevo $\vec{\xi}_{i,j} = \Psi([i/N, j/M])$, vpravo $\vec{x}_{i,j} = \Phi(\vec{\xi}_{i,j})$.

1.2 Elliptický generátor sítě

Pokročilejší metodou tvorby sítě ze zadaných bodů na hranici je tzv. elliptický generátor. Souřadnice vrcholů sítě u něj získáme řešením dvojice elliptických rovnic

$$\Delta\xi = p(x, y), \quad (1.13)$$

$$\Delta\eta = q(x, y). \quad (1.14)$$

Souřadnice $\vec{\xi} = [\xi, \eta]$ je přitom křivočarou souřadnicí definující pozice vrcholů sítě. Výše uvedená rovnice však nelze řešit přímo a proto musíme provést transformaci této rovnice do křivočarých souřadnic. Uvažujme nějakou skalární funkci $\phi(\xi, \eta)$, kde $x = x(\xi, \eta)$ a $y = y(\xi, \eta)$. Pro derivace ϕ platí

$$\phi_x = \phi_\xi \xi_x + \phi_\eta \eta_x, \quad (1.15)$$

$$\phi_y = \phi_\xi \xi_y + \phi_\eta \eta_y. \quad (1.16)$$

Pro druhé derivace je

$$\phi_{xx} = (\phi_{\xi\xi}\xi_x + \phi_{\xi\eta}\eta_x)\xi_x + \phi_\xi\xi_{xx} + (\phi_{\eta\xi}\xi_x + \phi_{\eta\eta}\eta_x)\eta_x + \phi_\eta\eta_{xx}, \quad (1.17)$$

$$\phi_{yy} = (\phi_{\xi\xi}\xi_y + \phi_{\xi\eta}\eta_y)\xi_y + \phi_\xi\xi_{yy} + (\phi_{\eta\xi}\xi_y + \phi_{\eta\eta}\eta_y)\eta_y + \phi_\eta\eta_{yy}, \quad (1.18)$$

neboli

$$\phi_{xx} = \xi_x^2\phi_{\xi\xi} + 2\xi_x\eta_x\phi_{\xi\eta} + \eta_x^2\phi_{\eta\eta} + \xi_{xx}\phi_\xi + \eta_{xx}\phi_\eta, \quad (1.19)$$

$$\phi_{yy} = \xi_y^2\phi_{\xi\xi} + 2\xi_y\eta_y\phi_{\xi\eta} + \eta_y^2\phi_{\eta\eta} + \xi_{yy}\phi_\xi + \eta_{yy}\phi_\eta. \quad (1.20)$$

Proč?

Laplaceův operátor v křivočarých souřadnicích je tedy

$$\Delta\phi = (\nabla\xi \cdot \nabla\xi)\phi_{\xi\xi} + 2(\nabla\xi \cdot \nabla\eta)\phi_{\xi\eta} + (\nabla\eta \cdot \nabla\eta)\phi_{\eta\eta} + \Delta\xi\phi_\xi + \Delta\eta\phi_\eta \quad (1.21)$$

Protože platí

$$\begin{bmatrix} \xi_x & \xi_y \\ \eta_x & \eta_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x_\xi & x_\eta \\ y_\xi & y_\eta \end{bmatrix}^{-1} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} y_\eta & -x_\eta \\ -y_\eta & x_\xi \end{bmatrix}, \quad (1.22)$$

kde $J = x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi$, lze Laplaceův operátor vyjádřit jako

$$\Delta\phi = \frac{1}{J^2}(x_\eta^2 + y_\eta^2)\phi_{\xi\xi} - \frac{2}{J^2}(x_\xi x_\eta + y_\xi y_\eta)\phi_{\xi\eta} + \frac{1}{J^2}(x_\xi^2 + y_\xi^2)\phi_{\eta\eta} + \Delta\xi\phi_\xi + \Delta\eta\phi_\eta \quad (1.23)$$

Zvolíme-li nejprve $\phi = x$ a pak $\phi = y$ a rovnici násobíme J^2 , dostaneme

$$0 = (x_\eta^2 + y_\eta^2)x_{\xi\xi} - 2(x_\xi x_\eta + y_\xi y_\eta)x_{\xi\eta} + (x_\xi^2 + y_\xi^2)x_{\eta\eta} + J^2\Delta\xi x_\xi + J^2\Delta\eta x_\eta, \quad (1.24)$$

$$0 = (x_\eta^2 + y_\eta^2)y_{\xi\xi} - 2(x_\xi x_\eta + y_\xi y_\eta)y_{\xi\eta} + (x_\xi^2 + y_\xi^2)y_{\eta\eta} + J^2\Delta\xi y_\xi + J^2\Delta\eta y_\eta. \quad (1.25)$$

Jestliže ξ a η splňují rovnice $\Delta\xi = p$ a $\Delta\eta = q$, lze výše uvedenou soustavu přepsat jako

$$g_{22}(\vec{x}_{\xi\xi} + P\vec{x}_\xi) - 2g_{12}\vec{x}_{\xi\eta} + g_{11}(\vec{x}_{\eta\eta} + Q\vec{x}_\eta) = 0, \quad (1.26)$$

kde

$$g_{11} = \vec{x}_\xi \cdot \vec{x}_\xi, \quad (1.27)$$

$$g_{12} = \vec{x}_\xi \cdot \vec{x}_\eta, \quad (1.28)$$

$$g_{22} = \vec{x}_\eta \cdot \vec{x}_\eta, \quad (1.29)$$

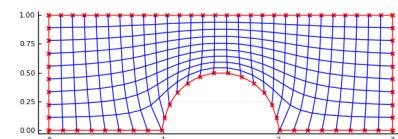
$$P = \frac{J^2}{g_{22}}p, \quad (1.30)$$

$$Q = \frac{J^2}{g_{11}}q. \quad (1.31)$$

Původní Poissonovu rovnici v oblasti Ω jsme tak transformací převedli na nelineární eliptickou rovnici v jednotkovém čtverci. Tyto rovnici již dokážeme numericky řešit a jejím řešením v uzlových bodech kartézské sítě budou souřadnice vrcholů sítě v reálném prostoru.

Obrázek 1.5 znázorňuje síť vytvořenou pomocí eliptického generátoru bez použití zdrojových členů P a Q .

Zdrojové členy P a Q tvoří důležitou součást eliptického generátoru neboť ovlivňují polohu bodu sítě. Rozborem rovnice lze ukázat, že zdrojový člen P ovlivňuje především polohu sítových čar

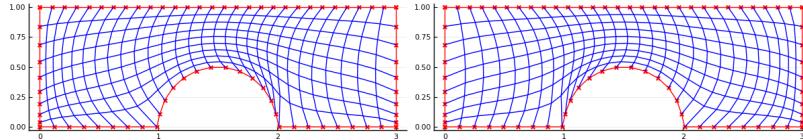


Obrázek 1.5: Eliptická síť ve 2D oblasti

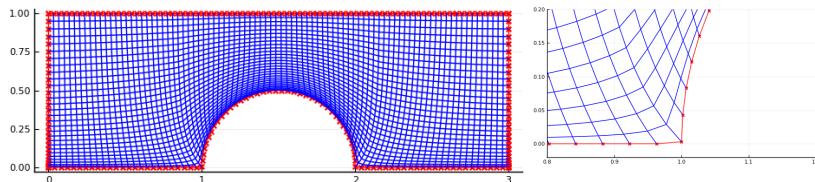
$\xi = \text{const.}$ a to tak, že $P < 0$ posouvá síťové čáry směrem k hranici

$\xi = 0$ a $P > 0$ směrem k hranici $\xi = 1$ (tj. "doleva" a "doprava").

Podobně Q ovlivňuje polohu síťových čar $\eta = \text{const.}$ a posouvá je k $\eta = 0$ pro $Q < 0$ a k $\eta = 1$ pro $Q > 0$, viz obr. 1.6 Vhodnou volbou



pak lze výrazně ovlivnit rozložení bodů. Tato volba je však většinou součástí *know how* autorů programových balíků pro generaci sítě a neexistuje jasný a jednoznačný návod pro jejich volbu. Obrázek 1.7 ukazuje síť vytvořenou s jednou specifickou volbou zdrojových členů P a Q tak, aby byla výsledná síť zjemněná v blízkosti hranice a aby byla alespoň přibližně dodržena vzájemná kolmost síťových čar.



1.3 Hyperbolický generátor sítě

Jak algebraická síť získaná transfinitní interpolací tak elliptická síť je vytvořena ze zadaných bodů na hranici. Pro případ úloh vnější aerodynamiky (např. obtékání profilů křídel) se často výpočet provádí v oblasti, jejíž vnější hranice není v nekonečnu a je jen dostatečně daleko od obtékaného tělesa. Tvar vnější hranice oblasti pak není předem dána a při tvorbě síť tak můžeme postupovat takovým způsobem, že síť bude postupně "narůstat" od obtékaného tělesa. K tomu lze využít tzv. hyperbolický generátor sítě.

Opět budeme uvažovat parametrizaci oblasti pomocí křivočarých souřadnic $\vec{x} = \Phi(\vec{\xi})$. Síťové čáry jsou potom křivky $\xi = \text{const.}$ a $\eta = \text{const.}$. Tečné vektoru k síťovým čarám pak jsou \vec{x}_ξ a \vec{x}_η . Požadavek vzájemné kolmosti síťových čar lze formulovat jako

$$\vec{x}_\xi \cdot \vec{x}_\eta = 0. \quad (1.32)$$

Dalším požadavkem může být velikost buňky ve směru kolmém na obtékané těleso. Ten lze vyjádřit pomocí velikosti (plochy) buňky $V(\vec{\xi})$

$$\vec{x}_\xi \times \vec{x}_\eta = V(\xi, \eta). \quad (1.33)$$

Obrázek 1.6: Vliv zdrojového člena P na tvar síťových čar ($P < 0$ vlevo, $P > 0$ vpravo).

Obrázek 1.7: Síť vytvořená s použitím zdrojových členů P a Q zajišťujících zjemnění u stěny a částečnou kolmost síťových čar, vpravo detail v blízkosti začátku překážky.

Linearizujme rovnice v okolí bodu $\bar{\vec{x}}$: ($\vec{x} = \bar{\vec{x}} + \vec{x}'$)

$$\vec{x}_\xi \cdot \vec{x}_\eta \approx \bar{\vec{x}}_\xi \cdot \bar{\vec{x}}_\eta + \vec{x}'_\xi \cdot \bar{\vec{x}}_\eta + \bar{\vec{x}}_\xi \cdot \vec{x}'_\eta, \quad (1.34)$$

$$\vec{x}_\xi \times \vec{x}_\eta \approx \bar{\vec{x}}_\xi \times \bar{\vec{x}}_\eta + \vec{x}'_\xi \times \bar{\vec{x}}_\eta + \bar{\vec{x}}_\xi \times \vec{x}'_\eta \quad (1.35)$$

Dosazením $\vec{x}' = \vec{x} - \bar{\vec{x}}$ a zanedbáním členů druhého řádu:

$$\vec{x}_\xi \cdot \vec{x}_\eta \approx \bar{\vec{x}}_\xi \cdot \bar{\vec{x}}_\eta + \bar{\vec{x}}_\xi \cdot \vec{x}_\eta - \bar{\vec{x}}_\xi \cdot \bar{\vec{x}}_\eta, \quad (1.36)$$

$$\vec{x}_\xi \times \vec{x}_\eta \approx \bar{\vec{x}}_\xi \times \bar{\vec{x}}_\eta + \bar{\vec{x}}_\xi \times \vec{x}_\eta - \bar{\vec{x}}_\xi \times \bar{\vec{x}}_\eta, \quad (1.37)$$

a tedy

$$\vec{x}_\xi \cdot \bar{\vec{x}}_\eta + \bar{\vec{x}}_\xi \cdot \vec{x}_\eta = 0, \quad (1.38)$$

$$\vec{x}_\xi \times \bar{\vec{x}}_\eta + \bar{\vec{x}}_\xi \times \vec{x}_\eta = V(\xi, \eta) + \bar{V}. \quad (1.39)$$

V maticovém tvaru

$$\mathbf{B}\vec{x}_\eta + \mathbf{A}\vec{x}_\xi = \vec{f}, \quad (1.40)$$

kde

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \bar{x}_\eta & \bar{y}_\eta \\ \bar{y}_\eta & -\bar{x}_\eta \end{pmatrix}, \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} \bar{x}_\xi & \bar{y}_\xi \\ -\bar{y}_\xi & \bar{x}_\xi \end{pmatrix}, \quad \vec{f} = \begin{pmatrix} 0 \\ V + \bar{V} \end{pmatrix}.$$

Systém lze upravit na

$$\vec{x}_\eta + \mathbf{C}\vec{x}_\xi = \vec{g}, \quad (1.41)$$

kde

$$\mathbf{C} = \mathbf{B}^{-1}\mathbf{A} = \frac{1}{\bar{x}_\xi^2 + \bar{y}_\xi^2} \begin{bmatrix} \bar{x}_\xi \bar{x}_\eta - \bar{y}_\xi \bar{y}_\eta & \bar{x}_\xi \bar{y}_\eta + \bar{y}_\xi \bar{x}_\eta \\ \bar{y}_\xi \bar{x}_\eta + \bar{x}_\xi \bar{y}_\eta & \bar{y}_\xi \bar{y}_\eta - \bar{x}_\xi \bar{x}_\eta \end{bmatrix},$$

$$\vec{g} = \mathbf{B}^{-1}\vec{f} = \frac{\bar{V} + V}{\bar{x}_\xi^2 + \bar{y}_\xi^2} \begin{bmatrix} -\bar{y}_\xi \\ \bar{x}_\xi \end{bmatrix}.$$

Vlastní čísla matice \mathbf{C} jsou:

$$\lambda_{\mathbf{C}}^\pm = \frac{\pm\sqrt{2}}{\bar{x}_\xi^2 + \bar{y}_\xi^2} \sqrt{\bar{x}_\xi^2 \bar{x}_\eta^2 + \bar{y}_\xi^2 \bar{y}_\eta^2}. \quad (1.42)$$

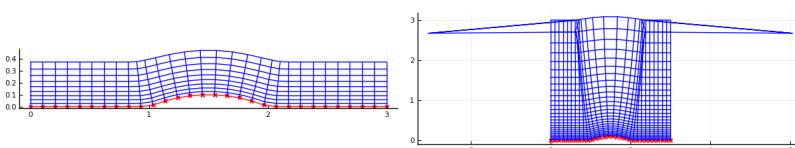
Vlastní čísla jsou reálná a navzájem různá a systém 1.41 je tedy hyperbolický a dává návod jak z počáteční podmínky (síťová čára $\eta = 0$) určit při vhodných okrajových podmínkách řešení pro $\eta > 0$, tj. jak sestavit síť.

Výpočet lze přitom provést pomocí explicitního schématu

$$\vec{x}_{i,j+1} = \vec{x}_{i,j} - \frac{1}{2} \mathbf{C}_{i,j} (\vec{x}_{i+1,j} - \vec{x}_{i-1,j}) + \vec{g}_{i,j} + \epsilon (\vec{x}_{i+1,j} - 2\vec{x}_{i,j} + \vec{x}_{i-1,j}), \quad (1.43)$$

kde $\epsilon > 0$ je stabilizační parametr (koeficient umělé vaznosti).

Podmínka stability explicitního schématu je však ve tvaru $\Delta\eta \leq$



Obrázek 1.8: Hyperbolická síť získaná pomocí explicitního schématu, vpravo ztráta stability generátoru.

$CFL \Delta\xi / \rho_C$, kde $CFL \approx 1$ a $\Delta\eta = \Delta\xi = 1$. Odtud je vidět, že při $\rho_C > 1$ dojde ke ztrátě stability a explicitní schéma lze tedy použít jen ve specifických případech („ploché buňky“ s $\|\vec{x}_\eta\| < K\|\vec{x}_\xi\|$).

Lepší variantou je implicitní protiproudové schéma ve tvaru

$$\vec{x}_{i,j+1} = \vec{x}_{i,j} - \mathbf{C}_{i,j}^+(\vec{x}_{i,j+1} - \vec{x}_{i-1,j+1}) - \mathbf{C}_{i,j}^-(\vec{x}_{i,j+1} - \vec{x}_{i-1,j+1}) + \vec{g}_{i,j+1} \quad (1.44)$$

kde $\mathbf{C}^+ = (\mathbf{C} + |\mathbf{C}|)/2$ a $\mathbf{C}^- = (\mathbf{C} - |\mathbf{C}|)/2$ a $|\mathbf{C}| = \mathbf{R}|\Lambda|\mathbf{R}^{-1}$ (\mathbf{R} obsahuje vlastní vektory matice \mathbf{C}). Diagonální matice Λ má prvky $\lambda_{\mathbf{C}}^\pm$. Ty se navzájem liší pouze znaménkem a tedy

$$|\mathbf{C}| = \mathbf{R}|\Lambda|\mathbf{R}^{-1} = \frac{\sqrt{2(\bar{x}_\xi^2 \bar{x}_\eta^2 + \bar{y}_\xi^2 \bar{y}_\eta^2)}}{\bar{x}_\xi^2 + \bar{y}_\xi^2} \mathbf{I} \quad (1.45)$$

a tedy

$$\mathbf{C}^\pm = \frac{1}{2} \left(\mathbf{C} \pm \frac{\sqrt{2(\bar{x}_\xi^2 \bar{x}_\eta^2 + \bar{y}_\xi^2 \bar{y}_\eta^2)}}{\bar{x}_\xi^2 + \bar{y}_\xi^2} \mathbf{I} \right). \quad (1.46)$$

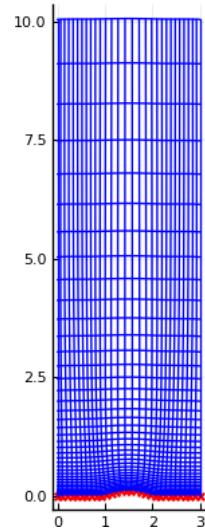
Implicitní schéma je nepodmíněně stabilní a při konstrukci síťe tedy nedojde ke ztrátě stability. Obrázek 1.9 ukazuje síť vytvořenou hyperbolickým generátorem s okrajovými podmínkami $x(0, \eta) = 0$ a $x(1, \eta) = 3$ a se zadánou velikostí první buňky $\|\vec{x}_\eta\| = 0.025$ a s postupným nárůstem velikosti daným vztahem $V(\xi, j+1) = 1.1V(\xi, j)$.

Obrázek 1.10 ukazuje strukturovanou síť kolem profilu s předepsanou velikostí první buňky a nárůstem velikosti ve směru od profilu. Síť je přitom konstruována z počáteční podmínky zahrnující body na profilu a v úplavu.

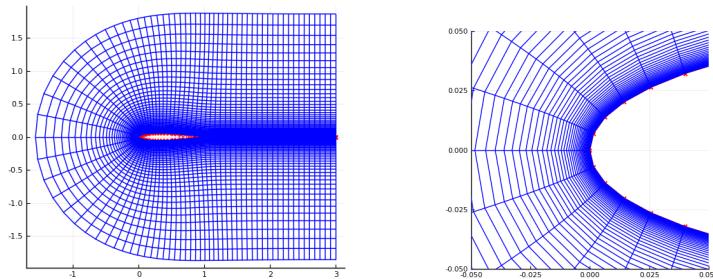
Ze způsobu tvorby síťe je vidět, že tvar vnější hranice je určen teprve při tvorbě síťe a nemůžeme si jej tedy na rozdíl od algebraického či eliptického generátoru předepsat. Na druhou stranu hyperbolický generátor produkuje velmi kvalitní síť v blízkosti stěn.

1.4 Nestrukturované sítě

Dalším typem sítí jsou tzv. nestrukturované sítě. Může se přitom jednat o síť tvořené jedním typem buněk (např. trojúhelníkové



Obrázek 1.9: Hyperbolická síť generovaná pomocí implicitního schématu.



Obrázek 1.10: Hyperbolická C-sítě kolem profilu.

buňky ve 2D či čtyřstény ve 3D), nebo sítě tvořené kombinací složitějších typy buněk. Na první pohled by se mohlo zdát, že práce se sítěmi tvořenými obecnými polygonálními či polyhedrálními buňkami je komplikovanější, než práce se sítí tvořenou jedním či několika málo typy buněk. Při správné implementaci metody konečných objemů tomu tak není. Proto se v dalších kapitolách budeme zabývat především metodou konečných objemů formulovanou pro případ obecných nestrukturovaných sítí tvořených polygonálními či polyhedrálními buňkami.

Poněkud jiná situace je však při tvorbě sítě. V současné době je k dispozici řada komerčních či volně dostupných generátorů nestrukturovaných sítí tvořených trojúhelníky či čtyřstény. Ty jsou často založeny na principu tzv. Delaunayovské triangulace.

1.4.1 Delaunayovská triangulace v rovině

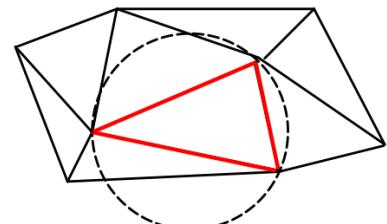
Definice 1 Mějme množinu n bodů $\mathcal{P} = \{\vec{x}_i \in \mathbb{R}^2\}_{i=1}^n$ v rovině. Triangulací \mathcal{T} nad množinou \mathcal{P} budeme rozumět takovou množinu trojúhelníků τ_k , že pro

- vrcholy každého τ_k jsou z \mathcal{P} ,
- libovolné 2 trojúhelníky τ_j a τ_k ($j \neq k$) mají společnou nejvýše jednu hranu,
- $\cup_k \tau_k$ je konvexní obal \mathcal{P} ,
- každý τ_k obsahuje právě 3 body z \mathcal{P} (vrcholy τ_k).

Pro zadanou množinu bodů existuje velké množství triangulací zahrnující i trojúhelníky s velmi ostrými úhly. Tyto trojúhelníky často způsobují velké chyby approximace. Je proto vhodné z množiny všech triangulací vybrat takovou, že bude v nějakém smyslu optimální.

Jednou z možností je tzv. Delaunayovská triangulace. Ta je definována pomocí kružnic opsaných jednotlivým trojúhelníkům.

Definice 2 Nechť \mathcal{T} je triangulace nad \mathcal{P} . Triangulaci nazveme Delaynayovskou právě tehdy, když uvnitř kružnice opsané každému z τ_k neleží žádný bod z \mathcal{P} .



Tento typ triangulace má několik zajímavých vlastností:

1. Nechť α_k je nejmenší z vnitřních úhlů τ_k , Delaunayovská triangulace potom maximalizuje $\min_k \alpha_k$.
2. Pokud žádné čtyři body z \mathcal{P} neleží na kružnici, pak je tato triangulace jednoznačně určená.

Pro konstrukci Delaunayovské triangulace existuje několik algoritmů. Nejjednodušší je tzv. *swapping* algoritmus. Při něm se nejprve vytvoří libovolná triangulace. Ta nemusí splňovat Delaunayovskou podmínu. Poté se postupně kontrolují vždy dvojice trojúhelníků sdílejících společnou hranu. Tato dvojice spolu tvoří čtyřúhelník a společná hrana je jeho úhlopříčkou. V případě, že se uvnitř kružnice opsané jednomu z trojúhelníků nachází vrchol druhého z nich, oba trojúhelníky v triangulaci nahradíme dvojicí vzniklou prohozením úhlopříčky čtyřúhelníka. Tento postup opakujeme dokud je v \mathcal{T} dvojice trojúhelníků nesplňující Delaunayovskou podmínu.

Výše uvedený algoritmus je velmi jednoduchý, není však příliš efektivní. Dalším typem postupem pro generaci sítě je tzv. *inkrementální Bowyerův-Watsonův algoritmus*. Ten na rozdíl od výše uvedeného postupu vychází z existující Delaunayovské triangulace nad množinou $\mathcal{P}^n = \{\vec{x}_i\}_{i=1}^n$ o n bodech a na jejím základě vytváří triangulaci nad množinou $\mathcal{P}^{n+1} = \mathcal{P}^n \cup \{\vec{x}_{n+1}\}$ (tj. vložení jednoho bodu).

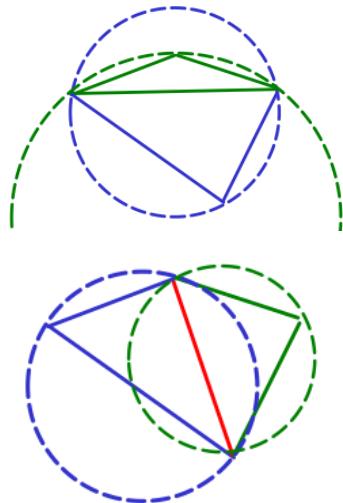
Princip algoritmu je poměrně jednoduchý:

1. V existující triangulaci nalezneme všechny trojúhelníky jejichž kružnice opsaná obsahuje vkládaný bod \vec{x}_{n+1} . Tyto trojúhelníky z triangulace vypustíme.
2. Vypuštěním trojúhelníků vznikne v triangulaci otvor s polygonální hranicí. Vrcholy tohoto polygonu spojíme s vkládaným bodem a vzniklé trojúhelníky vložíme do triangulace.

Nejčastěji přitom algoritmus startujeme z pomocné "triviální" triangulace tvořené jedním či dvěma trojúhelníky pokryvající celou oblast. Pak postupně vkládáme body z \mathcal{P} . V případě potřeby můžeme nakonec odstranit trojúhelníky tvořené vrcholy původní pomocné triangulace. Je však přitom třeba věnovat pozornost tomu aby odstraněním těchto trojúhelníků nedošlo k porušení triangulace. Při vhodné implementaci je výsledný algoritmus velmi rychlý.

Jak již bylo řečeno dříve, inkrementální algoritmus do existující triangulac postupně přidává další body. Toho lze využít například pro automatickou tvorbu sítě s předepsanými parametry (např. plochy trojúhelníků), kdy pozici nového bodu vypočteme z existující triangulace například jako těžiště trojúhelníka s největší plochou. Algoritmus pak končíme v okamžiku, kdy všechny trojúhelníky mají plochu menší, než je předepsaný parametr.

Uvádíme bez důkazů a odkazů na literaturu, čtenář si případně dohledá samostatně.



Další strategií pro vkládání bodu může být například varianta tzv. *advancing front* metody. Při ní nejprve do triangulace vložíme všechny body na hranici zadané oblasti Ω . Hranice je přitom reprezentována jako polygon. Tento polygon nazveme frontou. Nové body pak vkládáme v blízkosti fronty (např. na kolmici k vybranému segmentu fronty s předepsanou vzdáleností od fronty). Vložením bodu se fronta modifikuje (odebereme základnu vloženého trojúhelníka a přidáme jeho dvě nové strany). Takto postupujeme dokud není triangulace hotová v celé oblasti. Při volbě nového bodu však musíme hlídat, zda se nenachází příliš blízko jiného existujícího bodu či jiné části fronty.

V praktických úlohách často potřebujeme, aby hranice vzniklé triangulace approximovala hranici zadané oblasti. Toho lze dosáhnout například vložením dalších bodů na hranici či vhodnou aplikací *swapping* algoritmu u hranice.

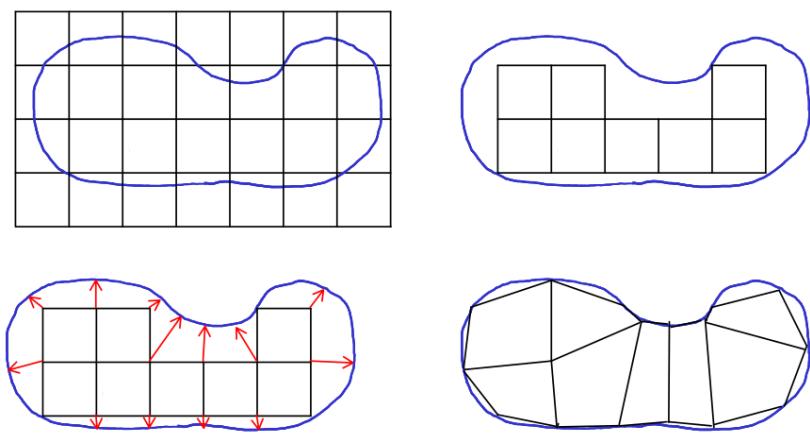
1.5 Další způsoby tvorby sítí

Mimo výše uvedené postupy existuje i celá řada dalších způsobů tvorby sítě. Za zmínu stojí určitě postup implementovaný například v programovém balíku OpenFOAM v nástroji snappyHexMesh.

Tento prakticky automatický generátor sítě vytváří výpočetní síť v několika postupných krocích:

1. Vytvoření kartézské sítě pokrývající celou oblast. Tato síť nijak nerespektuje tvar zadané oblasti.
2. Vyloučení buněk mající alespoň jeden vrchol mimo zadanou oblast. Vzniklá síť již approximuje zadanou oblast, hranice jsou však nahrazeny stupňovitou funkcí.
3. Projekce bodů na hranici stupňovité sítě na zadanou geometrii.
Hranice této sítě již dobře reprezentuje tvar zadané oblasti. Kvalita sítě u hranice je však většinou velmi špatná.
4. Vylepšení sítě u hranice a případné zjemnění v mezních vrstvách.

Takto vytvořená síť je ve větší vzdálenosti od stěn tvořena pravidelnými buňkami, v blízkosti stěn bývají buňky složitější.



Obrázek 1.11: Konstrukce nestrukturované sítě tvořené čtyřúhelníky.

2

Metoda konečných objemů pro skalární problém

Základní principy metody konečných objemů budou pro jednoduchost vysvětleny nejprve na případu skalárního problému konvekce s difuzí. Budeme přitom uvažovat dva typy úloh.

Definice 3 Je dána skalární parciální diferenciální rovnice

Počáteční úloha

$$\frac{\partial u(\vec{x}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{v}u(\vec{x}, t)) = \nabla \cdot (\mu \nabla u(\vec{x}, t)), \quad (2.1)$$

kde $\vec{v} \in \mathbb{R}^d$ je konstantní vektor, $\mu > 0$ a $u : \mathbb{R}^d \times \mathbb{R}_+ \rightarrow \mathbb{R}$ je dvakrát differencovatelná funkce. Dále je dána dvakrát differencovatelná funkce (počáteční podmínka) $u_0 : \mathbb{R}^d \rightarrow \mathbb{R}$. Počáteční úlohou pak rozumíme nalézt takovou dvakrát differencovatelnou funkci $u : \mathbb{R}^d \times \mathbb{R}_+ \rightarrow \mathbb{R}$, že

Stejná definice lze použít i pro $\mu = 0$. V tom případě stačí uvažovat jednou differencovatelnou funkci.

- $\forall \vec{x} \in \mathbb{R}^d \forall t > 0$ je splněna rovnice 2.1,

- $\forall \vec{x} \in \mathbb{R}^d$ je $u(\vec{x}, 0) = u_0(\vec{x})$.

Funkci u pak nazveme řešením počáteční úlohy.

V případě úlohy na omezené oblasti je potřeba doplnit okrajové podmínky a řešíme pak smíšenou (též počátečně-okrajovou) úlohu.

Definice 4 Nechť $\Omega \subset \mathbb{R}^d$ je souvislá oblast s Lipschitzovskou hranicí (ne nutně omezená), $\vec{v} \in \mathbb{R}^d$ je konstantní vektor a $\mu > 0$ je konstanta. Nechť $\partial\Omega = \Gamma_D \cup \Gamma_N$ a $\Gamma_D \cap \Gamma_N = \emptyset$. Dále mějme na $\Gamma_D \times \mathbb{R}_+$ zadanou funkci α a na $\Gamma_N \times \mathbb{R}_+$ funkce β . Smíšenou úlohou pak rozumíme nalézt takovou dvakrát differencovatelnou funkci $u : \mathbb{R}^d \times \mathbb{R}_+ \rightarrow \mathbb{R}$, že

Smíšená úloha

- $\forall \vec{x} \in \Omega \forall t > 0$ je splněna rovnice 2.1,
- $\forall \vec{x} \in \Omega$ je $u(\vec{x}, 0) = u_0(\vec{x})$,
- $\forall \vec{x} \in \Gamma_D \forall t > 0$ je $u(\vec{x}, t) = \alpha(\vec{x}, t)$,
- $\forall \vec{x} \in \Gamma_N \forall t > 0$ je $\frac{\partial u(\vec{x}, t)}{\partial n} = \beta(\vec{x}, t)$ (\vec{n} je vnější normála).

Pro případ neomezené oblasti navíc požadujeme

- $\lim_{||\vec{x}|| \rightarrow \infty, \vec{x} \in \Omega} u(\vec{x}, t) = 0$.

Funkci u pak nazveme řešením smíšené úlohy.

2.1 Aplikace jednorozměrných metod

Jednoduchým postupem pro numerické řešení vícerozměrného problému může být použití metody odvozených pro jednorozměrné problémy samostatně v jednotlivých směrech. Uvažujme obecně nelineární problém ve 2D

$$\frac{\partial u(x, y, t)}{\partial t} + \frac{\partial f(u(x, y, t))}{\partial x} + \frac{\partial g(u(x, y, t))}{\partial y} = 0. \quad (2.2)$$

Ten můžeme rozdělit na dvojici parcialních diferenciálních rovnic

$$u_t^* + f(u)_x = 0, \quad (2.3)$$

$$u_t^{**} + g(u)_y = 0, \quad (2.4)$$

doplňenou algebraickým vztahem $u = u^* + u^{**}$ (resp. $u_t = u_t^* + u_t^{**}$). Diskretizujme hledanou funkci u na kartézské síti s kroky Δx a Δy a s časovým krokem Δt (tj. $u_{i,j}^n \approx u(i\Delta x, j\Delta y, n\Delta t)$). Aplikujeme-li nyní na řešení každé z rovnic explicitní schéma ve tvaru

$$u_{i,j}^{*,n+1} = u_{i,j}^{*,n} - \frac{\Delta t}{\Delta x} [f_{i+1/2,j}^n - f_{i-1/2,j}^n], \quad (2.5)$$

$$u_{i,j}^{**,n+1} = u_{i,j}^{**,n} - \frac{\Delta t}{\Delta y} [g_{i,j+1/2}^n - g_{i,j-1/2}^n], \quad (2.6)$$

kde f a g jsou příslušné numerické toky, dostaneme výsledné schéma ve tvaru

$$u_{i,j}^{n+1} = u_{i,j}^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} [f_{i+1/2,j}^n - f_{i-1/2,j}^n] - \frac{\Delta t}{\Delta y} [g_{i,j+1/2}^n - g_{i,j-1/2}^n]. \quad (2.7)$$

Toto schéma však automaticky nedědí vlastnosti původních jednorozměrných schémat!

Některé vlastnosti (stabilita, konzistence) se zachovávají při použití tzv. štěpení dimenzí, viz např. (LeVeque, 1992). Při tomto přístupu se nejprve provede nejprve jeden krok v jedné prostorové dimenzi a poté ve druhé. Celý výpočet jednoho časového kroku tedy probíhá dle tohoto postupu:

$$u_{i,j}^{n+1/2} = u_{i,j}^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} [f_{i+1/2,j}^n - f_{i-1/2,j}^n], \quad (2.8)$$

$$u_{i,j}^{n+1} = u_{i,j}^{n+1/2} - \frac{\Delta t}{\Delta y} [g_{i,j+1/2}^{n+1/2} - g_{i,j-1/2}^{n+1/2}], \quad (2.9)$$

kde toky g vyčíslujeme z pomocné hodnoty $u^{n+1/2}$. V (LeVeque, 1992) je proveden rozbor přesnosti této metody a je ukázáno, že výše

uvedený postup je pouze prvního řádu přesnosti v čase. Dále je zde popsáno tzv. symetrické štěpení, kdy při vhodném střídání pořadí jednotlivých směrů lze dosáhnout vyššího řádu přesnosti.

Nevýhodou obou výše zmíněných postupů je však omezení pouze na kartézské síť. Pro řešení problémů v oblastech se složitějším tvarem lze v některých případech provést transformaci souřadnic z reálného prostoru do výpočetního prostoru.

Předpokládejme, že řešíme úlohu na omezené oblasti $\Omega \subset \mathbb{R}^2$ a že existuje hladké prosté zobrazení Φ zobrazující $(0,1) \times (0,1)$ na Ω , tedy $\vec{x} = \Phi(\vec{\xi})$ kde $\vec{x} = [x, y]$ a $\vec{\xi} = [\xi, \eta]$. Potom

$$\frac{\partial f(u(\vec{x}(\vec{\xi}), t))}{\partial \xi} = \frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial \xi} + \frac{\partial f}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial \xi}, \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial f(u(\vec{x}(\vec{\xi}), t))}{\partial \eta} = \frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial \eta} + \frac{\partial f}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial \eta}, \quad (2.11)$$

(2.12)

neboli

$$[f_\xi, f_\eta] = [f_x, f_y] \begin{bmatrix} x_\xi & x_\eta \\ y_\xi & y_\eta \end{bmatrix}. \quad (2.13)$$

Vynásobíme rovnost zprava inverzí matice $\partial \vec{x} / \partial \vec{\eta}$ a dostaváme

$$[f_\xi, f_\eta] \frac{1}{J} \begin{bmatrix} y_\eta & -x_\eta \\ -y_\xi & x_\xi \end{bmatrix} = [f_x, f_y], \quad (2.14)$$

kde $J = x_\xi y_\eta - y_\xi x_\eta$. Je tedy

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{1}{J} [y_\eta f_\xi - y_\xi f_\eta]. \quad (2.15)$$

Podobně pro g dostaváme

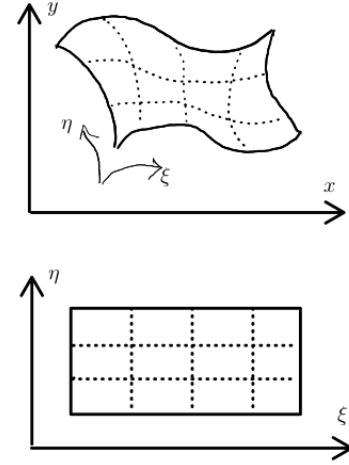
$$\frac{\partial g}{\partial y} = \frac{1}{J} [-x_\eta g_\xi + x_\xi g_\eta]. \quad (2.16)$$

Potom

$$\begin{aligned} J(f_x + g_y) &= y_\eta f_\xi - y_\xi f_\eta - x_\eta g_\xi + x_\xi g_\eta = \\ &= (y_\eta f_\xi - x_\eta g_\xi) + (-y_\xi f_\eta + x_\xi g_\eta) = \\ &= (y_\eta f - x_\eta g)_\xi - y_\eta g_\xi + x_\eta f_\xi + (-y_\xi f + x_\xi g)_\eta + y_\xi f_\eta - x_\xi g_\eta = \\ &= (y_\eta f - x_\eta g)_\xi + (-y_\xi f + x_\xi g)_\eta. \quad (2.17) \end{aligned}$$

Původní rovnice v reálných souřadnicích x, y

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial f(u)}{\partial x} + \frac{\partial g(u)}{\partial y} = 0 \quad (2.18)$$



Obrázek 2.1: Oblast v reálném prostoru (nahore) a ve výpočetním prostoru (dole).

tak přejde na rovnici v křivočarých souřadnicích ξ, η

$$\frac{\partial(Ju)}{\partial t} + \frac{\partial \hat{f}(u)}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{g}(u)}{\partial \eta} = 0, \quad (2.19)$$

kde

$$J = x_\xi y_\eta - y_\xi x_\eta, \quad (2.20)$$

$$\hat{f}(u) = y_\eta f(u) - x_\eta g(u), \quad (2.21)$$

$$\hat{g}(u) = -y_\xi f(u) + x_\xi g(u). \quad (2.22)$$

Oblast má ve výpočetním prostoru tvar čtverce a můžeme zde provést diskretizaci pomocí kartézské sítě.

Nevýhodou tohoto postupu je však to, že složitější oblasti nelze jednoduše transformovat na čtverec. Podobně se dostaneme do problémů v případě oblastí s nehladkou hranicí. Transformace Φ pak nemusí mít spojité derivace případně jejich numerická approximace může být zatížená velkou chybou. Na druhou stranu pro případ hladkých oblastí tento postup umožňuje velmi efektivní implementaci schémat vysokého řádu přesnosti.

V dalším text opusťme tento postup a budeme se věnovat obecnějšímu případu metody konečných objemů pro vícerozměrný případ na nestrukturovaných sítích.

2.2 Odvození metody konečných objemů na obecné nestrukturované síti

Standardní postup při odvození metody konečných objemů vychází z tzv. *metody přímek*, kdy je nejprve provedena diskretizace v prostoru převádějící parciální diferenciální rovnici na systém obyčejných diferenciálních rovnic. Ve druhém kroku se diskretizuje tento systém obyčejných diferenciálních rovnic. Pro diskretizaci použijeme tzv. síť, tj. rozdelení oblasti \mathbb{R}^d či Ω na vzájemně disjunktní neprázdné otevřené podoblasti Ω_i konečné velikosti (tzv. *konečné* nebo *kontrolní objemy*), tedy

$$\overline{\Omega} = \cup_{i=1}^n \overline{\Omega}_i, \text{ a } \Omega_i \cap \Omega_j = \emptyset \text{ pro } i \neq j. \quad (2.23)$$

Pro případ počáteční úlohy či neomezené oblasti Ω je $n = \infty$.

Vnitřní stěnou sdílenou objemy Ω_i a Ω_j nazveme $d-1$ rozměrný útvar $\Gamma_{ij} = \overline{\Omega}_i \cap \overline{\Omega}_j$ (pokud existuje). Podobně *hraniční stěnou* nazveme $d-1$ rozměrný útvar $\Gamma_{ib} = \overline{\Omega}_i \cap \Gamma_b$, kde $b = \{D, N\}$ jsou části hranice pro smíšenou úlohu. Pro $d = 3$ nazveme hranou neprázdný jednorozměrný průnik dvou stěn, pro $d = 2$ jsou stěny hranami. V obou případech jsou hrany jednorozměrné omezené křivky a jejich konce nazveme *vrcholy* sítě. V dalším textu budeme pracovat pouze

Mimo tento standardní postup je možné provést diskretizaci metodou konečných objemů také v $d+1$ rozměrném "časoprostoru".

s pojmy objem (d rozměrný objekt), stěna ($d - 1$ rozměrný objekt) a vrchol (bod).

Symbolem \mathcal{N}_i budeme značit množinu objemů sousedících s Ω_i stěnou, symbolem \mathcal{F}_i označíme množinu všech vnitřních stěn příslušných k Ω_i symbolem \mathcal{F}_i^b množinu hraničních stěn objemu Ω_i , tj.

$$\mathcal{N}_i = \{j : j \neq i \wedge \dim(\overline{\Omega}_i \cap \overline{\Omega}_j) = d - 1\}, \quad (2.24)$$

$$\mathcal{F}_i = \{\Gamma_{ij} : j \in \mathcal{N}_i\}, \quad (2.25)$$

$$\mathcal{F}_i^b = \{\overline{\Omega}_i \cap \Gamma_b : b \in \{D, N\}\}, \quad (2.26)$$

$$(2.27)$$

Integrujme nyní rovnici 2.1 přes kontrolní objem Ω_i

$$\begin{aligned} 0 &= \iiint_{\Omega_i} \left(\frac{\partial u}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{v}u) - \nabla \cdot (\mu \nabla u) \right) d\vec{x} = \\ &= \iiint_{\Omega_i} \frac{\partial u}{\partial t} d\vec{x} + \iiint_{\Omega_i} \nabla \cdot (\vec{v}u - \mu \nabla u) d\vec{x} = \\ &= \frac{d}{dt} \iint_{\Omega_i} u d\vec{x} + \iint_{\partial \Omega_i} (\vec{v}u - \mu \nabla u) \cdot \vec{n} dS. \end{aligned} \quad (2.28)$$

Pro další postup diskretizace zvolíme způsob approximace funkce u pomocí diskrétních hodnot u_i . V následujícím textu použijeme diskretizaci s neznámými hodnotami vztaženými ke kontrolním objemům (tzv. *cell centered* formulace). Samozřejmě to není jediná možnost. Neznámé lze vztáhnout k vrcholům sítě (*vertex centered*) či ke stěnám (*face centered*). Pro systémy rovnic lze dokonce jednotlivé přístupy kombinovat a např. rychlosti vztáhnout ke stěnám a tlaky k buňkám (tzv. *staggered* formulace).

Označme

$$u_i(t) = \frac{1}{|\Omega_i|} \iiint_{\Omega_i} u d\vec{x}, \quad (2.29)$$

kde $|\Omega_i|$ je velikost objemu Ω_i . Tj. $u_i(t)$ je střední hodnota $u(\vec{x}, t)$ v objemu Ω_i . Integrál po hranici Ω_i rozdělíme na součet integrálů přes vnitřní stěny Γ_{ij} a hraniční stěny Γ_{ib} . Máme tedy

$$\begin{aligned} |\Omega_i| \frac{du_i(t)}{dt} &= - \sum_{f \in \mathcal{F}_i} \iint_f (\vec{v}u - \mu \nabla u) \cdot \vec{n} dS - \\ &\quad - \sum_{b \in \{N, D\}} \sum_{f \in \mathcal{F}_i^b} \iint_f (\vec{v}u - \mu \nabla u) \cdot \vec{n} dS. \end{aligned} \quad (2.30)$$

První integrál na pravé straně vyjadřuje toky mezi objemem Ω_i a sousedními objemy, druhý integrál obsahuje toky mezi Ω_i a příslušnými částmi hranice $\partial\Omega$.

Pro zjednodušení zápisu budeme, bude-li to možné, vynechávat parametry \vec{x} a t .

Aproximujeme nyní toky přes jednotlivé stěny jako

$$\iint_f (\vec{v}u - \mu \nabla u) \cdot \vec{n} dS \approx (\vec{v}u_f - \mu \nabla u_f) \cdot \vec{S}_f, \quad (2.31)$$

kde $\vec{S}_f \approx \int_f \vec{n} dS$, $u_f(t) \approx u(\vec{x}_f, t)$ a $\nabla u_f(t) \approx \nabla u(\vec{x}_f, t)$. Potom lze předchozí vztah zapsat jako

$$|\Omega_i| \frac{d\mathbf{u}_i(t)}{dt} \approx - \sum_{f \in \mathcal{F}_i} (\vec{v}u_f - \mu \nabla u_f) \cdot \vec{S}_f - \sum_{b \in \{N,D\}} \sum_{f \in \mathcal{F}_i^b} (\vec{v}u_f - \mu \nabla u_f) \cdot \vec{S}_f. \quad (2.32)$$

Posledním krokem k semidiskrétní formulaci metody konečných objemů je doplnění vztahů pro approximaci u_f a gradientu ∇u_f pomocí u_i a u_j (a případně i hodnot v dalších objemech). Po dosazení u_i a u_j tedy dostáváme semidiskrétní formulaci metody konečných objemů ve tvaru

$$|\Omega_i| \frac{d\mathbf{u}_i(t)}{dt} = -R(\mathbf{u}_i; \{\mathbf{u}_j : j \in \mathcal{N}_i\}), \quad (2.33)$$

nebo ve vektorové formě

$$|\Omega_i| \frac{d\mathbf{u}_i(t)}{dt} = -R(\mathbf{u})_i, \quad (2.34)$$

kde $\mathbf{u} = [\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2, \dots, \mathbf{u}_m]$. V případě smíšené úlohy operátor R závisí na okrajových podmínkách α a β .

Pokud navíc vyjádříme hodnoty u_f a $\nabla u_f \cdot \vec{S}_f$ jako lineární funkce u_i a u_j (a případně i hodnot u v dalších objemech), můžeme celou approximaci pravé strany vyjádřit pomocí zobrazení ve tvaru

Jedná se o affinní zobrazení $\mathbb{R}^m \rightarrow \mathbb{R}^m$.

$$R(\mathbf{u}) = R\mathbf{u} + \mathbf{r}, \quad (2.35)$$

kde R je čtvercová matice $R \in \mathbb{R}^{m,m}$ a $\mathbf{r} \in \mathbb{R}^m$ je vektor. m přitom značí počet kontrolních objemů v oblasti. Předpokládáme přitom $M < \infty$.

2.3 Diskretizace konvektivního členu

Při sestavení matice R a vektoru \mathbf{r} provedeme nejprve diskretizaci konvektivního členu $\nabla \cdot (\vec{v}u)$. Ten bude v metodě konečných objemů reprezentován pomocí zobrazení R^c resp. pomocí matice R^c a vektoru \mathbf{r}^c .

^c jako *convective*.

Diskretizace konvektivního členu je dle rovnice (2.32)

$$\iiint_{\Omega_i} \nabla \cdot (\vec{v}u) d\vec{x} \approx R^c(\mathbf{u})_i = \sum_{f \in \mathcal{F}_i} \vec{v} \cdot \vec{S}_f u_f + \sum_{b \in \{D,N\}} \sum_{f \in \mathcal{F}_i^b} \vec{v} \cdot \vec{S}_f u_f \quad (2.36)$$

První část přitom vyjadřuje konvektivní toky přes vnitřní stěny sítě, druhá část jsou toky přes hranici oblasti. V obou částech se vyskytuje součin $\vec{v} \cdot \vec{S}_f$. Označme tento objemový tok stěnou f jako

$$\phi_f = \vec{v} \cdot \vec{S}_f. \quad (2.37)$$

Máme tedy

$$R^c(u)_i = \sum_{f \in \mathcal{F}_i} \phi_f u_f + \sum_{b \in \{D, N\}} \sum_{f \in \mathcal{F}_i^b} \phi_f u_f. \quad (2.38)$$

Hodnotu u_f budeme approximovat pomocí hodnot v sousedních kontrolních objemech. Ty si označíme indexy C ($C = i$) a N ($N \in \mathcal{N}_i$), viz obr. 2.2. Hodnotu u_f pak vyjádříme jako

$$u_f = w_f u_C + (1 - w_f) u_N + u'_f, \quad (2.39)$$

kde w_f je váha závisející na geometrických parametrech sítě (blíže jí specifikujeme později) a u' je případná korekce pro schéma vyššího řádu nebo pro neortogonální sítě.

Pro případ okrajových stěn samozřejmě objem N neexistuje a pro výpočet u_f pak použijeme vztah

$$u_f = w_f u_C + u'_f, \quad (2.40)$$

2.3.1 Protiproudové schéma

U tohoto schématu approximujeme pro vnitřní stěny hodnotu u_f v závislosti na znaménku ϕ_f . Váhy w_f jsou

$$w_f = \begin{cases} 1 & \text{pro } \phi_f > 0, \\ 0 & \text{pro } \phi_f < 0 \end{cases}. \quad (2.41)$$

a součin $\phi_f u_f$ je potom

$$\phi_f u_f = (\phi_f)^+ u_C + (\phi_f)^- u_N. \quad (2.42)$$

Pro případ Dirichletovu okrajovou podmínku, tj. $u(\vec{x}, t) = \alpha(t)$, je pro $f \in \mathcal{F}_C^D$

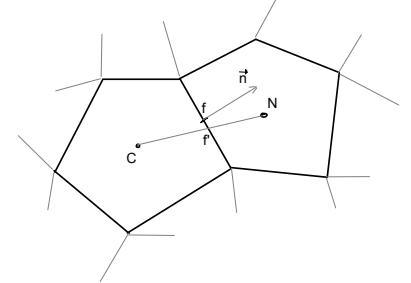
$$\phi_f u_f = (\phi_f)^+ u_C + (\phi_f)^- \alpha(\vec{x}_f, t). \quad (2.43)$$

Pro Neumannovu okrajovou podmínku, tj. $\partial u / \partial n = \beta(\vec{x}, t)$ nejprve určíme pomocnou hodnotu řešení na stěně $f \in \mathcal{F}_i^N$ jako

$$\tilde{u}_f = u_C + \delta_f \frac{\partial u}{\partial n} = u_C + \delta \beta(\vec{x}_f, t), \quad (2.44)$$

kde $\delta_f = \vec{n}_f \cdot (\vec{x}_f - \vec{x}_C)$ je vzdálenost středu C od stěny. Potom

$$\phi_f u_f = (\phi_f)^+ u_C + (\phi_f)^- \tilde{u}_f = \phi_f u_C + (\phi_f)^- \delta_f \beta_f. \quad (2.45)$$



Obrázek 2.2: Síť při approximaci u_f .

Schéma je běžně nazývané *upwind*.

$$(\phi_f)^+ = \max(\phi_f, 0), (\phi_f)^- = \min(\phi_f, 0).$$

Příspěvky do matice R a vektoru r tedy budou

$$R_{i,i}^c = \sum_{f \in \mathcal{F}_i} (\phi_f)^+ + \sum_{f \in \mathcal{F}_i^D} (\phi_f)^+ + \sum_{f \in \mathcal{F}_i^N} \phi_f, \quad (2.46)$$

$$R_{i,j}^c = (\phi_f)^- \text{ pro } j \in \mathcal{N}_i, \quad (2.47)$$

$$r_i^c = \sum_{f \in \mathcal{F}_i^D} (\phi_f)^- \alpha_f + \sum_{f \in \mathcal{F}_i^N} (\phi_f)^- \delta_f \beta_f. \quad (2.48)$$

Lemma 1 Je-li $\forall i, \forall f \in \mathcal{F}_i^N : \phi_f \geq 0$, potom má matice $R^{c,\mathcal{F}}$ pro protiproudové schéma na diagonále kladné prvky, mimo diagonálu nekladné prvky, je nesymetrická a po řádkách i sloupcích neostře diagonálně dominantní.

Pozn. předpoklad tvrzení je, že Neumannovu podmínku nepředepisujeme na "vstupu", tj. tam, kde $\vec{v} \cdot n < 0$. Neostrá diagonální dominance po řádkách vyplývá ze vztahu $\sum_f \phi_f = 0$ (součet je přes všechny stěny), neostrá diagonální dominance po sloupcích je důsledkem konzervativity. Každá stěna je při výpočtu totiž zahrnuta dvakrát (při výpočtu R_C a R_N) s opačnou orientací \vec{S}_f a prohozenou rolí C a N .

Protiproudové schéma vede na matici R s velmi příznivými vlastnostmi. Jeho nevýhodou je však nízká přesnost a velmi silný vliv numerické difuse.

2.3.2 Schéma s lineární interpolací

Toto schéma je založené na výpočtu u_f pomocí lineární interpolace z u_C a u_N . Pro vnitřní stěny je

V programu OpenFOAM nazývané *linear*.

$$u_f = w_f u_C + (1 - w_f) u_N, \quad (2.49)$$

kde váha w_f je (viz obr. 2.2)

$$w_f = \frac{\|\vec{x}_N - \vec{x}_{f'}\|}{\|\vec{x}_N - \vec{x}_C\|}. \quad (2.50)$$

To však zanedbává rozdíl mezi body \vec{x}_f a $\vec{x}_{f'}$. Používá se také výpočteně jednodušší vzorec

$$w_f = \frac{\|\vec{x}_N - \vec{x}_f\|}{\|\vec{x}_N - \vec{x}_f\| + \|\vec{x}_f - \vec{x}_C\|}, \quad (2.51)$$

zde není zapotřebí bod $\vec{x}_{f'}$. Podobně jako u předchozího vztahu je však v případě $\vec{x}_f \neq \vec{x}_{f'}$ přesnost interpolace snížena.

Pro stěny s Dirichletovou podmínkou je $u_f = \alpha_f$ a pro Neumannovu podmínku máme $u_f = \tilde{u}_f = u_C + \delta_f \beta_f$.

Příspěvky do matice R a vektoru r tedy budou pro centrální schéma

$$R_{i,i}^c = \sum_{f \in \mathcal{F}_i} \phi_f w_f + \sum_{f \in \mathcal{F}_i^N} \phi_f, \quad (2.52)$$

$$R_{i,j}^c = \phi_f (1 - w_f) \text{ pro } j \in \mathcal{N}_i, \quad (2.53)$$

$$r_i^c = \sum_{f \in \mathcal{F}_i^D} \phi_f \alpha_f + \sum_{f \in \mathcal{F}_i^N} \phi_f \delta_f \beta_f. \quad (2.54)$$

Matice R^c již bohužel nemá podobně příznivé vlastnosti, jako v případě protiproudového schématu. Obecně nelze nic říci o znaménkách prvků či o diagonální dominanci. Na druhou stranu však lineární interpolace (za předpokladu $\vec{x}_f \approx \vec{x}_{f'}$) vede k diskretizaci druhého řádu přesnosti.

2.3.3 Protiproudové schéma druhého řádu přesnosti

Dalším typem schématy je tzv. protiproudové schéma druhého řádu přesnosti. V prvním kroku vypočteme pro každý kontrolní objem odhad gradientu řešení. Ten spočteme např. pomocí metody nejmenších čtverců z hodnot u_j kde $j \in \mathcal{N}_i$, pomocí Gaussovy věty s lineární interpolací či jinou metodou. Hodnotu u_f pak pro vnitřní stěny určíme jako

$$u_f = \begin{cases} u_C + \nabla u_C \cdot (\vec{x}_f - \vec{x}_C) & \text{pro } \phi_f > 0, \\ u_N + \nabla u_N \cdot (\vec{x}_f - \vec{x}_N) & \text{pro } \phi_f < 0, \end{cases} \quad (2.55)$$

a tedy

$$\begin{aligned} \phi_f u_f = & (\phi_f)^+ u_C + (\phi_f)^- u_N + \\ & + \left[(\phi_f)^+ \nabla u_C \cdot (\vec{x}_f - \vec{x}_C) + (\phi_f)^- \nabla u_N \cdot (\vec{x}_f - \vec{x}_N) \right]. \end{aligned} \quad (2.56)$$

První dva členy přitom přispívají do matice R^c , členy v hranaté závorce pak přispívají do r^c .

Pro Dirichletovu okrajovou podmíinku je

$$u_f = (\phi_f)^+ u_C + \left[(\phi_f)^+ \nabla u_C \cdot (\vec{x}_f - \vec{x}_C) + (\phi_f)^- \alpha_f \right]. \quad (2.57)$$

První člen opět přispívá do matice R^c a člen v hranaté závorce jde do r^c . Pro Neumannovu podmíinku určíme podobně jako u protiproudového schématu hodnotu řešení na hranici \tilde{u} a máme tedy

$$u_f = \phi_f u_C + \left[(\phi_f)^+ \nabla u_C \cdot (\vec{x}_f - \vec{x}_C) + (\phi_f)^- \delta_f \beta_f \right]. \quad (2.58)$$

Matice R^c je pro toto schéma totožná s maticí pro protiproudové

V programu OpenFOAM nazývané *linear upwind*.

schéma 1. řádu. Rozdíl je pouze ve vektoru r^c kde

$$\begin{aligned} r_i^c = & \sum_{f \in \mathcal{F}_i} \left[(\phi_f)^+ \nabla u_C \cdot (\vec{x}_f - \vec{x}_C) + (\phi_f)^- \nabla u_N \cdot (\vec{x}_f - \vec{x}_N) \right] + \\ & + \sum_{f \in \mathcal{F}_i^D} \left[(\phi_f)^+ \nabla u_C \cdot (\vec{x}_f - \vec{x}_C) + (\phi_f)^- \alpha_f \right] + \\ & + \sum_{f \in \mathcal{F}_i^D} \left[(\phi_f)^+ \nabla u_C \cdot (\vec{x}_f - \vec{x}_C) + (\phi_f)^- \delta_f \beta_f \right]. \quad (2.59) \end{aligned}$$

Toto schéma je druhého řádu přesnosti a obsahuje i korekci pro případ $\vec{x}_f \neq \vec{x}_{f'}$. Na druhou stranu je však v případě úloh s velkými gradienty řešení potřeba omezit velikostí $\nabla u_{C/N}$ například pomocí Barthova a Jespersenova limiteru (Barth a kol. 1989).

2.3.4 Další schémata

Mimo výše uvedená existuje i celá řada dalších schémat. Jedná se mimo jiné o TVD či NVD schémata jejichž popis lze nalézt např. v (Moukalled a kol. 2016), (Hrvoje Jasak, 1996), (H. Jasak a kol. 1999) a jinde. Na tomto místě si ukážeme konstrukci schématu s tzv. minmod limiterem.

V jednorozměrném případě lze minmod limiter formulovat pomocí normalizovaných proměnných v NVD diagramu, viz obrázek 2.3.

Uvažujme lineární rovnici konvekce $u_t + au_x = 0$ s $a > 0$. Pro rozhraní buněk i a $i+1$ označíme $u_U = u_{j-1}$, $u_C = u_j$ a $u_D = u_{j+1}$. Normalizované proměnné jsou potom dány vztahem

$$\hat{u}(u) = \frac{u - u_U}{u_D - u_U}. \quad (2.60)$$

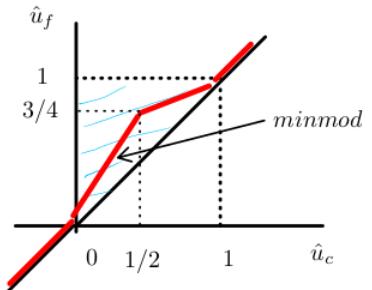
Normalizované hodnoty \hat{u}_U a \hat{u}_D jsou pak po řadě rovny 0 a 1 a \hat{u}_f je tedy pouze funkcí \hat{u}_C . Pro minmod limiter je to

$$\hat{u}_f = \begin{cases} \hat{u}_C & \text{pro } \hat{u}_C \notin (0,1), \\ \frac{3}{2}\hat{u}_C & \text{pro } \hat{u}_C \in (0,0.5), \\ \frac{1}{2} + \frac{1}{2}\hat{u}_C & \text{pro } \hat{u}_C \in (0.5,1). \end{cases} \quad (2.61)$$

Reálnou hodnotu u_f pak dostaneme z normalizované hodnoty zpětnou transformací jako

$$u_f = u_U + (u_D - u_U)\hat{u}_f = \begin{cases} u_C & \text{pro } \hat{u}_C \notin (0,1), \\ \frac{3}{2}u_C - \frac{1}{2}u_U & \text{pro } \hat{u}_C \in (0,0.5), \\ \frac{1}{2}u_C + \frac{1}{2}u_D & \text{pro } \hat{u}_C \in (0.5,1). \end{cases} \quad (2.62)$$

Rozšíření tohoto schématu pro vícerozměrný případ není triviální. Problém nastane hned na začátku, kdy musíme definovat hodnoty u_D a u_U . Tyto hodnoty obecně neodpovídají žádným bodům sítě. Jednou



Obrázek 2.3: Minmod limiter v NVD diagramu

z možností, jak použít NVD schéma, je tyto body uměle zkonstruovat. Známe-li polohu bodu C a středu strany f , můžeme určit polohu bodů U a D jako

$$\vec{x}_D = \vec{x}_C + 2(\vec{x}_f - \vec{x}_C), \quad (2.63)$$

$$\vec{x}_U = \vec{x}_C - 2(\vec{x}_f - \vec{x}_C), \quad (2.64)$$

viz obr. 2.4.

Pro odhad hodnot u_U a u_D pak můžeme použít následující vztahy

$$u_U = u_C + \nabla u_C \cdot (\vec{x}_U - \vec{x}_C), \quad (2.65)$$

$$u_D = u_N + \nabla u_N \cdot (\vec{x}_D - \vec{x}_N), \quad (2.66)$$

kde ∇u_C a ∇u_N jsou approximace gradientů řešení v buňkách C a N získané například pomocí aplikací Gaussovy věty (MKO) nebo metodou nejmenších čtverců. Jakmile máme hodnoty u_U a u_D , můžeme pokračovat ve výpočtu stejným způsobem, jako v 1D.

2.4 Diskretizace difusivního členu

Difusivní člen $-\nabla \cdot (\mu \nabla u)$ je v metodě konečných objemů reprezentován zobrazením R^d

$$\iiint_{\Omega_i} -\nabla \cdot (\mu \nabla u) d\vec{x} \approx R^d(u)_i = - \sum_{f \in \mathcal{F}_i} \mu \frac{\partial u_f}{\partial n_f} S_f - \sum_{b \in \{D, N\}} \sum_{f \in \mathcal{F}_i^b} \mu \frac{\partial u_f}{\partial n_f} S_f. \quad (2.67)$$

V případě, kdy je vektor \overrightarrow{CN} rovnoběžný s \vec{n}_f , je pro vnitřní stěny

$$\frac{\partial u_f}{\partial n_f} \approx \frac{u_N - u_C}{||\vec{x}_N - \vec{x}_C||}. \quad (2.68)$$

Pro stěny s Dirichletovou podmínkou je

$$\frac{\partial u_f}{\partial n_f} \approx \frac{\alpha_f - u_C}{||\vec{x}_f - \vec{x}_C||}, \quad (2.69)$$

a pro stěny s Neumannovou podmínkou je

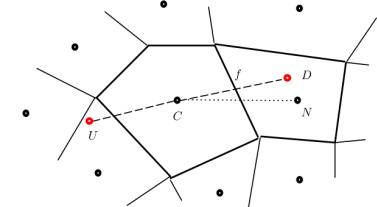
$$\frac{\partial u_f}{\partial n_f} = \beta_f. \quad (2.70)$$

V matici R^d a v r^d pak bude při této approximaci

$$R_{i,i}^d = \sum_{f \in \mathcal{F}_i} \mu \frac{S_f}{||\vec{x}_N - \vec{x}_C||} + \sum_{f \in \mathcal{F}_i^D} \mu \frac{S_f}{||\vec{x}_f - \vec{x}_C||}, \quad (2.71)$$

$$R_{i,j}^d = -\mu \frac{S_f}{||\vec{x}_N - \vec{x}_C||} \text{ pro } j \in \mathcal{N}_i, \quad (2.72)$$

$$r_i^d = - \sum_{f \in \mathcal{F}_i^D} \mu \frac{\alpha_f S_f}{||\vec{x}_f - \vec{x}_C||} - \sum_{f \in \mathcal{F}_i^N} \mu S_f \beta_f. \quad (2.73)$$



Obrázek 2.4: Konstrukce NVD schématu ve 2D.

^d jako *diffusive*.

Lemma 2 Matice \mathbf{R}^d je symetrická, diagonální prvky jsou kladné, mimo-diagonální prvky jsou nekladné. Matice je neostře diagonálně dominantní, v řádkách odpovídajících objemům přilehajícím ke Γ_D je ostře diagonálně dominantní.

Pro obecné sítě však většinou neplatí podmínka rovnoběžnosti \overrightarrow{CN} s \vec{n}_f a je nutné přidat tzv. neortogonální korekce. Obrázky 2.5 a 2.6 ukazují dva mnoha z možných způsobů provedení korekce. První, tzv. super-relaxované schéma, má dle (Hrvoje Jasak, 1996) lepší numerické vlastnosti. Obě varianty však lze popsát stejným způsobem.

Aproximace derivace je

$$\frac{\partial u_f}{\partial n_f} \approx \frac{u_{N'} - u_C}{\|\vec{x}_{N'} - \vec{x}_C\|}, \quad (2.74)$$

hodnotu $u_{N'}$ přitom určíme z předem vypočteného gradientu ∇u_f (např. $\nabla u_f = (\nabla u_C + \nabla u_N)/2$) jako

$$u_{N'} \approx u_N + \nabla u_f \cdot (\vec{x}_{N'} - \vec{x}_N), \quad (2.75)$$

tedy

$$\frac{\partial u_f}{\partial n_f} \approx \frac{u_N - u_C}{\|\vec{x}_{N'} - \vec{x}_C\|} + \frac{\nabla u_f \cdot (\vec{x}_{N'} - \vec{x}_N)}{\|\vec{x}_{N'} - \vec{x}_C\|}. \quad (2.76)$$

Matice \mathbf{R}^d a vektor r^d pak jsou

$$R_{i,i}^d = \sum_{f \in \mathcal{F}_i} \mu \frac{S_f}{\|\vec{x}_{N'} - \vec{x}_C\|} + \sum_{f \in \mathcal{F}_i^D} \mu \frac{S_f}{\|\vec{x}_f - \vec{x}_C\|}, \quad (2.77)$$

$$R_{i,j}^d = -\mu \frac{S_f}{\|\vec{x}_{N'} - \vec{x}_C\|} \text{ pro } j \in \mathcal{N}_i, \quad (2.78)$$

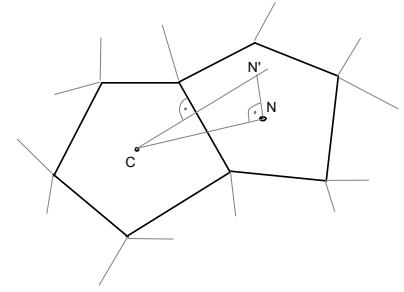
$$\begin{aligned} r_i^d = & -\sum_{f \in \mathcal{F}_i} \mu S_f \frac{\nabla u_f \cdot (\vec{x}_{N'} - \vec{x}_N)}{\|\vec{x}_{N'} - \vec{x}_C\|} - \\ & -\sum_{f \in \mathcal{F}_i^D} \mu \frac{\alpha_f S_f}{\|\vec{x}_f - \vec{x}_C\|} - \sum_{f \in \mathcal{F}_i^N} \mu S_f \beta_f. \end{aligned} \quad (2.79)$$

2.5 Diskretizace časové derivace

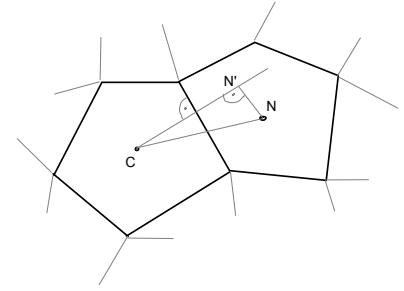
Plně diskrétní formulaci získáme approximací časové derivace pomocí vhodné diferenční formule. V nejjednodušším případě lze použít explicitní Eulerovu metodu, při které dostaneme

$$|\Omega_i| \frac{u_i^n - u_i^o}{\Delta t} = -R(u^o)_i, \quad (2.80)$$

kde Δt je velikost časového kroku a horní indexy n a o označují aktuálně počítanou časovou vrstvu a $o = n - 1$ předcházející časovou



Obrázek 2.5: Neortogonální korekce (super-relaxované schéma)



Obrázek 2.6: Neortogonální korekce (schéma s minimální korekcí)

vrstvu. Explicitní metoda je ale pouze podmínečně stabilní. Podmínka stability ve tvaru $\Delta t < \Delta t_{max}$ je v mnoha případech velmi restriktivní a výpočet explicitní metodou může být neefektivní.

Implicitní Eulerova metoda prvního řádu je

$$|\Omega_i| \frac{u_i^n - u_i^o}{\Delta t} = -R(u^n)_i, \quad (2.81)$$

a časovou derivaci (levá strana předchozího vztahu) můžeme podobně jako prostorové derivace reprezentovat afinním operátorem

$$|\Omega_i| \frac{u_i^n - u_i^o}{\Delta t} = (Du^n)_i + d_i, \quad (2.82)$$

kde

$$D = \text{diag} \left(\frac{|\Omega_i|}{\Delta t} \right) = \frac{1}{\Delta t} \begin{bmatrix} |\Omega_1| & & \\ & \ddots & \\ & & |\Omega_m| \end{bmatrix} \quad (2.83)$$

a

$$d = -\frac{1}{\Delta t} \begin{bmatrix} |\Omega_1| u_1^o \\ \vdots \\ |\Omega_m| u_m^o \end{bmatrix}. \quad (2.84)$$

Diskrétní formulace metody konečných objemů je potom

$$(D + R)u^n = -(d + r). \quad (2.85)$$

Podobně je pro zpětnou diferenční formuli druhého řádu přesnosti je

$$|\Omega_i| \frac{du_i}{dt} \approx |\Omega_i| \frac{3u_i^n - 4u_i^o + u_i^{oo}}{2\Delta t} = (Du^n)_i + d_i, \quad (2.86)$$

kde tentokrát $D = \text{diag}(3|\Omega_i|/(2\Delta t))$ a $d_i = |\Omega_i|(-4u_i^o + u_i^{oo})/(2\Delta t)$ a u^{oo} je hodnota řešení v předminulé časové vrstvě.

2.6 Plně diskrétní metoda verze metody konečných objemů pro lineární problém

Dáme-li dohromady reprezentaci operátorů R^c , R^d a D , dostaneme plně diskrétní formulaci metody konečných objemů ve tvaru soustavy algebraických lineárních rovnic

$$(D + R^c + R^d)u^n + (d + r^c + r^d) = 0 \quad (2.87)$$

neboli $Au^n + b = 0$. Matice A je při diskretizaci konvektivních členů protiproudovým schématem:

- nesymetrická,
- má kladné prvky na diagonále a nekladné mimo diagonálu,

- při vhodně zvolených okrajových podmírkách je neostře diagonálně dominantní s tím, že v některých řádkách je diagonální dominance ostrá.

Předpokládáme-li navíc ireducibilitu matice A, tj. není možné přesklpit řádky a sloupce tak, že by matice měla tvar

$$A = \begin{bmatrix} A_{11} & 0 \\ 0 & A_{22} \end{bmatrix},$$

pak je matice A regulární (jedná se o matici z třídy tzv. M-matic).

Pro tuto třídu matic platí, že jejich inverze má pouze nezáporné prvky. Odtud vyplývá stabilita numerického schématu ve smyslu monotonie.

3

Numerické řešení Navierových-Stokesových rovnic

Systém Navierových-Stokesových rovnic popisující proudění stlačitelné tekutiny je

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \otimes \vec{u}) + \nabla p = \nabla \cdot \vec{\tau}, \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} H) = \nabla \cdot (\vec{\tau} \cdot \vec{u}) - \nabla \cdot \vec{q}. \quad (3.3)$$

Tlak je s ostatními veličinami svázán pomocí stavové rovnice $p = p(\rho, e)$, kde $e = E - ||\vec{u}||^2/2$ je vnitřní energie vztázená na jeden kilogram.

Pro případ proudění nestlačitelné tekutiny s konstantní hustotou výše uvedený systém přejde na systém

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u} \otimes \vec{u}) + \frac{1}{\rho} \nabla p = \nabla \cdot (\nu \nabla \vec{u}), \quad (3.5)$$

kde ν je kinematická vazkost.

3.1 Numerické řešení Stokesova problému

Postup numerického řešení Navierových-Stokesových rovnic si nejprve popíšeme na zjednodušeném problému tzv. Stokesova proudění. Předpokládáme přitom ustálené laminární proudění nestlačitelné tekutiny s konstantní hustotou s velmi malou rychlostí. Pak můžeme v systému Naveirových-Stokesových rovnic zanedbat konvektivní člen a systém přejde do tvaru

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (3.6)$$

$$-\mu \Delta \vec{u} = -\nabla p, \quad (3.7)$$

kde $\mu = \rho\nu$ je dynamická viskozita a Δ je Laplaceův operátor.

V případě turbulentního proudění zahrnují $\vec{\tau}$ a \vec{q} také Reynoldsově tenzory napětí a turbulentní přenos tepla

Stavová rovnice ideálního plynu je $p = prT = \rho re/C_v$, kde r je specifická plynová konstanta a C_v je specifická tepelná kapacita při konstantním objemu.

Okrajovou úlohu pro tento systém rovnic lze (podobně jako systém Navierových-Stokesových rovnic) numericky řešit mnoha různými způsoby. Mezi nimi jmenujme například projekční metody založené Helmholtzově rozkladu vektorového pole na solenoidální část a gradient skalární funkce či metodu ustalování kombinovanou s umělou stlačitelností. V tomto skriptu si nejprve ukážeme obtíže vznikající při řešení systému pomocí sdruženého algoritmu a pak se zaměříme na sekvenční algoritmus SIMPLE (*Semi-IMplicit Pressure Linked Equations*) navržený v (Patankar a kol. 1972) ve formulaci metody konečných objemů.

3.1.1 Sdružený algoritmus

V předcházející kapitole jsme probírali diskretizaci operátorů ∇ a Δ metodou konečných objemů. Každý z těchto operátorů jsme po doplnění o okrajové podmínky vyjádřili v maticovém tvaru jako $R(u) = Ru + r$, kde $R \in \mathbb{R}^{m,m}$ je čtvercová matice (m je počet buněk sítě) a $r \in \mathbb{R}^m$ je vektor obsahující např. příspěvky od okrajových podmínek či neortogonální korekce. Nechť $\vec{u} = [u, v]$. Označme diskretizaci jednotlivých operátorů jako

$$-\mu\Delta u \approx Lu + l_u, \quad (3.8)$$

$$-\mu\Delta v \approx Lv + l_v, \quad (3.9)$$

$$\nabla p \approx [G_x p, G_y p] + [g_x, g_y], \quad (3.10)$$

$$\nabla \cdot \vec{u} = D_x u + D_y v + d. \quad (3.11)$$

Potom diskrétní verzi Stokesova problému můžeme zapsat jako

$$\begin{bmatrix} L & 0 & G_x \\ 0 & L & G_y \\ D_x & D_y & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u \\ v \\ p \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} l_u + g_x \\ l_v + g_y \\ d \end{bmatrix} = 0. \quad (3.12)$$

Tato soustava o $3m$ (nebo $4m$ ve 3D) neznámých však může mít singulární matici. Jako příklad uvažme diskretizaci Stokesova problému v oblasti ve tvaru čtverce s Neumannovou okrajovou podmínkou pro tlak a Dirichletovou okrajovou podmínkou pro rychlosť. V tomto případě lze snadno ukázat že:

1. je-li dvojice \vec{u}, p řešením daného problému, pak je řešením také $\vec{u}, p + K$ pro libovolné $K \in \mathbb{R}$,
2. provedeme-li diskretizaci pomocí centrálních diferencí na kartézské síti a označíme-li neznámé dvojici indexů i, j tak, že $p_{i,j} \approx p(ih, jh)$. Pak je-li \vec{u}, p je řešením také $\vec{u}, p + \tilde{p}$, kde $\tilde{p}_{i,j} = K$ pro $i + j$ sudé a $\tilde{p}_{i,j} = 0$ pro $i + j$ liché.

První z problémů je spojený přímo s řešeným spojitém problémem. Druhý vyplývá z použité diskretizace a sovisí mimo jiné i s použitou sítí.

První z problémů lze vyřešit přidáním dodatečné podmínky pro tlak např. ve tvaru $p(\vec{x}_{ref}) = 0$ určující hodnotu tlaku v jednom pevně zvoleném bodě. Druhý z problémů je obtížnější a vyžaduje změny nutně změny v diskretizaci problému, viz např. (Darwish a kol. 2014). Dalším problémem je nutnost řešení rozsáhlých soustav rovnic se špatně podmíněnou maticí.

3.1.2 Algoritmus SIMPLE pro řešení Stokesova problému

Jednou z možností jak se vyhnout některým problémům vznikajícím při použití sdruženého algoritmu je sekvenční algoritmus SIMPLE (*semi-implicit pressure linked equations*) navržený v (Patankar a kol. 1972). V tomto algoritmu se reší postupně rovnice pro složky rychlosti a pro tlak a řešení je tak dosaženo pomocí iteracní metody.

Princip algoritmu lze vysvětlit několika (ekvivalentními) způsoby. První vychází z diskrétní formulace (3.12). Matici L rozdělíme na diagonální matici $A = \text{diag}(L)$ a zbytek $H = A - L$, tedy $L = A - H$. Ze systému rovnic vyjádříme složky rychlosti jako

$$Au = Hu - (I_u + g_x) - G_x p, \quad (3.13)$$

$$Av = Hv - (I_v + g_y) - G_y p, \quad (3.14)$$

a tedy

$$u = \hat{u} - A^{-1}G_x p, \quad (3.15)$$

$$v = \hat{v} - A^{-1}G_y p, \quad (3.16)$$

kde

$$\hat{u} = A^{-1}(Hu - (I_u + g_x)), \quad (3.17)$$

$$\hat{v} = A^{-1}(Hv - (I_v + g_y)). \quad (3.18)$$

Složky rychlosti dosadíme do rovnice kontinuity a dostáváme

$$D_x \hat{u} + D_y \hat{v} - (D_x A^{-1} G_x + D_y A^{-1} G_y) p + d = 0. \quad (3.19)$$

Dostáváme tak rovnici pro tlak ve tvaru

$$-(D_x A^{-1} G_x + D_y A^{-1} G_y) p = -D_x \hat{u} - D_y \hat{v} - d. \quad (3.20)$$

Levá strana rovnice je přitom diskrétní verzí výrazu $\nabla \cdot (\frac{1}{a} p)$, kde a odpovídá hodnotám diagonálních prvků L . Jedná se tedy o diskrétní verzi Poissonovy rovnice pro tlak. Vypočtený tlak však nevyhovuje soustavě (3.12). Při jeho výpočtu totiž byly použity pouze "odhadnuté" hodnoty rychlosti u . Celý postup tak musíme opakovat.

Algoritmus SIMPLE tak lze formulovat následovně:

1. Zvolíme počáteční odhad rychlostí a tlaku u^0, v^0 .
2. Pro $k = 0, 1, \dots$ provádíme následující kroky:
 - (a) Z rychlostí u^k a v^k vypočteme hodnoty \hat{u}^k a \hat{v}^k pomocí 3.17 a 3.18.
 - (b) Vyřešíme Piossonovu rovnici pro tlak 3.20, kde na pravé straně použijeme hodnoty \hat{u}^k a \hat{v}^k . Vypočtený tlak bude p^k .
 - (c) Složky rychlosti vypočteme dle vztahů

$$u^{k+1} = \hat{u}^k - A^{-1} G_x p^k, \quad (3.21)$$

$$v^{k+1} = \hat{v}^k - A^{-1} G_y p^k. \quad (3.22)$$

Cyklus přes k přitom opakujeme dokud iterační metoda nezkonverguje ke stacionárnímu řešení. Výše uvedený postup ukazuje pouze princip algoritmu SIMPLE. Při jeho realizaci je pořeba jej doplnit některými dalšími kroky (relaxace, speciální způsob aproximace Poissonovy rovnice atd.).

3.1.3 Realizace algoritmu SIMPLE s rovnicí pro korekce tlaku

V předchozí kapitole byl vysvětlen princip algoritmu SIMPLE s použitím maticového zápisu. Nyní se pokusíme postup zopakovat a popsat detailněji. Na rozdíl od výše uvedené formulace algoritmu však provedeme odvození za pomocí tzv. korekcí rychlosti a tlaku, viz níže.

Celý postup budeme prezentovat na jednoduchém problému prouďení v kavité tvaru čtverce s rychlostí $\vec{u} = \vec{0}$ na bočních a dolních stěnách a $\vec{u} = [1; 0]$ na horní stěně. Budeme tedy řešit problém (okrajovou úlohu) pro systém parciálních diferenciálních rovnic

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (3.23)$$

$$-\mu \Delta \vec{u} = -\nabla p \quad (3.24)$$

na oblasti $\Omega = (0, 1) \times (0, 1)$ s okrajovými podmínkami

- $\vec{u} = \vec{0}$ a $\partial p / \partial n = 0$ na $\Gamma_l \cup \Gamma_b \cup \Gamma_r$, kde $\Gamma_l = \{[0; y], \forall y \in (0, 1)\}$, $\Gamma_r = \{[1; y], \forall y \in (0, 1)\}$ a $\Gamma_b = \{[x; 0], \forall x \in (0, 1)\}$,
- $\vec{u} = [1; 0]$ a $\partial p / \partial n = 0$ na Γ_t , kde $\Gamma_t = \{[x; 1], \forall x \in (0, 1)\}$.

Hodnotu μ budeme volit jako $\mu = 0.1$. Abychom zajistili jednoznačnost řešení, přidáme k úloze podmítku $p(\vec{x}_{ref}) = 0$, kde \vec{x}_{ref} je libovolný pevně zvolený bod z Ω .

Pro výpočet použijeme kartézskou síť o velikosti 3×3 buněk, viz obrázek 3.1 s naznačeným číslováním buněk.

Takto hrubou síť volíme pouze z důvodu prezentace algoritmu. Pro praktické řešení dané úlohy je samozřejmě nutné použít mnohem jemnější síť.

Nejprve provedeme diskretizaci operátoru $-\mu\Delta\vec{u} \approx L\vec{u} + \vec{l}$. Pro vnitřní buňku sítě (buňka 5) je výpočet jednoduchý. Aproximace Laplaceova operátoru je zde ($h = 1/3$)

$$-\mu\Delta\vec{u}_5 \approx \mu \frac{4\vec{u}_5 - \vec{u}_2 - \vec{u}_4 - \vec{u}_6 - \vec{u}_8}{h^2} \quad (3.25)$$

po dosazení je tedy

$$-\mu\Delta\vec{u}_5 \approx 3.6\vec{u}_5 - 0.9\vec{u}_2 - 0.9\vec{u}_4 - 0.9\vec{u}_6 - 0.9\vec{u}_8. \quad (3.26)$$

Pro buňky sousedící s hranicí je situace složitější v tom, že je třeba zahrnout vliv okrajových podmínek. Například pro buňku 8 budeme approximovat tok částí Γ_t s použitím approximace

$$\frac{\partial\vec{u}}{\partial n_f} \approx \frac{[1;0] - \vec{u}_8}{h/2}, \quad (3.27)$$

kde vektor $[1;0]$ je zadaná rychlosť na hranici Γ_t . Aproximace Laplaceova operátoru je pak

$$-\mu\Delta\vec{u}_8 \approx \mu \frac{4\vec{u}_8 - \vec{u}_5 - \vec{u}_7 - \vec{u}_9 - 2[1;0] + \vec{u}_8}{h^2} \quad (3.28)$$

a po dosazení je tedy

$$-\mu\Delta\vec{u}_8 \approx 4.5\vec{u}_8 - 0.9\vec{u}_5 - 0.9\vec{u}_7 - 0.9\vec{u}_9 - [1.8;0]. \quad (3.29)$$

Po provedení diskretizace ve všech buňkách dostaneme approximaci $-\mu\Delta\vec{u}$ ve tvaru

$$\begin{bmatrix} 5.4 & -0.9 & 0 & -0.9 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -0.9 & 4.5 & -0.9 & 0 & -0.9 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -0.9 & 5.4 & 0 & 0 & -0.9 & 0 & 0 & 0 \\ -0.9 & 0 & 0 & 4.5 & -0.9 & 0 & -0.9 & 0 & 0 \\ 0 & -0.9 & 0 & -0.9 & 3.6 & -0.9 & 0 & -0.9 & 0 \\ 0 & 0 & -0.9 & 0 & -0.9 & 4.5 & 0 & 0 & -0.9 \\ 0 & 0 & 0 & -0.9 & 0 & 0 & 5.4 & -0.9 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -0.9 & 0 & -0.9 & 4.5 & -0.9 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -0.9 & 0 & -0.9 & 5.4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{u}_1 \\ \vec{u}_2 \\ \vec{u}_3 \\ \vec{u}_4 \\ \vec{u}_5 \\ \vec{u}_6 \\ \vec{u}_7 \\ \vec{u}_8 \\ \vec{u}_9 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ -1.8 & 0 \\ -1.8 & 0 \\ -1.8 & 0 \end{bmatrix}. \quad (3.30)$$

Podobně pro gradient tlaku ve vnitřní buňce 5 máme

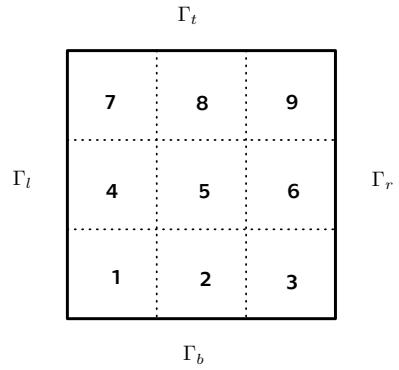
$$\nabla p_5 \approx \left[\frac{p_6 - p_4}{2h}; \frac{p_8 - p_2}{2h} \right]. \quad (3.31)$$

Pro buňku č. 8 sousedící s hranicí je

$$\nabla p_8 \approx \left[\frac{p_9 - p_7}{2h}; \frac{p_8 - p_5}{2h} \right]. \quad (3.32)$$

V algoritmu SIMPLE provádíme diskretizaci gradientu tlaku pouze v explicitní verzi a nepotřebujeme tak tedy sestavovat matici reprezentující tento operátor.

Nejprve si naznačíme část postup bez uvažování relaxace a ukážeme si, proč je nutné relaxaci v algoritmu SIMPLE provést. Pro jednoduchost uvažujme pouze vnitřní buňku č. 5. Z pátého řádku



Obrázek 3.1: Síť o velikosti 3×3 buňky v oblasti tvaru čtverce.

S \vec{u} zde pracujeme jako s řádkovým vektorem

diskretizované rovnice pro rychlosť vyjádříme rychlosť v buňce 5,
tedy

$$L_{5,5}\vec{u}_5 = \sum_{F \in \{2,4,6,8\}} (-L_{5,F})\vec{u}_F - \nabla p_5, \quad (3.33)$$

neboli

$$3.6\vec{u}_5 = \sum_{F \in \{2,4,6,8\}} 0.9\vec{u}_F - \nabla p_5, \quad (3.34)$$

a po vydelení

$$\vec{u}_5 = \frac{1}{3.6} \sum_{F \in \{2,4,6,8\}} 0.9\vec{u}_F - \frac{1}{3.6} \nabla p_5, \quad (3.35)$$

Zde ∇p_5 označuje diskretizaci gradientu tlaku v buňce 5. Podobně upravíme rovnice i pro ostatní buňky. Gradient tlaku approximujeme pomocí aktuálně známého tlaku p^o a soustavu vyřešíme. Získáme tak rychlosti \vec{u}^* splňující rovnici

$$\vec{u}_C^* = \frac{1}{a_C} H(\vec{u}^*)_C - \frac{1}{a_C} \nabla p_C^o, \quad (3.36)$$

kde a_C je diagonální prvek matici L (tedy pro $C = 5$ je $a_5 = 3.6$) a $H(\vec{u})_C$ reprezentuje zbytek (tj. mimodiagonální prvky a případně i příspěvky od okrajových podmínek). V našem případě je tedy

$$H(\vec{u}) = \begin{bmatrix} 0 & 0.9 & 0 & 0.9 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0.9 & 0 & 0.9 & 0 & 0.9 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0.9 & 0 & 0 & 0.9 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0.9 & 0 & 0 & 0 & 0.9 & 0 & 0.9 & 0 & 0 \\ 0 & 0.9 & 0 & 0.9 & 0 & 0.9 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0.9 & 0 & 0.9 & 0 & 0 & 0 & 0.9 \\ 0 & 0 & 0 & 0.9 & 0 & 0 & 0 & 0.9 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.9 & 0 & 0.9 & 0 & 0.9 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.9 & 0 & 0.9 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{u}_1 \\ \vec{u}_2 \\ \vec{u}_3 \\ \vec{u}_4 \\ \vec{u}_5 \\ \vec{u}_6 \\ \vec{u}_7 \\ \vec{u}_8 \\ \vec{u}_9 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ 1.8 & 0 \\ 1.8 & 0 \\ 1.8 & 0 \end{bmatrix}. \quad (3.37)$$

Tato rychlosť však nesplňuje obecně rovnici kontinuity. Hledáme tedy takové \vec{u}^n , které splňuje jak rovnici pro rychlosť, tak rovnici kontinuity. Musí tedy platit

$$\vec{u}_C^n = \frac{1}{a_C} H(\vec{u}^n)_C - \frac{1}{a_C} \nabla p_C^n. \quad (3.38)$$

Zaved'me korekce rychlosťi a tlaku jako

$$\vec{u}' = \vec{u}^n - \vec{u}^*, \quad (3.39)$$

$$p' = p^n - p^o. \quad (3.40)$$

Potom odečtením rovnic od dostaneme rovnici pro korekce rychlosťi a tlaku ve tvaru

$$\vec{u}'_C = \frac{1}{a_C} H'(\vec{u}')_C - \frac{1}{a_C} \nabla p'_C \quad (3.41)$$

kde H' se od H liší pouze tím, že neobsahuje absolutní člen.

Tato rovnice však stále obsahuje vazbu mezi p a \vec{u} a neumožňuje tak postupné řešení jednotlivých rovnic. Klíčovým krokem algoritmu

V dalším textu budeme iterace resp. časové vrstvy značit horními indexy n značící aktuálně počítanou vrstvu (*new*, odpovídá indexu $k+1$), o předchozí vrstva (*old*, index k), případně oo pro předminulou vrstvu (*old-old*, index $k-1$).

je zanedbání operátoru H' na pravé straně a approximace korekce rychlosti jako

$$\vec{u}'_C \approx -\frac{1}{a_C} \nabla p'_C \quad (3.42)$$

resp. pro rychlosti na stěnách buněk (a_f se získá např. lineární interpolací)

$$\vec{u}'_f \approx -\frac{1}{a_f} \nabla p'_f. \quad (3.43)$$

Než však budeme pokračovat dál, pokusíme se odhadnout jak velké chyby se dopustíme zanedbáním operátoru H' . Pro jednoduchost předpokládejme, že všechny korekce rychlosti jsou stejně velké (tj. $\vec{u}'_C = const.$), potom

$$\frac{1}{a_C} H'(\vec{u}')_C = -\frac{\sum_F L_{CF}}{a_C} \vec{u}'_C. \quad (3.44)$$

Pro buňku 5 je

$$\frac{1}{a_5} H'(\vec{u}')_5 = \frac{4 \times 0.9}{3.6} \vec{u}'_5 = \vec{u}'_5. \quad (3.45)$$

Odtud je vidět, že zanedbáním H' se dopouštíme chyby zhruba 100%!

Problém s neadekvátním zanedbáním operátoru H' lze odstranit zavedením relaxace v rovnici rychlosti. Zapíšeme rovnici rychlosti ve tvaru

$$a_C \vec{u}_C^* = H(\vec{u}^*)_C - \nabla p_C^o. \quad (3.46)$$

K této rovnici přičteme $(1 - \alpha)/\alpha$ násobek rovnice $a_C \vec{u}^* = a_C \vec{u}^o$ a dostaváme

$$\frac{a_C}{\alpha} \vec{u}_C^* = H(\vec{u}^*)_C + \frac{1 - \alpha}{\alpha} a_C \vec{u}^o - \nabla p_C^o = H_\alpha(\vec{u}^*)_C - \nabla p_C^o. \quad (3.47)$$

Volbou $\alpha \in (0, 1)$ tak zvětšíme hodnotu diagonálního členu a změníme absolutní člen v H . Pro odhad H' pak máme

$$\frac{\alpha}{a_C} H'(\vec{u}')_C \approx \alpha \vec{u}'_C \quad (3.48)$$

a tedy dostatečně volbou malého α je možné chybu snížit. Na druhou stranu však malé α způsobí to, že v relaxované soustavě bude převážovat rovnice $\vec{u}^* = \vec{u}^o$ a to zvyšuje počet iterací algoritmu SIMPLE. Správná volba relaxačního parametru α je pak výsledkem kompromisu mezi rychlostí iteračního procesu a jeho stabilitou.

Najdete toto zjednodušení v dříve uvedené maticové verzi? Je tam použito také, jen není na první pohled tak překně vidět.

Korekce rychlosti

Relaxace rychlosti

Začneme tedy znova s tím, že budeme uvažovat relaxaci s parametrem $\alpha = 0.7$. provedeme diskretizaci rovnice pro rychlosť s aktuálním tlakem provedeme její relaxaci. Dostaneme tak

$$\vec{u}_C^* = \frac{1}{a_C^\alpha} H_\alpha(\vec{u}^*)_C - \frac{1}{a_C^\alpha} \nabla p_C^o, \quad (3.49)$$

Často se používá $\alpha = 0.7$.

kde $a_C^\alpha = a_C/\alpha$ a $H_\alpha(\vec{u}^*)_C = H(\vec{u}^*)_C + \frac{1-\alpha}{\alpha}a_C\vec{u}^o$. Rovnice pro korekci rychlosti bude po zanedbání H' (zapsáno pro stěnu f)

$$\vec{u}'_f = -\frac{1}{a_f^\alpha} \nabla p'_f \quad (3.50)$$

a "nová" rychlosť na stěnách buněk bude

$$\vec{u}_f^n = \vec{u}_f^* - \frac{1}{a_f^\alpha} \nabla p'_f \quad (3.51)$$

Provedeme diskretizaci rovnice kontinuity a dostaváme Poissonovu rovnici pro korekci tlaku

$$-\nabla \cdot \left(\frac{1}{a_f^\alpha} \nabla p'_C \right) = -\nabla \cdot \vec{u}^*. \quad (3.52)$$

Znázorníme (nerelaxované a relaxované) hodnoty a_C ve středech jednotlivých buněk (zaokrouhleno)

$a_C \dots$	5.4	4.5	5.4	$a_C^\alpha \dots$	7.71	6.43	7.71
	4.5	3.6	4.5		6.43	5.14	6.43
	5.4	4.5	5.4		7.71	6.43	7.71

(3.53)

Hodnoty $1/a_f^\alpha$ získáme interpolací, tj např. pro stěnu mezi buňkou 4 a 5 je $1/a_f^\alpha \approx (1/6.43 + 1/5.14)/2 \approx 0.175$

$$\begin{aligned} & -\nabla \cdot \left(\frac{1}{a_f^\alpha} \nabla p'_5 \right) \approx \\ & \approx \frac{0.175}{(1/3)^2} ((p'_6 - p'_5) - (p'_5 - p'_4) + (p'_8 - p'_5) - (p'_5 - p'_2)). \end{aligned} \quad (3.54)$$

Pro buňku 8 v sousedství hranice je třeba doplnit pro okrajovou podmínu pro p . V našem případě to bude homogenní Neumannova podmínka a diskretizace Laplacea pak bude

$$\begin{aligned} & -\nabla \cdot \left(\frac{1}{a_f^\alpha} \nabla p'_8 \right) \approx \\ & \approx \frac{1}{(1/3)^2} (0.1426(p'_9 - p'_8) - 0.1426(p'_8 - p'_7) + 0 - 0.175(p'_8 - p'_5)). \end{aligned} \quad (3.55)$$

Provedeme-li diskretizaci ve všech buňkách sítě, dostaneme soustavu rovnic pro korekci tlaku ve tvaru $Bp' - b = 0$, kde matice B je (po zaokrouhlení na 2 desetinná místa)

$$B = \begin{bmatrix} 2.57 & -1.28 & 0 & -1.28 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1.28 & 4.14 & -1.28 & 0 & -1.57 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1.28 & 2.57 & 0 & 0 & -1.28 & 0 & 0 & 0 \\ -1.28 & 0 & 0 & 4.14 & -1.57 & 0 & -1.28 & 0 & 0 \\ 0 & -1.57 & 0 & -1.57 & 6.30 & -1.58 & 0 & -1.58 & 0 \\ 0 & 0 & -1.28 & 0 & -1.57 & 4.14 & 0 & 0 & -1.28 \\ 0 & 0 & 0 & -1.28 & 0 & 2.57 & -1.28 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1.57 & 0 & -1.28 & 4.14 & -1.28 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1.28 & 0 & -1.28 & 2.57 \end{bmatrix} \quad (3.56)$$

Tato matice je však singulární (tlak i jeho korekce jsou dány až na konstantu). Přidáme tedy podmínu fixující tlak ve vybraném bodě. Ta může být např. ve tvaru $p'_1 = -p_1^0$ nebo $p'_1 = 0$. Jednu z těchto podmínek tedy přičteme k systému rovnic pro korekci tlaku. Před přičtením jí však vynásobíme vhodnou konstantou, např. koeficientem $B_{1,1}$. Upravená matice B pak bude (koeficient $B_{1,1}$ je vynásobený dvěma)

$$B_1 = \begin{bmatrix} 5.14 & -1.28 & 0 & -1.28 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1.28 & 4.14 & -1.28 & 0 & -1.57 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1.28 & 2.57 & 0 & 0 & -1.28 & 0 & 0 & 0 \\ -1.28 & 0 & 0 & 4.14 & -1.57 & 0 & -1.28 & 0 & 0 \\ 0 & -1.57 & 0 & -1.57 & 6.30 & -1.58 & 0 & -1.58 & 0 \\ 0 & 0 & -1.28 & 0 & -1.57 & 4.14 & 0 & 0 & -1.28 \\ 0 & 0 & 0 & -1.28 & 0 & 0 & 2.57 & -1.28 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1.57 & 0 & -1.28 & 4.14 & -1.28 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1.28 & 0 & -1.28 & 2.57 \end{bmatrix} \quad (3.57)$$

Takto upravená matice je již regulární a systém rovnic můžeme vyřešit.

Z vypočtené korekce tlaku p'_C pak určíme korekci rychlosti a novou rychlosť bychom mohli určit pomocí vztahu

$$\vec{u}_C^n = \vec{u}_C^* - \frac{1}{a_C^\alpha} \nabla p'_C. \quad (3.58)$$

Uvážíme-li však, že jsme v rovnici pro rychlosť provedli relaxaci s parametrem α , pak by za předpokladu (přibližně) konstantních korekcí rychlosť $\vec{u}' \approx \text{const.}$ mohli provést přesnější zjednodušení odhadu korekce

$$\vec{u}'_C = \frac{1}{a_C^\alpha} H'(\vec{u}')_C - \frac{1}{a_C^\alpha} \nabla p'_C \approx \alpha \vec{u}'_C - \frac{1}{a_C^\alpha} \nabla p'_C, \quad (3.59)$$

tedy

$$\vec{u}'_C \approx -\frac{1}{\beta a_C^\alpha} \nabla p'_C, \quad (3.60)$$

kde $\beta = 1 - \alpha$. Označíme-li si $p'' = p'/\beta$, dostaneme v tomto případě pro korekci p'' stejnou rovnici, jako jsme měli dříve pro p' , tedy

$$-\nabla \cdot \left(\frac{1}{a_f^\alpha} \nabla p''_C \right) = -\nabla \cdot \vec{u}^*. \quad (3.61)$$

Místo řešení rovnice pro p' tak budeme řešit tuto rovnici pro p'' a po jejím vyřešení máme

$$\vec{u}_C^n = \vec{u}_C^* - \frac{1}{a_C^\alpha} \nabla p''_C, \quad (3.62)$$

$$p_C^n = p_C^0 + p'_C = p_C^0 + \beta p''_C. \quad (3.63)$$

Z odvození je vidět, že mezi koeficienty α a β by měl platit vztah $\beta = 1 - \alpha$ odvozený za předpokladu téměř konstantních korekcí rychlosť. Tento předpoklad však není obecně platný a proto je třeba vztah mezi α a β brát pouze jako orientační.

Relaxace tlaku, $\beta = 1 - \alpha$.

Po provedení jednoho kroku algoritmu SIMPLE by měla být splněna rovnice kontinuity (až na chybu diskretizace). Kvůli relaxacím a zanedbání H' však není splněna rovnice pro rychlosť. Proto je třeba iterace opakovat dokud nedojde k ustálenému stavu s $p' = 0$ a $\bar{u}' = 0$. Pak jsou splněny obě rovnice.

3.1.4 Realizace algoritmu SIMPLE s rovnicí pro tlak

Výše uvedené algoritmus formulovaný pro korekce tlaku a rychlosti je možné modifikovat tak, že budeme pracovat přímo s hodnotami rychlosti a tlaku a nikoliv s jejich korekcmi. Tako upravený algoritmus je využit například v softwarovém balíku OpenFOAM (Weller a kol. 1998).

Nejprve provedeme diskretizaci rovnice pro rychlosť, relaxujeme ji s koeficientem α a určíme nový odhad rychlosti \bar{u}^* se starým tlakem p^o (viz algoritmus pro korekce)

$$\bar{u}_C^* = \frac{1}{a_C^\alpha} H_\alpha(\bar{u}^*)_C - \frac{1}{a_C^\alpha} \nabla p_C^o. \quad (3.64)$$

Označme

$$\hat{\bar{u}}_C = \frac{1}{a_C^\alpha} H_\alpha(\bar{u}^*)_C. \quad (3.65)$$

Rychlosť \bar{u}^* nesplňuje rovnici kontinuity. Správná rychlosť (počítaná z tlaku p^n) by měla splňovat jak rovnici kontinuity, tak rovnici

$$\bar{u}_C^n = \frac{1}{a_C^\alpha} H_\alpha(\bar{u}^n) - \frac{1}{a_C^\alpha} \nabla p_C^n. \quad (3.66)$$

Poslední vztah přepíšeme pomocí $\hat{\bar{u}}$ a zanedbáme člen v hranaté závorce

$$\begin{aligned} \bar{u}_C^n &= \left[\frac{1}{a_C^\alpha} H_\alpha(\bar{u}^n) - \hat{\bar{u}}_C \right] + \hat{\bar{u}}_C - \frac{1}{a_C^\alpha} \nabla p_C^n \approx \\ &\approx \hat{\bar{u}}_C - \frac{1}{a_C^\alpha} \nabla p_C^n. \end{aligned} \quad (3.67)$$

Viz zanedbání H' u verze s korekcmi tlaku.

Pro rychlosť na stěnách buněk je tedy

$$\bar{u}_f^n \approx \hat{\bar{u}}_f - \frac{1}{a_f^\alpha} \nabla p_f^n. \quad (3.68)$$

Rovnice kontinuity pak vede na rovnici pro tlak

$$-\nabla \cdot \left(\frac{1}{a_f^\alpha} \nabla p_f^* \right) = -\nabla \cdot \hat{\bar{u}}_f. \quad (3.69)$$

Novou hodnotu rychlosti a tlaku pak dostaneme (s uvážením rela-xace s koeficientem β) jako

$$\bar{u}_C^n = \hat{\bar{u}}_C - \frac{1}{a_C^\alpha} \nabla p_C^*, \quad (3.70)$$

$$p_C^n = p_C^o + \beta(p_C^* - p_C^o). \quad (3.71)$$

Poznamenejme, že existuje více variant algoritmu SIMPLE. V některých se využívá tzv. *staggered* rozmístění neznámých, kdy tlak je vztázen ke středu buňky, složka rychlosti u ke svislým stěnám a v k vodorovným stěnám. Při tomto rozmístění proměnných je možné eliminovat některé chyby diskretizace (máme např. "přesnou" approximaci rovnice kontinuity). Na druhou stranu je však obtížné tento algoritmus použít v obecné geometrii.

Velmi rozšířenou variantou je tzv. SIMPLEC algoritmus. Ten sdílí většinu kroků s algoritmem SIMPLE. Při odvození korekce však nezanedbává člen H' ale používá dříve zmíněnou approximaci předpokládající témař konstantní korekce \vec{u}' . Po relaxaci rovnice pro rychlosť s parametrem α je rovnice pro korekci rychlosti upravena jako (H'_{CF} jsou prvky matice H)

$$a_C^\alpha \vec{u}'_C = H'(\vec{u}')_C - \nabla p'_C \approx \sum_F H'_{CF} \vec{u}'_C - \nabla p'_C \quad (3.72)$$

a tedy

$$\vec{u}'_C \approx -\frac{1}{a_C^{sc}} \nabla p'_C, \quad (3.73)$$

kde

$$a_C^{sc} = a_C^\alpha - \sum_F H'_{CF} \quad (3.74)$$

Dál je odvození stejné s algoritmem SIMPLE. Vzhledem k tomu, že vliv zanedbání H' a relaxace rovnice pro rychlosť je kompenzován již v definici a_C^{sc} , není třeba provádět relaxaci tlaku. V mnoha případech se však ukazuje, že algoritmus SIMPLE je při správném nastavení relaxace prakticky ekvivalentní s algoritmem SIMPLEC.

3.2 Algoritmus SIMPLE pro případ ustáleného proudění nestlačitelné tekutiny

V této kapitole se budeme zabývat numerickým řešením ustáleného laminárního proudění nestlačitelné tekutiny s konstantní hustotou popsaného systémem Navierových-Stokesových rovnic

$$\nabla \cdot (\vec{u} \otimes \vec{u}) - \nabla \cdot (\nu \nabla \vec{u}) = -\nabla p, \quad (3.75)$$

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (3.76)$$

kde \vec{u} je rychlosť, p je podíl tlaku a hustoty (někdy nazývaný kinematický tlak) a ν je (konstantní) kinematická vazkost.

Oproti Stokesovu problému zde přibývá konvektivní člen $\nabla \cdot (\vec{u} \otimes \vec{u})$. Tento člen je nelineární což představuje zásadní problém pro další postup řešení. Nejprve tedy provedeme linearizaci pomocí Picardovy metody, tj. namísto původního nelineárního systému budeme hledat

SIMPLEC = SIMPLE consistent.

Pro SIMPLEC je $\alpha = 0.7$ a $\beta = 1$.

Mimo zmíněné varianty SIMPLE a SIMPLEC lze v literatuře nalézt řadu dalších variant lišících se především vhodně zvoleným názvem, viz např. SIMPLER nebo SIMPLEST.

řešení systému

$$\nabla \cdot (\vec{u}^o \otimes \vec{u}^n) - \nabla \cdot (\nu \nabla \vec{u}^n) = -\nabla p^n, \quad (3.77)$$

$$\nabla \cdot \vec{u}^n = 0. \quad (3.78)$$

Jakmile najdeme stacionární řešení, je $\vec{u}^o = \vec{u}^n$ a řešení linearizovaného systému je pak i řešením původního nelineárního systému.

Odvození algoritmu SIMPLE je pro případ Navierových-Stokesových rovnic velmi podobné odvození pro Stokesův problém. Soustředíme se proto především na rozdíly oproti Stokesovy problému a popíšeme si pouze varintu algoritmu s rovnicií pro tlak a to ve variantě využívané v softwarovém balíku OpenFOAM.

3.2.1 Diskretizace konvektivního členu

Pro diskretizaci vazkých členů, divergence rychlosti a gradientu tlaku použijeme stejné approximace jako u Stokesova problému. Navíc zde přibývá pouze diskretizace konvektivního členu

$$\nabla \cdot (\vec{u}^n \otimes \vec{u}^n) \approx \nabla \cdot (\vec{u}^o \otimes \vec{u}^n) \quad (3.79)$$

Jeho approximace členu pomocí MKO je

$$\iiint_{\Omega_C} \nabla \cdot (\vec{u}^o \otimes \vec{u}^n) dV = \sum_f \iint_{\Gamma_f} \vec{n} \cdot \vec{u}^o \otimes \vec{u}^n dS \approx \sum_f \phi_f^o \vec{u}_f^n, \quad (3.80)$$

kde

$$\phi_f \approx \iint_{\Gamma_f} \vec{n} \cdot \vec{u}^o dS. \quad (3.81)$$

Tedy

$$\nabla \cdot (\vec{u}^o \otimes \vec{u}^n) \approx \frac{1}{|\Omega_C|} \sum_f \phi_f^o \vec{u}_f^n. \quad (3.82)$$

Použijeme-li schéma *upwind* (např. pro tok mezi buňkami C a N)

$$\phi_f \vec{u}_f = (\phi_f)^+ \vec{u}_C + (\phi_f)^- \vec{u}_N, \quad (3.83)$$

dostáváme

$$\nabla \cdot (\vec{u}^o \otimes \vec{u}^n) \approx \frac{1}{|\Omega_C|} \left(\sum_f (\phi_f^o)^+ \vec{u}_C^n + \sum_f (\phi_f^o)^- \vec{u}_F^n \right), \quad (3.84)$$

kde \vec{u}_F^n je hodnota řešení v buňce sousedící s C stěnou f .

Diskrétní verze konvektivního členu je tedy reprezentovaná maticí s diagonálním prvkem

$$\frac{1}{\Omega_C} \sum_f (\phi_f^o)^+.$$

Mimo diagonálu jsou na odpovídajících místech příslušné hodnoty $(\phi_f)^-$.

Pokud je splněna rovnice kontinuity, tak je výsledná matice (při správně implementovaných okrajových podmínkách) **nesymetrická** a neostře diagonálně dominantní. Použijeme-li však místo schématu typu *upwind* jiné schéma (např. centrální), matice reprezentující konvektivní operátor již nemusí být diagonálně dominantní!

3.2.2 Algoritmus SIMPLE

Algoritmus je iterační a používá jako hlavní proměnné \vec{u} a p definované ve středech buňek a jako pomocnou proměnnou ϕ definovanou na stěnách.

Na začátku výpočtu se určí ϕ na stěně f jako $\phi_f = \vec{u}_f \cdot \vec{S}_f$ kde $\vec{u}_f = (\vec{u}_C + \vec{u}_F)/2$ je lineární interpolaci rychlosti do středu stěny. V dalších krocích se ϕ počítá jinak.

Nejprve diskretizujeme rovnici pro rychlosť (gradient tlaku zatím ponecháme formálně zapsany jako ∇p) a provedeme její relaxaci s parametrem α (viz Stokesův problém). Diskretizace konvektivního členu závisí na rychlosti (resp. na ϕ^o) a proto budou prvk matice záviset na iterci a budou tedy mít horní index o . Pro stručnost nebudeme u diskretizované rovnice uvádět ještě index α a budeme si pamatovat, že níže uvedená rovnice již obsahuje relaxaci. Máme tedy

$$a_C^o \vec{u}_C^* = \sum_f a_{CF}^o \vec{u}_F^* + Q_C^o - \nabla p_C^o = H(\vec{u}^*)_C - \nabla p_C^o. \quad (3.85)$$

Protože byl použit "starý" tlak p^o , nedostaneme řešením této rovnice \vec{u}^n , ale pouze odhad \vec{u}^* . Ten však nemusí splňovat rovnici kontinuity. Vyjádříme proto

$$\vec{u}_C^* = \frac{1}{a_C^o} H(\vec{u}^*)_C - \frac{1}{a_C^o} \nabla p_C^o = \hat{\vec{u}}_C^* - \frac{1}{a_C^o} \nabla p_C^o. \quad (3.86)$$

kde $\hat{\vec{u}}_C^* := \frac{1}{a_C^o} H(\vec{u}^*)_C$.

Tento odhad rychlosti interpolujeme na stěnu f

$$\vec{u}_f^* = \hat{\vec{u}}_f^* - \frac{1}{a_f^o} \nabla p_f^o. \quad (3.87)$$

Pro \vec{u}^n pak požadujeme splnění rovnice (pozor na horní indexy n , o a $*$)>

$$\vec{u}_f^n = \hat{\vec{u}}_f^* - \frac{1}{a_f^o} \nabla p_f^n. \quad (3.88)$$

Tato rychlosť by však měla splňovat rovnici kontinuity, takže

$$0 = \sum_f \phi_f^n = \sum_f \vec{u}_f^n \cdot \vec{S}_f = \sum_f \hat{\vec{u}}_f^* \cdot \vec{S}_f - \sum_f \frac{1}{a_f^o} \nabla p_f^n \cdot \vec{S}_f. \quad (3.89)$$

Diskretizovaná rovnice pro tlak má tedy tvar

$$\sum_f \frac{1}{a_f^o} \nabla p_f^* \cdot \vec{S}_f = \sum_f \hat{u}_f^* \cdot \vec{S}_f, \quad (3.90)$$

což je diskrétní verze rovnice $\nabla \cdot (\frac{1}{a} \nabla p) = \nabla \cdot \hat{u}^*$. Z vypočtené hodnoty tlaku p^* pak určíme novou hodnotu rychlosti a objemového toku ϕ

$$\vec{u}_C^n = \hat{u}_C^* - \frac{1}{a_C^o} \nabla p_C^*, \quad (3.91)$$

$$\phi_f^n = \hat{u}_f^* \cdot \vec{S}_f - \frac{1}{a_f^o} \nabla p_f^* \cdot \vec{S}_f. \quad (3.92)$$

Použijeme-li ve výpočtu ϕ stejnou approximaci gradientu tlaku jako v diskretizované rovnici pro tlak, budeme mít zajištěno splnění diskrétní rovnice kontinuity $\sum_f \phi_f = 0$. Posledním krokem je výpočet nového tlaku s použitím relaxačního koeficientu β , tedy

$$p_C^n = p_C^o + \beta(p_C^* - p_C^o). \quad (3.93)$$

Podobně jako pro Stokesův problém existuje celá řada variant algoritmu SIMPLE. Jmenujme alespoň často používanou variantu SIMPLEC, která nepotřebuje relaxaci tlaku.

Algoritmus 1: Algoritmus SIMPLE pro stacionární proudění nestlačitelné tekutiny

```

 $\vec{u}^n \leftarrow$  počáteční podmínka pro rychlosť;
 $p^n \leftarrow$  počáteční podmínka pro (kinematický) tlak;
repeat
     $\vec{u}^o \leftarrow \vec{u}^n; p^o \leftarrow p^n;$ 
    forall  $f \in \mathcal{F}$  do  $\phi_f \leftarrow \vec{S}_f \cdot \text{interpolate}(\vec{u}^o)_f;$ 
     $UEqn \approx \nabla \cdot (\vec{u}^o \otimes \vec{u}^*) - \nabla \cdot (\nu \nabla \vec{u}^*) - \nabla \cdot (\vec{\tau}^o - \nu \nabla \vec{u}^o);$ 
    relax( $UEqn, \alpha$ );
    solve  $UEqn = -\nabla p^o$  for  $\vec{u}^*$ ;
    forall  $\forall c \in \mathcal{C}$  do  $\hat{u}_C \leftarrow H(\vec{u}^*)_C / a_C^o;$ 
    forall  $f \in \mathcal{F}$  do
         $a_f^o \leftarrow \text{interpolate}(a^o)_f;$ 
         $\hat{u}_f \leftarrow \text{interpolate}(\hat{u})_f;$ 
    end
     $pEqn \approx \nabla \cdot \left( \frac{1}{a_f^o} \nabla p^* \right);$ 
    solve  $pEqn = \nabla \cdot \hat{u}_f$  for  $p^*$ ;
    forall  $f \in \mathcal{F}$  do  $\phi_f^n \hat{u}_f \cdot \vec{S}_f - \frac{1}{a_f^o} \nabla p_f^n \cdot \vec{S}_f;$ 
    forall  $c \in \mathcal{C}$  do  $\vec{u}_C^n \leftarrow \hat{u}_C - \frac{1}{a_C^o} \nabla p^n;$ 
    forall  $c \in \mathcal{C}$  do  $p_C^n \leftarrow p_C^o + \beta(p_C^* - p_C^o);$ 
until  $||\vec{u}^n - \vec{u}^o|| < \epsilon_u$  and  $||p^n - p^o|| < \epsilon_p;$ 

```

3.3 Algoritmus PISO pro případ proudění nestlačitelné tekutiny

Algoritmus SIMPLE popsaný v předchozí kapitole je vhodný pro případ ustáleného proudění. Lze jej samozřejmě modifikovat i pro případ časově závislého proudění přidáním diskretizované časové derivace. V každém časovém kroku je pak potřeba iterovat pomocí algoritmu SIMPLE dokud nenalezneme řešení diskrétního problému. Teprve poté je možné přejít k dalšímu časovému kroku. Tento postup je však v mnoha případech neefektivní. Proto byl vyvinut algoritmus PISO (Issa, 1986), který je speciálně určen pro řešení nestacionárních problémů proudění.

3.3.1 Základní myšlenka algoritmu PISO

Nejprve naznačíme základní myšlenku odvození. Později provedeme odvození pečlivěji pro plně diskretizovaný systém N-S rovnic. Uvažujeme Navierovy-Stokesovy rovnice pro případ nestlačitelné tekutiny s konstantní hustotou ρ :

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u} \otimes \vec{u}) - \nabla \cdot (\nu \nabla \vec{u}) \right) = -\nabla p, \quad (3.94)$$

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (3.95)$$

Provedeme diskretizaci v čase s časovým krokem Δt . Konvektivní i vazké členy zahrneme do operátoru G , takže

$$\frac{\rho}{\Delta t} (\vec{u}^n - \vec{u}^o) = \vec{G}(\vec{u}^n) - \nabla p^n, \quad (3.96)$$

$$\nabla \cdot \vec{u}^n = 0 \quad (3.97)$$

Tyto rovnice je obtížné vyřešit (museli bychom řešit současně jak pro p , tak pro \vec{u}). Proto provedeme nejprve odhad rychlosti se starou hodnotou tlaku.

Prediktor

$$\frac{\rho}{\Delta t} (\vec{u}^* - \vec{u}^o) = \vec{G}(\vec{u}^*) - \nabla p^o \quad (3.98)$$

Takto získané \vec{u}^* nesplňuje rovnici kontinuity! Proto musíme tuto rychlosť opravit.

První korektor

Napíšeme si rovnici pro opravenou rychlosť s horním indexem ** a opravený tlak s *:

$$\frac{\rho}{\Delta t} (\vec{u}^{**} - \vec{u}^o) = \vec{G}(\vec{u}^*) - \nabla p^*, \quad (3.99)$$

$$\nabla \cdot \vec{u}^{**} = 0. \quad (3.100)$$

V operátoru G ponecháme \vec{u}^* ! Je to podobné jako vyškrtnutí $H(u')$ v algoritmu SIMPLE. Na první rovnici aplikujeme operátor divergence a s využitím rovnice kontinuity dostáváme

$$-\frac{\rho}{\Delta t} \nabla \cdot \vec{u}^o = \nabla \cdot \vec{G}(\vec{u}^*) - \Delta p^*, \quad (3.101)$$

tedy

$$\Delta p^* = \nabla \cdot \vec{G}(\vec{u}^*) + \frac{\rho}{\Delta t} \nabla \cdot \vec{u}^o. \quad (3.102)$$

Rychlosť \vec{u}^{**} pak získáme dosazením p^* do první rovnice, tedy

$$\vec{u}^{**} = \vec{u}^o + \frac{\Delta t}{\rho} \vec{G}(\vec{u}^*) - \frac{\Delta t}{\rho} \nabla p^*.$$

Všimněte si, že:

- \vec{u}^{**} splňuje rovnici kontinuity, a
- v rovnici pro hybnosť je ale $G(u^*)$ místo $G(u^{**})$

Druhý korektor

$$\frac{\rho}{\Delta t} (\vec{u}^{***} - \vec{u}^o) = \vec{G}(\vec{u}^{**}) - \nabla p^{**}, \quad (3.103)$$

$$\nabla \cdot \vec{u}^{***} = 0. \quad (3.104)$$

Opět aplikujeme divergenci na první rovnici a s použitím rovnice kontinuity dostáváme

$$\Delta p^{**} = \nabla \cdot \vec{G}(\vec{u}^{**}) + \frac{\rho}{\Delta t} \nabla \cdot \vec{u}^o \quad (3.105)$$

Rychlosť \vec{u}^{***} pak získáme podobně jako minule dosazením p^{**} do první rovnice, tedy

$$\vec{u}^{***} = \vec{u}^o + \frac{\Delta t}{\rho} \vec{G}(\vec{u}^{**}) - \frac{\Delta t}{\rho} \nabla p^{**}. \quad (3.106)$$

Třetí korektor, čtvrtý korektor, ...

Stejným způsobem provádíme další korektorové kroky.

3.3.2 Analýza přesnosti pro lineární problém

V následující části se pokusíme odhadnout potřebný počet korektoričkých kroků. Budeme přitom vycházet ze zjednodušujícího předpokladu lineárního problému s hladkými daty. Označme

- $\vec{\epsilon}^k = \vec{u}^n - \vec{u}^k$ kde $k = *, **, ***, \dots$, tj. $\vec{\epsilon}^* = \vec{u}^n - \vec{u}^*$, a

- $\eta^l = p^n - p^l$ kde $l = o, *, **, \dots$, tj. $\eta^* = p^n - p^*$,

a předpokládejme, že G je lineární a \vec{u}^o splňuje rovnici kontinuity.

Odečtením diskretizované NS rovnice od prediktoru dostaváme

$$\frac{\rho}{\tau} \vec{\epsilon}^* = \vec{G}(\vec{\epsilon}^*) - \nabla \eta^o \quad (3.107)$$

ale

$$\eta^o = p^n - p^o = \mathcal{O}(\Delta t) \quad (3.108)$$

a tedy

$$\vec{\epsilon}^* = \mathcal{O}(\Delta t^2). \quad (3.109)$$

Z prvního korektoru

$$\Delta \eta^* = \nabla \cdot \vec{G}(\vec{\epsilon}^*) \quad (3.110)$$

a tedy $\eta^* = \mathcal{O}(\Delta t^2)$ a $\vec{\epsilon}^{**} = \mathcal{O}(\Delta t^3)$ Z druhého a korektoru analogicky $\eta^{**} = \mathcal{O}(\Delta t^3)$ a $\vec{\epsilon}^{***} = \mathcal{O}(\Delta t^4)$ atd.

S každým korektorem se tak exponent u Δt v odhadu chyby zvýší o jedna. Pokud jsme použili v čase diskretizaci prvního řádu (tj. s chybou jednoho kroku $\mathcal{O}(\Delta t^2)$), po druhém korektoru by měla být chyba PISO algoritmu srovnatelná s chybou diskretizace.

Odvození bylo však provedeno pro lineární případ. Navíc symbol $\mathcal{O}(\Delta t^k)$ říká jen, že existuje $K > 0$ takové, že chyba je menší než $K\Delta t^k$. Tuto konstantu však neznáme. Proto se běžně provádějí minimálně 2-3 korektorové kroky.

3.3.3 Algoritmus PISO pro plně diskretizovaný systém

Provedeme nyní odvození pro plně diskretizovaný systém Navierových-Stokesových rovnic. Prostorovou diskretizaci provedeme pomocí MKO. Podobně jako u algoritmu SIMPLE budeme pracovat s proměnnými definovanými ve středech buňek \vec{u} , p a s pomocnými proměnnými ϕ definovanými ve středech stěn.

Diskretizujeme levou stranu rovnice pro rychlosť, gradient tlaku opět prozatím ponecháme nediskretizovaný.

$$a_C^o \bar{u}_C^* = \sum_f a_{CF}^o \bar{u}_F^* + \vec{Q}_C - \nabla p_C^o = H(\bar{u}^*)_C - \nabla p_C^o. \quad (3.111)$$

Formálně je to stejný krok, jako u algoritmu SIMPLE. Na rozdíl od algoritmu SIMPLE však člen a_C^o obsahuje navíc příspěvek od operátora $\partial/\partial t$, tedy $1/\Delta t$. Ve členu Q_c se pak objeví (mimo jiné) $\bar{u}^o / \Delta t$.

Provedeme diskretizaci gradientu tlaku a vypočteme \bar{u}^* . V korektorovém kroku pokračujeme podobně jako v algoritmu SIMPLE. Definujeme

$$\hat{u}_C^* := \frac{1}{a_C^o} H(\bar{u}^*)_C \quad (3.112)$$

a tuto "pseudorychlost" interpolujeme na stěny sítě a máme

$$\vec{u}_f^* = \hat{u}_f^* - \frac{1}{a_f^o} \nabla p_f^o. \quad (3.113)$$

Pro korigovanou rychlosť \vec{u}^{**} má platit

$$\vec{u}_f^{**} = \hat{u}_f^* - \frac{1}{a_f^o} \nabla p_f^*. \quad (3.114)$$

a tedy z rovnice kontinuity pro \vec{u}^{**} je

$$\sum_f \frac{1}{a_f^o} \nabla p_f^* \cdot \vec{S}_f = \sum_f \hat{u}_f^* \cdot \vec{S}_f. \quad (3.115)$$

Nakonec určíme rychlosť \vec{u}_C^{**}

$$\vec{u}_C^{**} = \hat{u}_C^* - \frac{1}{a_C^o} \nabla p_C^*. \quad (3.116)$$

Současně určíme ϕ_f^{**} jako

$$\phi_f^{**} = \vec{S}_f \cdot \hat{u}_f^* - \frac{1}{a_C^o} \frac{\partial p_f^*}{\partial n} ||\vec{S}_f||. \quad (3.117)$$

Další korektorové kroky se dělají analogicky.

Povšimněte si velké podobnosti s algoritmem SIMPLE. Na rozdíl od SIMPLE však není v PISO algoritmu relaxace. Ostrou diagonální dominanci matice pro rychlosť zajišťuje příspěvek od časové derivace $\frac{1}{\Delta t}$.

3.4 Algoritmus SIMPLE pro případ proudění stlačitelné tekutiny

V této části si popíšeme algoritmus SIMPLE pro případ proudění stlačitelné tekutiny. Zatímco v případě proudění nestlačitelné tekutiny algoritmus SIMPLE realizoval pouze vazbu mezi ruchlostí \vec{u} a tlakem, tak v případě stlačitelné tekutiny je třeba brát v úvahu i rovnici energie (3.3). Další komplikací je i závislost hustoty (a tedy i toku hmoty přes hranici kontrolního objemu) na tlaku.

Uvažujme nejprve případ stacionárního proudění (tj. $\partial/\partial t = 0$). Podobně jako v případě nestlačitelné tekutiny nejprve získáme odhad rychlosti \vec{u}^* řešením hybnostní rovnice se starou hodnotou tlaku a linearizovaným konvektivním tokem

$$\nabla \cdot (\rho^o \vec{u}^o \otimes \vec{u}^*) - \nabla \cdot \vec{\tau}^* = -\nabla p^o. \quad (3.118)$$

Po diskretizaci metodou konečných objemů tedy máme pro rychlost soustavu rovnic ve tvaru

$$a_C^o \vec{u}^* = \sum_f a_f^o \vec{u}_f^* - \nabla p_C^o = H(\vec{u}^*)_C - \nabla p_C^o, \quad (3.119)$$

neboli

$$\vec{u}_C^* = \frac{H(\vec{u}^*)_C}{a_C^o} - \frac{1}{a_C^o} \nabla p_C^o = \hat{u}_C^* - \frac{1}{a_C^o} \nabla p_C^o. \quad (3.120)$$

Pokud bychom použili nové (dosud neznámé) hodnoty tlaku p^n spolu s původní hustotou ρ^o , dostali bychom odhad rychlosti

$$\vec{u}_C^n = \hat{u}_C^* - \frac{1}{a_C^o} \nabla p_C^n. \quad (3.121)$$

Budeme nyní požadovat splnění rovnice kontinuity pro rychlosť \vec{u}^n spolu s **hustotou** ρ^n . Pokud nebude docházet současně ke změně teploty, bude (přibližně) $\rho^n \approx \frac{\rho^o}{p^o} p^n = \psi^o p^n$ a rovnice kontinuity bude ve spojité verzi

$$\begin{aligned} 0 &= \nabla \cdot (\rho^n \vec{u}^n) \approx \nabla \cdot \left(\rho^n \left(\hat{u}^* - \frac{1}{a} \nabla p^n \right) \right) \approx \\ &\approx \nabla \cdot (\psi^o \hat{u}^* p^n) - \nabla \cdot \left(\frac{\rho^n}{a} \nabla p^n \right) \approx \nabla \cdot (\psi^o \hat{u}^* p^n) - \nabla \cdot \left(\frac{\rho^o}{a} \nabla p^n \right). \end{aligned} \quad (3.122)$$

Tlak p^n tedy získáme řešením rovnice

$$\nabla \cdot (\psi^o \hat{u}^* p^n) - \nabla \cdot \left(\frac{\rho^o}{a} \nabla p^n \right) = 0. \quad (3.123)$$

V diskrétním tvaru tedy máme rovnici pro tlak

$$\sum_f \psi_f^o \hat{u}_f^* \cdot \vec{S}_f p_f^n - \sum_f \frac{\rho_f^o}{a_f^o} \|\vec{S}_f\| \frac{\partial p_f^n}{\partial n} = 0. \quad (3.124)$$

Po spočtení opravené hodnoty tlaku p^n můžeme určit rychlosť \vec{u}^n jako

$$\vec{u}_C^n = \hat{u}_C^* - \frac{1}{a_C^o} \nabla p_C^n \quad (3.125)$$

a z rovnice energie (3.3) určíme energii E^n . Nakonec ze stavové rovnice dopočítáme hustotu ρ^n .

Pro ideální plyn je $\psi = \frac{1}{rT}$, pro reálný plyn je potřeba provést linearizaci $\rho^n \approx \rho^o + \psi^o(p^n - p^o)$ kde $\psi = (\partial \rho / \partial p)|_T$.

p_f je approximace tlaku na stěně f , pro rovnoměrnou kartézskou síť je $p_f = (p_C + p_N)/2$.
 $\partial p_f / \partial n$ je approximace derivace tlaku ve směru normály, pro rovnoměrnou kartézskou síť je $\partial p_f / \partial n = (p_N - p_C) / \|\vec{x}_N - \vec{x}_C\|$.

3.4.1 Vliv stlačitelnosti

Pokusíme se blíže analyzovat vliv stlačitelnosti na rovnici pro tlak (3.123) resp. (3.124). Budeme uvažovat 2D proudění nevazké tekutiny a provedeme diskretizaci na pravidelné kartézské síti s konstantním krokem Δx . Navíc budeme uvažovat rychlosť $\vec{u} = (u, v)$ takovou, že $u > 0$ a $v > 0$. Aproximace konvektivního členu metodou konečných objemů za použití schématu *upwind* prvního řádu přesnosti je pak

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\rho^o \vec{u}^o \otimes \vec{u}^n) &\approx \frac{1}{\Delta x^2} \sum_f \phi_f^o \vec{u}_f^n = \\ &= \frac{\rho_n^o v_n^o + \rho_e^o u_e^o}{\Delta x} \vec{u}_C^n - \frac{\rho_s^o v_s^o}{\Delta x} \vec{u}_S^n + \frac{\rho_w^o u_w^o}{\Delta x} \vec{u}_W^n. \end{aligned} \quad (3.126)$$

Člen a je tedy zhruba $a \approx \rho U / \Delta x$ ($U = ||\vec{u}||$). Koeficienty u tlaku v prvním členu rovnice (3.124) jsou tedy zhruba (předpokládáme ideální plyn)

$$\psi \hat{u} \cdot \vec{S} \approx \frac{1}{rT} U \Delta x \quad (3.127)$$

a u druhého členu

$$\frac{\rho}{a} ||\vec{S}|| \frac{\partial}{\partial n} \approx \frac{\Delta x}{U}. \quad (3.128)$$

Poměr těchto členů je U^2 / rT . Uvážíme-li, že pro ideální plyn je rychlosť zvuku $c^2 = \kappa r T$, je tento poměr roven κM^2 . Tedy pro nízká Machova čísla je v rovnici pro tlak významnejší druhý člen (Poissonova rovnice). Se zvyšujícím se Machovo číslem roste vliv $\nabla \cdot (\psi \hat{u} p)$ což je konvektivní člen pro tlak.

3.4.2 Finální verze algoritmu SIMPLE pro proudění stlačitelné tekutiny

Stejně jako pro případ nestlačitelné tekutiny je třeba v algoritmu SIMPLE použít relaxaci. Budeme pracovat s proměnnými \vec{u} a p definovanými ve středech kontrolních objemů a tokem homoty \mathcal{E} definovaném ve středech stěn. Algoritmus SIMPLE se potom skládá z následujících

kroků:

Algoritmus 2: Algoritmus SIMPLE pro stacionární proudění stlačitelné tekutiny

```

 $\vec{u}^n \leftarrow$  počáteční podmínka pro rychlosť;
 $p^n \leftarrow$  počáteční podmínka pro tlak;
 $e^n \leftarrow$  počáteční podmínka pro vnitřní energii;
 $\rho^n \leftarrow \rho(p^0, e^0)$  ze stavové rovnice;

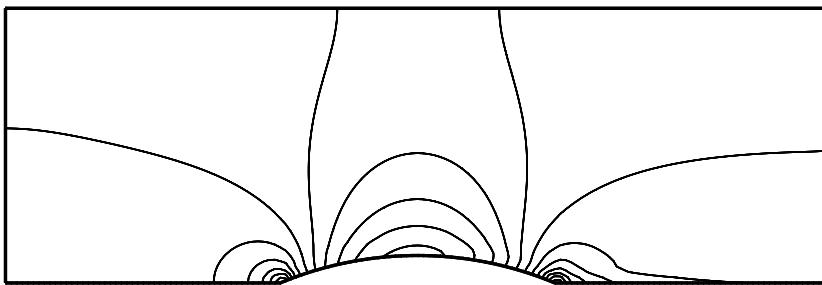
repeat
     $\vec{u}^0 \leftarrow \vec{u}^n; p^0 \leftarrow p^n; e^0 \leftarrow e^n; \rho^0 \leftarrow \rho^n;$ 
    forall  $f \in \mathcal{F}$  do  $\phi_f \leftarrow \vec{S}_f \cdot \text{interpolate}(\rho^0 \vec{u}^0)_f;$ 
     $UEqn \approx \nabla \cdot (\rho^0 \vec{u}^0 \otimes \vec{u}^*) - \nabla \cdot (\mu \nabla \vec{u}^*) - \nabla \cdot (\vec{\tau}^0 - \mu \nabla \vec{u}^0);$ 
    relax( $UEqn, \alpha$ );
    solve  $UEqn = -\nabla p^0$  for  $\vec{u}^*$ ;
    forall  $\forall c \in \mathcal{C}$  do  $\hat{u}_C \leftarrow H(\vec{u}^*)_C / a_C^0;$ 
    forall  $f \in \mathcal{F}$  do
         $\rho_f^0 \leftarrow \text{interpolate}(\rho^0)_f;$ 
         $a_f^0 \leftarrow \text{interpolate}(a^0)_f;$ 
         $\psi_f^0 \leftarrow \text{interpolate}(\psi(e^0, p^0))_f;$ 
    end
     $pEqn \approx \nabla \cdot \left( \psi_f^0 \hat{u}_f^* p^* - \frac{\rho_f^0}{a_f^0} \nabla p^* \right);$ 
    relax( $pEqn, \beta_1$ );
    solve  $pEqn = 0$  for  $p^*$ ;
    forall  $f \in \mathcal{F}$  do  $\phi_f^n \leftarrow \psi_f^0 p^* \hat{u}_f \cdot \vec{S}_f - \frac{\rho_f^0}{a_f^0} \nabla p_f^n \cdot \vec{S}_f;$ 
    forall  $c \in \mathcal{C}$  do  $p_C^n \leftarrow p_C^0 + \beta_2(p_C^* - p_C^0);$ 
    forall  $c \in \mathcal{C}$  do  $\vec{u}_C^n \leftarrow \hat{u}_C - \frac{1}{a_C^0} \nabla p^n;$ 
     $hEqn \approx \nabla \cdot \left( \rho^n \vec{u}^n (h^n + ||\vec{u}^n||^2 / 2) - \vec{\tau}^n \cdot \vec{u}^n - \frac{\lambda}{C_p} \nabla h^n \right);$ 
    relax( $hEqn, \gamma$ );
    solve  $hEqn = 0$  for  $h^n$ ;
    forall  $c \in \mathcal{C}$  do  $\rho_C^n \leftarrow \rho(p_C^n, h_C^n);$ 
until  $||\vec{u}^n - \vec{u}^0|| < \epsilon_u$  and  $||p^n - p^0|| < \epsilon_p$ ;

```

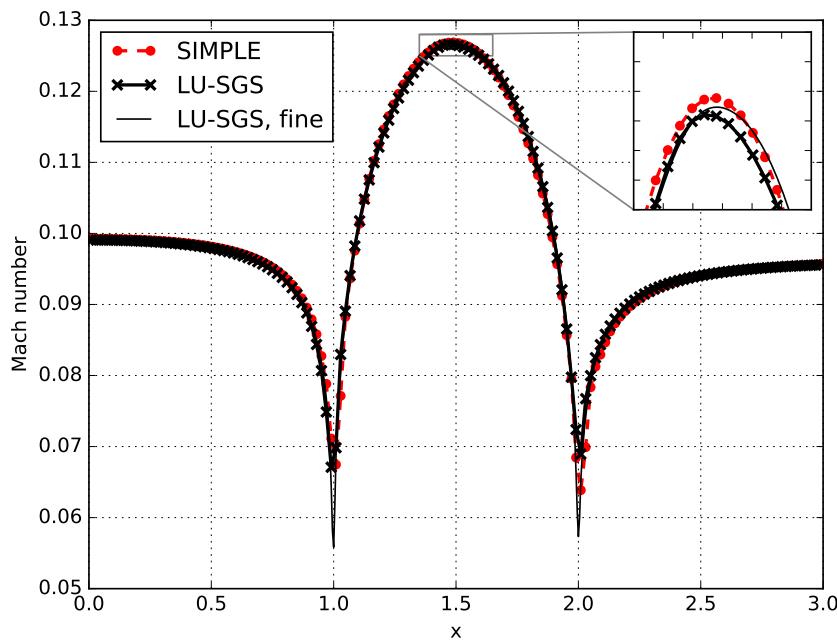
V literatuře (Moukalled a kol. 2016) lze nalézt řadu variant výše uvedeného algoritmu. Ty se liší pořadím rovnic (např. nejdříve se řeší rovnice pro energi, poté hybnostní rovnice a nakonec rovnice pro tlak), nebo jsou doplněny o výpočet odhadu hostoty, používají jiný způsob relaxace či při odvození rovnice pro tlak uvažují místo konstantní teploty např. konstantní entropii.

3.4.3 Aplikace algoritmu SIMPLE pro proudění nevazké tekutiny dvourozměrným kanálem

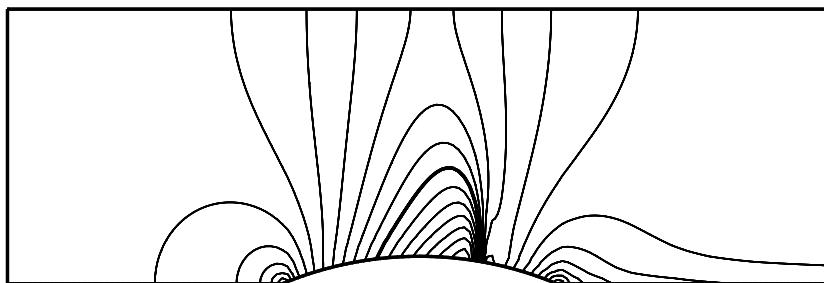
V této části se pokusíme prezentovat některé vlastnosti algoritmu SIMPLE v porovnání s metodou založenou na použití tzv. Riemanových řešičů, viz např. (Fürst, 2018). Uvažujeme proudění nevazké tekutiny kanálem s překážkou na spodní stěně. Výpočty jsou provedeny na síti s 50×150 kontrolními objemy. Na vstupu (levá hranice) je předepsán celkový tlak $p_{tot} = 100$ kPa, celková teplota $T_{tot} = 288,15$ K a rychlosť ve směru osy x . Statický tlak na výstupu je volen tak, aby režim odpovídal několika hodnotám izentropického Machova čísla M_{2i} .



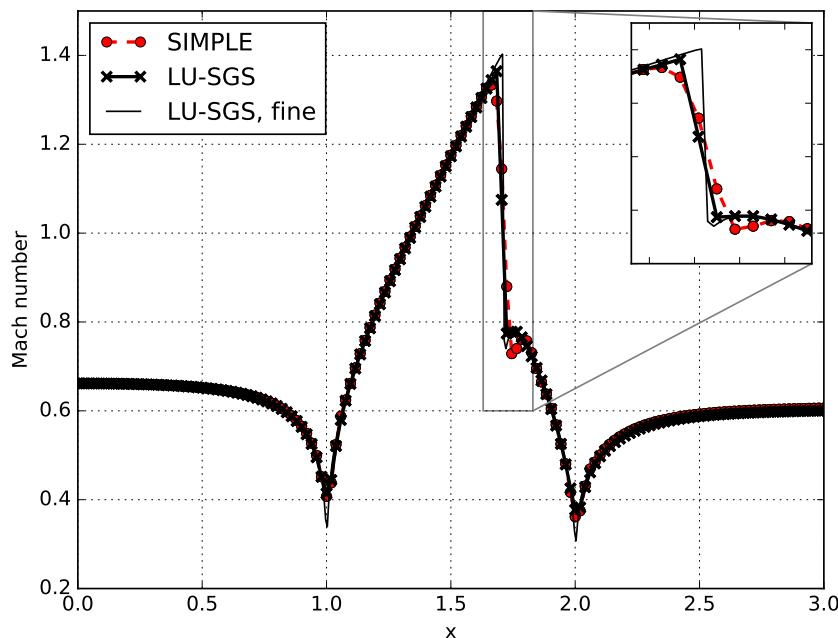
Obrázek 3.2: Izočáry Machova čísla pro $M_{2i} = 0, 1$.



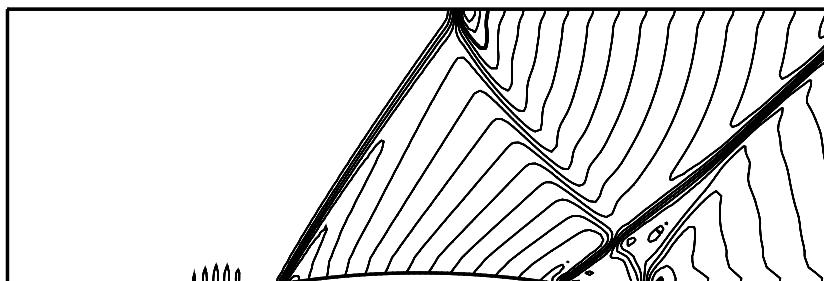
Obrázek 3.3: Rozložení Machova čísla podél spodní stěny pro $M_{2i} = 0, 1$.



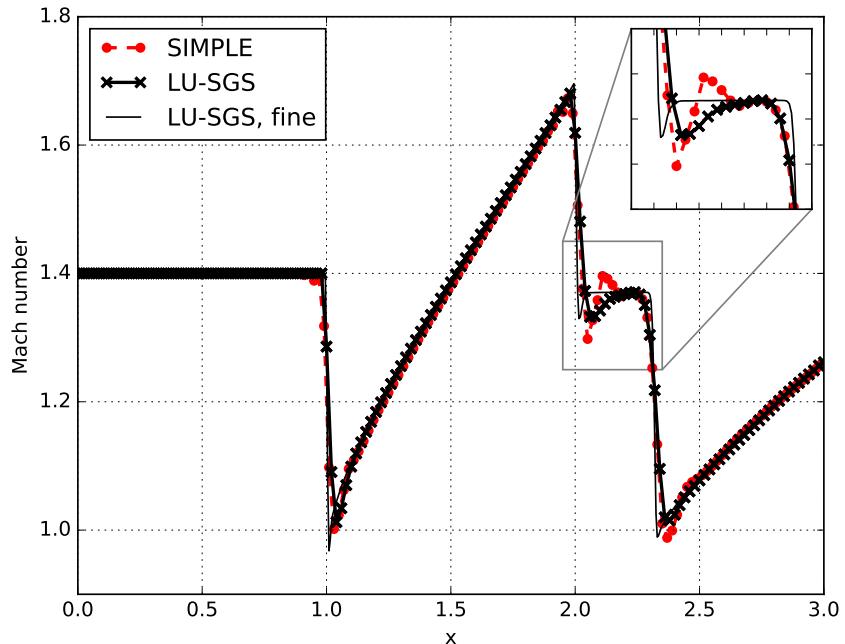
Obrázek 3.4: Izocáry Machova čísla pro $M_{2i} = 0,675$.



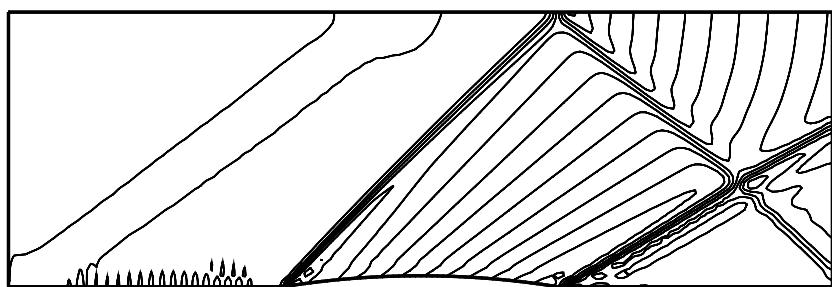
Obrázek 3.5: Rozložení Machova čísla podél spodní stěny pro $M_{2i} = 0,675$.



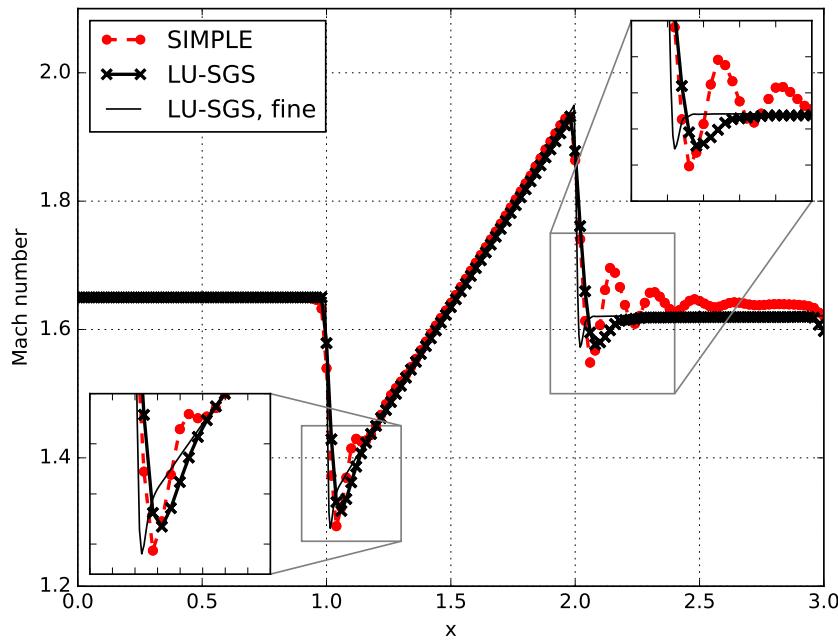
Obrázek 3.6: Izocáry Machova čísla pro $M_{2i} = 1,4$.



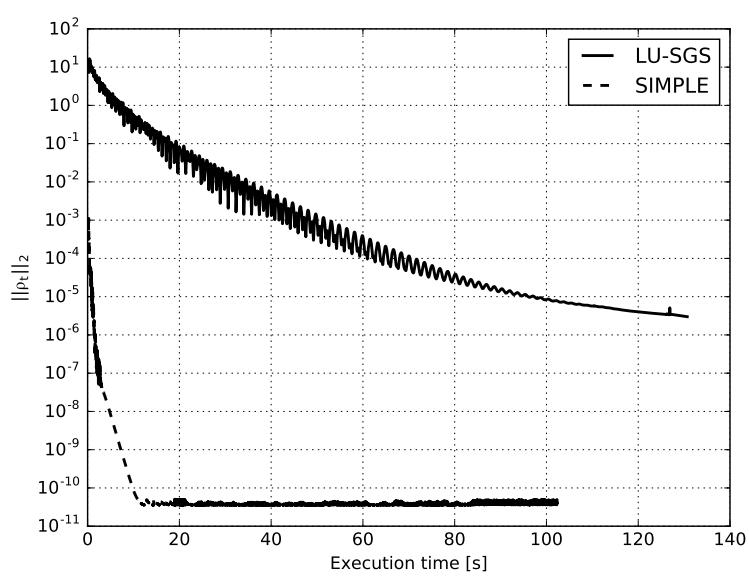
Obrázek 3.7: Rozložení Machova čísla podél spodní stěny pro $M_{2i} = 1,4$.



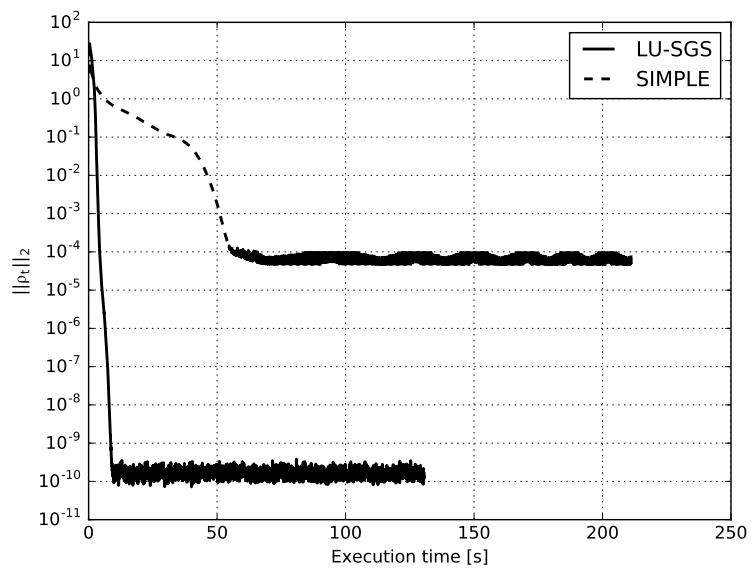
Obrázek 3.8: Izocáry Machova čísla pro $M_{2i} = 1,65$.



Obrázek 3.9: Rozložení Machova čísla podél spodní stěny pro $M_{2i} = 1,65$.



Obrázek 3.10: Rychlosť konvergencie pro $M_{2i} = 0, 1$.



Obrázek 3.11: Rychlosť konvergencie pro $M_{2i} = 1,65$.

4

Applikace

4.1 Proudění v oblastech s pohyblivou hranicí

V praxi se často setkáváme s úlohami definovanými v oblastech s pohyblivou hranicí. Může se přitom jednat buď o problémy, při nichž nedochází k deformaci oblasti (např. proudění v rotorové lopatkové řadě turbín), a nebo o problémy, při nichž se celá oblast deformeuje (například obtékání poddajného tělesa) a případně dochází i ke změně topologie oblasti (např. uzavřením ventilu dojde k rozdelení oblasti na dvě nesouvislé podoblasti).

Třídu úloh, v nichž nedochází k deformaci oblasti, lze často řešit přechodem k souřadnému systému spojenému s pohybem oblasti. V případě neinerciálního systému pak do rovnic přibudou zdrojové členy (odstředivá síla, Coriolisova síla, ...). Výsledný systém je však (až na zdrojové členy) velmi podobný původnímu systému Navierových-Stokesových rovnic a lze jej řešit dříve popsánými metodami.

V této kapitole se budeme zabývat především problémy, při nichž dochází k deformacím oblasti beze změny její topologie. Budeme přitom předpokládat, že rychlosť pohybu hranice je spojitá funkce jak v čase, tak v prostoru.

Při velmi velkých změnách tvaru či při změně topologie je v průběhu řešení potřeba "přesítovávat" a řešení interpolovat na novou síť.

4.1.1 Metoda konečných objemu ve zobecněné Lagrangeovsko-Eulerovská formulaci

Uvažujme obecný zákon zachování ve tvaru

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{F}(W) = 0 \quad (4.1)$$

v oblasti $\Omega(t)$ závislé na čase. Pro odvození zobecněné Lagrangeovsko-Eulerovské formulace (*Arbitrary Lagrangian-Eulerian formulation - ALE*) budeme uvažovat transformaci referenční oblasti $\Omega_0 = \Omega(0)$ na časově závislou oblast $\Omega(t)$, tj. předpokládáme existenci funkce

$\Psi(\vec{X}, t)$ takové, že

$$\forall t \geq 0 : \forall \vec{x} \in \Omega(t) : \exists_1 \vec{X} \in \Omega_0 : \vec{x} = \Psi(\vec{X}, t). \quad (4.2)$$

Dále budeme předpokládat, že Ψ je prostá a má spojité druhé derivace.

Zvolíme nyní v referenční oblasti $\Omega(0)$ kontrolní objem $\Omega_{i0} \subset \Omega_0$. Ten se bude pomocí transformace Ψ zobrazovat na objem $\Omega_i(t) = \{\Psi(\vec{X}, t) : \vec{X} \in \Omega_{i0}\}$. Integrujeme zákon zachování v čase t přes oblast $\Omega(t)$ a v členu s prostorovou derivací převedeme pomocí Gaussovy věty na integrál po hranici

$$\begin{aligned} 0 &= \iiint_{\Omega_i(t)} \left(\frac{\partial W(\vec{x}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{F}(W(\vec{x}, t)) \right) d\vec{x} = \\ &= \iiint_{\Omega_i(t)} \frac{\partial W(\vec{x}, t)}{\partial t} d\vec{x} + \iint_{\partial\Omega_i(t)} \vec{F}(W(\vec{x}, t)) \cdot \vec{n} dS \end{aligned} \quad (4.3)$$

Dalším krokem při odvození metody konečných objemů je záměna integrálu a časové derivace v prvním členu předchozího vztahu. Zde je třeba postupovat opatrně a využít přechodu k referenční oblasti Ω_{i0} nezávislou na čase.

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \iiint_{\Omega_i(t)} W(\vec{x}, t) d\vec{x} &= \frac{d}{dt} \iiint_{\Omega_{i0}} W(\vec{x}(\vec{X}, t), t) \left| \frac{\partial \vec{x}}{\partial \vec{X}} \right| d\vec{X} = \\ &= \iiint_{\Omega_{i0}} \frac{\partial}{\partial t} \left(W(\vec{x}(\vec{X}, t), t) \left| \frac{\partial \vec{x}}{\partial \vec{X}} \right| \right) \Big|_{\vec{x}} d\vec{X} = \\ &= \iiint_{\Omega_{i0}} \frac{\partial W(\vec{x}(\vec{X}, t), t)}{\partial t} \Big|_{\vec{X}} \left| \frac{\partial \vec{x}}{\partial \vec{X}} \right| d\vec{X} + \iiint_{\Omega_{i0}} W(\vec{X}, t) \frac{\partial}{\partial t} \left| \frac{\partial \vec{x}}{\partial \vec{X}} \right| \Big|_{\vec{X}} d\vec{X} = \\ &= \iiint_{\Omega_{i0}} \left(\nabla W(\vec{x}, t) \cdot \vec{v}(\vec{x}, t) + \frac{\partial W(\vec{x}, t)}{\partial t} \Big|_{\vec{x}} \right) \left| \frac{\partial \vec{x}}{\partial \vec{X}} \right| d\vec{X} + \\ &\quad + \iiint_{\Omega_{i0}} W(\vec{X}, t) \nabla \cdot \vec{v}(\vec{x}, t) \left| \frac{\partial \vec{x}}{\partial \vec{X}} \right| d\vec{X} = \\ &= \iiint_{\Omega_i(t)} \frac{\partial W(\vec{x}, t)}{\partial t} \Big|_{\vec{x}} d\vec{x} + \iiint_{\Omega_i(t)} \nabla \cdot (W(\vec{x}, t) \vec{v}(\vec{x}, t)) d\vec{x}, \end{aligned} \quad (4.4)$$

kde $\vec{v}(\vec{x}, t) = (\partial \vec{x} / \partial t)_{\vec{X}}$ je rychlosť pohybu bodu \vec{x} . Při odvození jsme využili vztah pro derivaci jakobiánu transformace, viz odvození Reynoldsova teorému. Po dosazení do vztahu (4.3) a aplikaci Greenovy věty na člen $\nabla \cdot (W \vec{v})$ dostáváme vztah

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\Omega_i(t)} W(\vec{x}, t) d\vec{x} = - \iint_{\partial\Omega_i(t)} \left(\vec{F}(W(\vec{x}, t)) - W(\vec{x}, t) \vec{v}(\vec{x}, t) \right) \cdot \vec{n} dS. \quad (4.5)$$

Symbolom $W_i(t)$ označíme numerickou approximaci střední hodnoty řešení v (pohybujícím se) kontrolním objemu $\Omega_i(t)$

$$W_i(t) = \frac{1}{|\Omega_i(t)|} \iiint_{\Omega_i(t)} W(\vec{x}, t) d\vec{x}. \quad (4.6)$$

Viz odvození Reynoldsova transportního teorému.

Na rozdíl od odvození zákonů zachování zde nutně neuvažujeme materiálový kontrolní objem.

Potom **semidiskrétní tvar metody konečných objemů v ALE formulaci má tvar**

$$\frac{d(|\Omega_i(t)|W_i(t))}{dt} = - \sum_j \left(\vec{F}(W_i(t), W_j(t)) - \vec{v}_{ij}(t) \cdot W_{ij}(t) \right) \cdot \vec{S}_{ij}(t), \quad (4.7)$$

kde \vec{F} je numerický tok, suma probíhá přes všechny sousedy kontrolního objemu i a index ij znamená approximaci řešení ve středu stěny mezi objemy i a j . Výše uvedený vzorec je možné převést na tvar podobný standardní MKO zavedením modifikovaného toku

$$\vec{F}^{ALE}(W_i, W_j, \vec{v}_{ij}) = \vec{F}(W_i, W_j) - \vec{v}_{ij} \cdot W_{ij}, \quad (4.8)$$

potom

$$\frac{d(|\Omega_i(t)|W_i(t))}{dt} = - \sum_j \vec{F}^{ALE}(W_i(t), W_j(t), \vec{v}_{ij}(t)) \cdot \vec{S}_{ij}(t). \quad (4.9)$$

Diskretizací v čase lze potom získat plně diskrétní verzi metody konečných objemů. Použijeme-li například implicitní Eulerovu metodu, dostáváme

$$\frac{|\Omega_i^n|W_i^n - |\Omega_i^o|W_i^o}{\Delta t} = - \sum_j \vec{F}^{ALE}(W_i^n, W_j^n, \vec{v}_{ij}^n) \cdot \vec{S}_{ij}^n. \quad (4.10)$$

4.1.2 Implementace ALE metody v algoritmech SIMPLE a PISO

Pokusíme se nejprve ukázat základní myšlenku implementace ALE metody v algoritmech typu SIMPLE a PISO pro řešení Navierových-Stokesových rovnic. Vydeme přitom ze spojité formulace a provedeme diskretizaci v čase. Zavedeme **relativní rychlosť** $\vec{w} = \vec{u} - \vec{v}$.

Potom

$$\frac{|\Omega_i^n|\rho^n - |\Omega_i^o|\rho^o}{\Delta t} = - \iiint_{\Omega_i^n} \nabla \cdot (\rho^n \vec{w}^n) d\vec{x}, \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{|\Omega_i^n|\rho^n \vec{u}^n - |\Omega_i^o|\rho^o \vec{u}^o}{\Delta t} &= - \iiint_{\Omega_i^n} \left(\nabla \cdot (\rho^n \vec{w}^n \otimes \vec{u}^n - \vec{\tau}^n) + \right. \\ &\quad \left. + \nabla p^n \right) d\vec{x}, \end{aligned} \quad (4.12)$$

$$\begin{aligned} \frac{|\Omega_i^n|\rho^n E^n - |\Omega_i^o|\rho^o E^o}{\Delta t} &= - \iiint_{\Omega_i^n} \nabla \cdot \left(\rho^n \vec{w}^n H^n + p^n \vec{v}^n - \right. \\ &\quad \left. - \vec{\tau} \cdot \vec{u} + \vec{q} \right) d\vec{x}. \end{aligned} \quad (4.13)$$

Odrození lze jednoduše provést i aplikací Greenovy věty pro čtyřrozměrný časoprostorový nadobjem.

Samozřejmě pro nestacionární případ.

Při implementaci algoritmu SIMPLE či PISO pro proudění stlačitelné tekutiny tedy stačí v diskretizaci konvektivních členů použít místo hmotového toku $\phi = \rho \vec{u} \cdot \vec{S}$ relativní hmotový tok $\phi^{ALE} = \rho \vec{w} \cdot \vec{S}$, v rovnici energie přidat člen $p \vec{v}$ a zahrnout změnu objemu buňky do časové derivace.

Pro případ nestlačitelné tekutiny je situace podobná. Rovnici kontinuity dostaneme z rovnice kontinuity pro stlačitelnou tekutin dosazením $\rho = \text{const.}$, tedy

$$\frac{|\Omega_i^n| - |\Omega_i^o|}{\Delta t} = - \iiint_{\Omega_i^n} \nabla \cdot (\vec{w}^n) d\vec{x}. \quad (4.14)$$

Pokud diskretizace splňuje geometrický zákon zachování (viz kapitola 4.1.3)

$$\frac{|\Omega_i^n| - |\Omega_i^o|}{\Delta t} = \iiint_{\Omega_i^n} \nabla \cdot (\vec{v}^n) d\vec{x}, \quad (4.15)$$

redukuje se rovnice kontinuity na známý tvar

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (4.16)$$

resp.

$$\sum_f \phi_f^n = 0. \quad (4.17)$$

Rozdíl oproti algoritmům SIMPLE a PISO na pevné síti je tedy pouze v diskretizaci rovnice pro rychlosť, kdy v konvektivním členu diskretizujeme místo $\nabla \cdot (\vec{u} \otimes \vec{u})$ člen $\nabla \cdot (\vec{w} \otimes \vec{u})$. Dostáváme opět rovnici

$$\vec{u}_C^* = \frac{1}{a_C^o} H(\vec{u}^*)_C - \frac{1}{a_C} \nabla p^o = \hat{u}_C^* - \frac{1}{a_C} \nabla p_C^o. \quad (4.18)$$

a předpokládáme tedy

$$\vec{u}_C^n = \hat{u}_C^* - \frac{1}{a_C} \nabla p_C^n. \quad (4.19)$$

Dosazením do rovnice kontinuity dostáváme pro nestlačitelnou tekutinu

$$\sum_f \left(\hat{u}_f^* - \frac{1}{a_f} \nabla p_f^n \right) = 0, \quad (4.20)$$

tedy Poissonovu rovnici pro tlak. Po vyřešení této rovnice upravíme rychlosť dle rovnice (4.19) a pokračujeme další iterací.

4.1.3 Geometrický zákon zachování

Jedním z důležitých problémů výpočtů na pohyblivých sítích je dodržení geometrického zákona zachování

$$\frac{|\Omega_i^n| - |\Omega_i^o|}{\Delta t} = \sum_f \vec{v}_f^n \cdot \vec{S}_f^n. \quad (4.21)$$

Tento vztah zaručuje zachování konstantního řešení při pohybu sítě a hraje také důležitou roli v konzervativitě numerické metody. Dává přitom do souvislosti způsob provedení časové diskretizace řešeného

Zde uvedený vzorec pro jednoduchost používá v čase implicitní metodu 1. řádu. Podobný vztah lze napsat i pro metody vyšších řádů jako např. BDF2.

problému s diskretizací geometrických toků $\phi_f^{Geom} = \vec{v}_f^n \cdot \vec{S}_f^n$ neboli se způsobem výpočtu rychlosti pohybu sítě. Pro případ metody konečných diferencí byl tento problém popsán například již v (Pulliam a kol. 1978). Z tohoto článku pak vychází celá řada prací věnovaných různým způsobům realizace geometrického zákona zachování pro různé třídy numerických metod.

Jeden z postupů zajištění platnosti vztahu (4.21) je založen na poznatku, že pro metodu konečných objemů nepotřebujeme znát rychlosti pohybu vrcholů sítě či středů stran. Důležitý je pro nás pouze geometrický objemový tok ϕ_f^{Geom} .

Uvažujme kontrolní objem Ω_i ve tvaru čtyřúhelníka $ABCD$, viz obrázek 4.1.

Pozice vrcholů v předchozí časové vrstvě jsou označeny horním indexem o , v aktuální vrstvě indexem n . Geometrický objemový tok ϕ^{Geom} stěnou AB kompatibilní se zpětnou Eulerovou metodou 1. řádu potom určíme pomocí plochy čtyřúhelníka $A^o A^n B^n A^o$ jako

$$\phi_{AB}^{Geom} = \frac{|A^o A^n B^n B^o|}{\Delta t}. \quad (4.22)$$

Při výpočtu plochy bereme v úvahu znaménko, tj. horní část plochy na obr. 4.1 je záporná, dolní část kladná. Ve dvourozměrném případě je

$$|A^o A^n B^n B^o| = \frac{1}{2} \overrightarrow{A^o B^n} \times \overrightarrow{A^n B^o}, \quad (4.23)$$

ve trojrozměrném případě je postup principiálně stejný, místo velikosti plochy se však uvažuje objem útvaru vzniklého posunem stěny z konfigurace o do n .

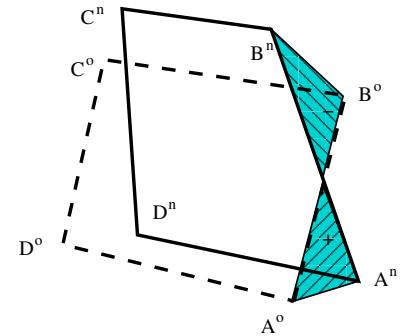
4.1.4 Interakce tekutiny s poddajným tělesem

Jednou třídou úloh, kde se využívá výpočty na pohyblivých sítích, je problém interakce proudící tekutin s poddajným tělesem. Oblast, ve které formulujeme úlohu, se skládá z části vyplněné tekutinou $\Omega^f(t)$ a části vyplněnou poddajným tělesem $\Omega^s(t)$. Rozhraní mezi tekutinou a tělesem označíme $\Sigma = \overline{\Omega^f} \cap \overline{\Omega^s}$. V časově závislé oblasti Ω^f pak řešíme systém Navierových-Stokesových rovnic, v oblasti Ω^s pak problém elasticity. Obě úlohy jsou přitom svázány pomocí okrajových podmínek na Σ . Nechť $\vec{x}^s(\vec{X}, t)$ označuje aktuální polohu materiálového bodu \vec{X} v čase t v části vyplněné tělesem a $\vec{x}^f(\vec{X}, t)$ aktuální polohu referenčního bodu \vec{X} v části vyplněné tekutinou. Na společné hranici Σ musí platit:

$$\vec{x}^f(\vec{X}, t) = \vec{x}^s(\vec{X}, t), \quad (4.24)$$

$$(-p^f \vec{\delta} + \vec{\tau}^f) \cdot \vec{n}^f = -\vec{\sigma}^s \cdot \vec{n}^s, \quad (4.25)$$

Tento postup je použit mimo jiné v programu OpenFOAM.



Obrázek 4.1: Výpočet geometrického objemového toku ϕ^{Geom} .

\vec{x}^f se týká deformace sítě, není to tedy materiálový bod.

kde $\vec{n}^f = -\vec{n}^s$ jsou normálové vektory na Σ , p a $\vec{\tau}$ označuje tlak a tečná napětí v tekutině a $\vec{\sigma}^s$ je tenzor napětí v tělese.

Vzhledem k rozdílné povaze problémů proudění a elasticity je poměrně běžné využití kombinace dvou různých typů numerických metod, např. metody konečných objemů pro tekutinu a metody konečných prvků pro poddajné těleso. Přitom však vzniká problém jak zaručit splnění vazby na Σ . Nejčastěji se přitom používají následující dvě strategie výpočtu (podrobnější popis je např. v (Fernández, 2011)).

Slabá vazba Slabá vazba neboli *weak coupling* je z hlediska implementace nejjednodušší a umožňuje mimo jiné snadné propojení hotových softwarových balíků. Při této strategii se střídavě řeší problém proudění a problém elasticity přičemž se uvažují na Σ následující vazební podmínky

$$\vec{x}^f(\vec{X}, t^n) = \vec{x}^s(\vec{X}, t^o), \quad (4.26)$$

$$(-p^{f,n} \vec{\delta} + \vec{\tau}^{f,n}) \cdot \vec{n}^{f,n} = -\vec{\sigma}^{s,n} \cdot \vec{n}^{s,n}. \quad (4.27)$$

Při výpočtu jednoho časového kroku se pak postupuje tak, že se známého tvaru tělesa v čase o určíme tvar oblasti $\Omega^{f,n}$ (první z podmínek), v této oblasti řešíme problém proudění, určíme normálová napětí v tekutině na hranici Σ v čase n , řešíme problém elasticity a získáme nový tvar tělesa.

Jak již bylo řečeno, jedná se o velmi jednoduchý postup. Nevýhodou však může být nestabilita pro určité typy úloh, nepřesnosti vazebních podmínek či porušení diskrétní verze zákona zachování energie.

Silná vazba Při silné vazbě se řeší oba problémy současně. Toho lze dosáhnout buď pomocí monolitického řešiče nebo pomocí iteračního procesu. Jedná se o výpočetně náročnější postup avšak při správném způsobu řešení lze zaručit na diskrétní úrovni zákon zachování energie či odstranit problémy s nestabilitou výpočtu. Detailnější popis lze nalézt např. v (Fernández, 2011).

4.1.5 Numerické řešení obtékání pružně uchyceného profilu

Jako příklad úlohy na interakci proudící tekutiny s tělesem uvedeme případ obtékání dvourozměrného pružně uchyceného profilu křídla. Profil je přitom uvažován jako dokonale tuhý a je umožněn jeho pohyb pouze ve směru osy y a natočení (změna úhlu náběhu). Pohyb profilu ve směru osy y a změna jeho natočení jsou přitom dány

Jedná se o příklad *wingMotion* z programového balíku OpenFOAM.

rovnicemi

$$m\ddot{y} + d\dot{y} + ky = F_y(t), \quad (4.28)$$

$$I\ddot{\alpha} + D\dot{\alpha} + K\alpha = M(t), \quad (4.29)$$

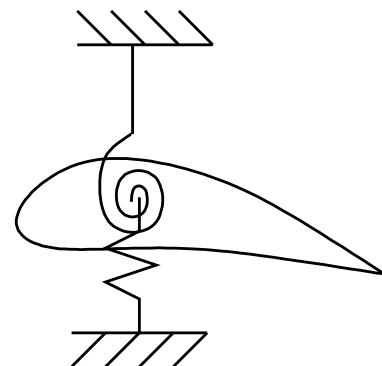
kde m , d , k , I , D a K jsou po řadě hmotnost profilu, tlumení a tuhost ve vertikálním směru, moment setrvačnosti a tlumení a tuhost v torzi. Na pravé straně je síla ve vertikálním směru a moment síly od obtékající tekutiny.

Celý výpočet byl realizován v programovém balíku OpenFOAM pro případ profilu turbulentně obtékáного nestlačitelnou tekutinou. Obrázek 4.3 znázorňuje tvar a velikost oblasti. Na levé hranici je předepisována rychlosť $U = 100 \text{ m/s}$. Turbulence je modelována pomocí $k - \omega$ SST modelu ve formulaci pro vysoké Reynoldsovo číslo v kombinaci se stěnovými funkcemi. Intenzita turbulence ve vstupném proudu je $Tu = 5\%$ a poměr turbulentní a laminární vazkosti je $\nu_T/\nu = 100$. Na pravé straně (výstup) je předepsán tlak $p = 0 \text{ Pa}$. Hustota plynu je $\rho = 1,2 \text{ kg/m}^3$ a kinematická viskozita je $\nu = 1,5 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$. Reynoldsovo číslo vztažené na délku tělivy profilu je $Re = 6,67 \times 10^6$.

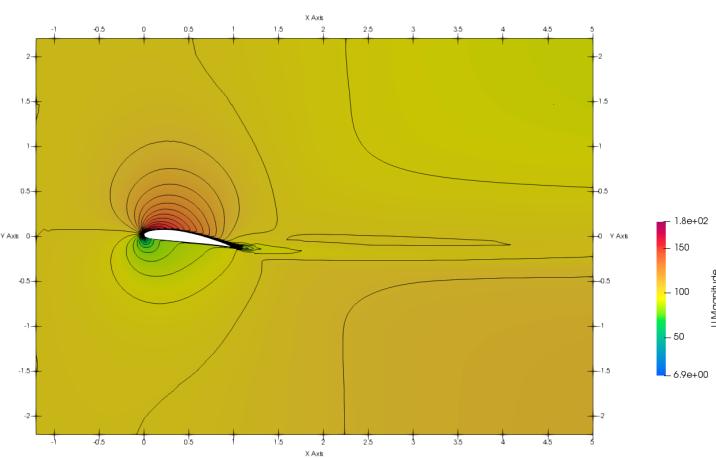
Parametry profilu a uchycení jsou $m = 22,9 \text{ kg}$, $d = 2 \text{ Ns/m}$, $k = 4000 \text{ N/m}$, $I = 22,9 \text{ kg m}^2$, $D = 0,5 \text{ N m s}$, $K = 700 \text{ N m}$.

Síla ve směru osy y a kroutící moment získaný řešením pravděvolného pole jsou použity pro výpočet nové polohy a natočení profilu. Výpočetní síť je pak upravena tak, že do vzdálenosti 0,3 m od profilu se síť pohybuje jako tuhé těleso. Ve vzdálenosti větší než 1 m je síť pevná. Mezi těmito vzdálenostmi je pohyb sítě interpolován. Síť byla vytvořena programem snappyHexMesh z balíku OpenFOAM a obsahuje přibližně 12 500 převážně čtyřúhelníkových buněk s mírným zjednodušením v mezní vrstvě, viz obr. 4.4.

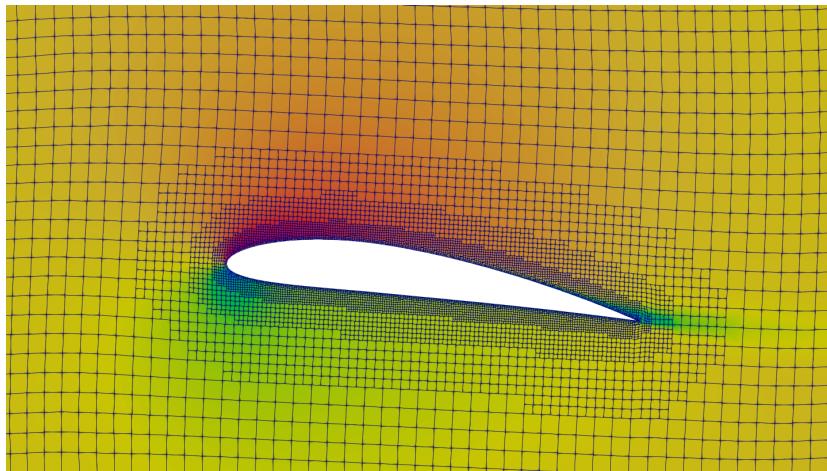
Při simulaci je nejprve proveden výpočet stacionárního obtékání s pevně uchyceným profilem. To je použito jako počáteční podmínka pro výpočet nestacionárního obtékání s uvažováním pružného uchycení. Vzhledem k tomu, že profil nebyl na začátku nastaven do rovnovážné polohy, začne se profil vychylovat a po čase dojde díky silnému tlumení k ustavení do rovnovážné polohy.



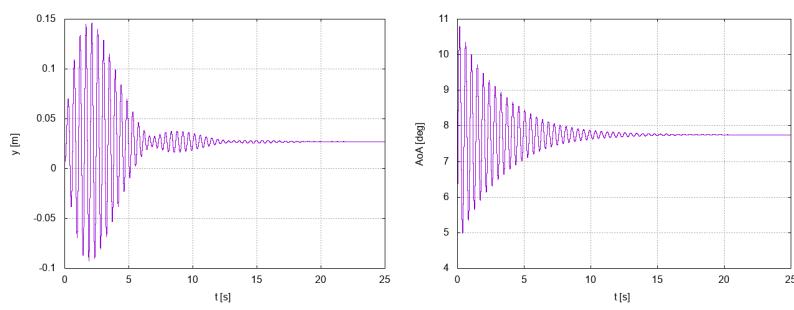
Obrázek 4.2: Obtékání pružně uchyceného profilu.



Obrázek 4.3: Velikost rychlosti pro případ obtékání pružně uchyceného profilu v čase $t = 5$ s.



Obrázek 4.4: Detail sítě pro případ obtékání pružně uchyceného profilu v čase $t = 5$ s.



Obrázek 4.5: Výkylka a úhel nastavení kmitajícího profilu v závislosti na čase.

4.2 Modelování turbulence

Proudění tekutiny s vyšším Reynoldsovým číslem je zpravidla turbulentní. Takovýto pohyb je charakterizován následujícími vlastnostmi:

- pohyb je popsán systémem Navierových-Stokesových rovnic (atž už pro stlačitelnou nebo nestlačitelnou tekutinu),
- přestože se jedná o deterministický jev, je pohyb tekutiny chaotický,
- v turbulentním proudění dochází oproti laminárnímu k většímu přenosu hmoty, hybnosti a tepla,
- v turbulentním proudění dochází ke zvýšené disipaci,
- turbulence je vždy trojrozměrný jev,
- turbulence se odehrává v širokém rozsahu délkových a časových měřítek.

V této kapitole se budeme věnovat pouze některým aspektům spojeným s matematickým modelováním turbulentního proudění. Podrobnější rozbor modelů turbulence lze nalézt např. ve skriptu (Příhoda a kol. 2007).

4.2.1 Přímá numerická simulace

Jak již bylo řečeno v úvodu, turbulentní proudění je popsáno systémem Navierových-Stokesových rovnic. Z toho vychází metoda přímé numerické simulace (*direct numerical simulation* neboli DNS). Při této metodě se řeší standardní systém Navierových-Stokesových rovnic bez jakéhokoliv dodatečného modelu. Praktické využití DNS je ovšem limitováno skutečností, že při řešení musíme zachytit všechna délková měřítka, jinými slovy velikost kroku sítě musí být srovnatelná s velikostí nejmenších výrů. Tato velikost (tzv. Kolmogorovovo délkové měřítko) je řádově

$$\eta_K \approx L Re^{-3/4}, \quad (4.30)$$

kde Re je Reynoldsovo číslo vztažené k délkovému měřítku L (typicky velikost oblasti). Pro zachycení všech výrů tedy potřebujeme síť s rozlišením $\Delta x \approx \eta_K$, tedy s $Re^{3/4}$ buňkami na délku oblasti. Turbulence je trojrozměrný děj, proto musí síť obsahovat řádově $Re^{9/4}$ buněk. Vzhledem k podmínce stability $\Delta t \approx \Delta x / U$ jsou celkové nároky na výpočetní čas řádově Re^3 . To je pro většinu praktických úloh neakceptovatelné a proto lze DNS využít pouze pro úlohy s velmi nízkým Re .

4.2.2 Středování a filtrování Navierových-Stokesových rovnic

Pro praktické úlohy z technické praxe se často vychází z řešení středovaných či filtrovaných rovnic. Přestože se jedná o rozdílné koncepty (viz níže), je odvozen takto upravených rovnic do jisté míry podobné. Předpokládejme systém Navierových-Stokesových rovnic pro nestlačitelnou Newtonovskou tekutinu

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (4.31)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u} \otimes \vec{u}) + \nabla p = \nabla \cdot (\nu \nabla \vec{u}). \quad (4.32)$$

Symbolom $\langle v \rangle$ označíme aplikaci středování nebo filtrování proměnné v (bude vysvětleno později) takové, že

- $\langle \cdot \rangle$ je lineární,
- $\langle \cdot \rangle$ komutuje s operátorem derivace (lze zaměnit pořadí).

Aplikací filtru na systém Navierových-Stokesových rovnic dostáváme s využitím linearity a komutativnosti dostaváme

$$\nabla \cdot \langle \vec{u} \rangle = 0, \quad (4.33)$$

$$\frac{\partial \langle \vec{u} \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot (\langle \vec{u} \otimes \vec{u} \rangle) + \nabla \langle p \rangle = \nabla \cdot (\nu \nabla \langle \vec{u} \rangle). \quad (4.34)$$

Konvektivní člen je nelineární a nelze tedy rozdělit filtr na jeho jednotlivé členy. Nicméně poslední rovnici můžeme upravit do tvaru

$$\frac{\partial \langle \vec{u} \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot (\langle \vec{u} \rangle \otimes \langle \vec{u} \rangle) + \nabla \langle p \rangle = \nabla \cdot (\nu \nabla \langle \vec{u} \rangle) + \nabla \cdot \vec{\tau}^{\langle \rangle}, \quad (4.35)$$

kde dodatečný tenzor $\vec{\tau}^{\langle \rangle}$ zachycující vliv filtrování je

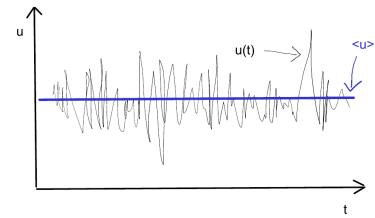
$$\vec{\tau}^{\langle \rangle} = \langle \vec{u} \rangle \otimes \langle \vec{u} \rangle - \langle \vec{u} \otimes \vec{u} \rangle. \quad (4.36)$$

Formálně je systém rovnic (s výjimkou dodatečného tenzoru $\vec{\tau}^{\langle \rangle}$) totožný se původním systémem avšak je zapsaný pro filtrované resp. středované veličiny.

Reynoldsovo časové středování Jedním z nejběžněji používaných je tzv. Reynoldsovo časové středování. Operace $\langle \cdot \rangle$ je přitom definována jako

$$\langle v \rangle(\vec{x}) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T v(\vec{x}, t) dt. \quad (4.37)$$

Z uvedeného vzorce je jasně vidět, že Reynoldsovo časové středování vede k časově nezávislým veličinám a je tedy vhodné pouze pro případ statisticky stacionárních procesů.



Smyslem filtrování je odstranění jevů malých měřítek.

$\langle v \rangle$ se pro Reynoldsovo středování často značí symbolem \bar{v} .

Jedná se o tzv. ergodické procesy.

Pro Reynoldsovo středování platí důležitý vztah $\langle\langle v \rangle\rangle = \langle v \rangle$.

Zavedeme-li rozklad veličiny $v(\vec{x}, t)$ na středovanou hodnotu $\langle v \rangle(\vec{x})$ a fluktuaci $v'(\vec{x}, t)$, je

$$\langle \vec{u} \rangle = \langle \langle \vec{u} \rangle + \vec{u}' \rangle = \langle \vec{u} \rangle + \langle \vec{u}' \rangle \quad (4.38)$$

a tedy $\langle \vec{u}' \rangle = 0$. Potom

$$\langle \vec{u} \otimes \vec{u} \rangle = \langle (\langle \vec{u} \rangle + \vec{u}') \otimes (\langle \vec{u} \rangle + \vec{u}') \rangle = \langle \vec{u} \rangle \otimes \langle \vec{u} \rangle + \langle \vec{u}' \otimes \vec{u}' \rangle \quad (4.39)$$

a tenzor $\vec{\tau}^{\langle \rangle}$ nazývaný v tomto případě **tenzor Reynoldsových napětí**. V dalším textu jej budeme značit jako $\vec{\tau}^t$ a platí pro něj

$$\vec{\tau}^t = -\langle \vec{u}' \otimes \vec{u}' \rangle. \quad (4.40)$$

Reynoldsovo souborové středování Pro případ nestacionárního prouďení není časové středování vhodné protože z veličiny závislé na poloze a čase vytvoří veličinu závislou pouze na poloze. Proto je potřeba v tomto případě definovat Reynoldsovo souborové středování jako průměrnou hodnotu veličiny v z mnoha nezávislých realizací daného procesu, tedy

$$\langle v \rangle(\vec{x}, t) = \lim_{N \rightarrow +\infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v^i(\vec{x}, t). \quad (4.41)$$

I v tomto případě můžeme provést rozklad na střední hodnotu a fluktuaci a tenzor Reynoldsových napětí má formálně stejný tvar jako v předchozím případě.

Obě varianty Reynoldsova středování jsou základem modelů založených na řešení Reynoldsovský středovaných Navierových-Stokesových rovnic (*Reynolds averaged Navier-Stokes equations* neboli **RANS**).

Prostorové filtrování Další možností je filtrování v prostorových souřadnicích. Zde bývá filtrování definováno pomocí konvoluce s jádrem $K_L(\vec{x})$ jako

$$\langle v \rangle(\vec{x}, t) = (K_L * v)(\vec{x}, t) = \iiint_{\mathbb{R}^3} K_L(\vec{x} - \vec{y}) v(\vec{y}, t) d\vec{y}. \quad (4.42)$$

Jádro K_L je přitom voleno tak, že $\iint_{\mathbb{R}^3} K_L(\vec{x}) d\vec{x} = 1$, $K_L(\vec{x}) \geq 0$ a $K_L(\vec{x}) = 0$ pro $||\vec{x}|| > L$. V tomto případě již $\langle\langle v \rangle\rangle \neq \langle v \rangle$ a dodatečný tenzor $\vec{\tau}^{\langle \rangle}$ již nelze snadno vyjádřit pomocí fluktuací rychlosti. Nicméně obecný tvar (4.36) je stále platný. V tomto případě jej však nazýváme tenzorem napětí malých měřítek neboli *subgrid scale stress tensor* $\vec{\tau}^{sgs}$.

Konvoluce s K_L "průměruje" v na $[-L, L]^3$.

Podobně lze také aplikovat filtrování pomocí tzv. *low-pass* filtru ve spektrálním prostoru.

Prostorové či spektrální filtrování tvoří základ pro tzv. simulace velkých vírů (*large eddy simulation* neboli **LES**), kdy víry s délkovým měřítkem větším než L jsou při simulaci zachyceny a vlivy malých vírů jsou modelovány.

4.2.3 Modely typu RANS

Při RANS přístupu je v případě proudění nestlačitelné Newtonské tekutiny řešen systém středovaných rovnic

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (4.43)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u} \otimes \vec{u}) + \nabla p = \nabla \cdot (\nu \nabla \vec{u}) + \nabla \cdot \vec{\tau}^t, \quad (4.44)$$

kde u a p jsou středované rychlosti a tlak a $\vec{\tau}^t = -\langle \vec{u}' \otimes \vec{u}' \rangle$ je tenzor Reynoldsových napětí. Pro nestlačitelnou tekutinu platí $\nabla \cdot (\nabla \vec{u})^T = 0$ a pravou stranu předchozí rovnice můžeme zapsat jako

$$\nabla \cdot (\nu \nabla \vec{u}) + \nabla \cdot \vec{\tau}^t = \nabla \cdot \left(\nu (\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T) \right) + \nabla \cdot \vec{\tau}^t = \nabla \cdot \vec{\tau}^{eff}, \quad (4.45)$$

kde $\vec{\tau}^{eff}$ je tzv. **efektivní tenzor napětí** a skládá se s tenzorem tečných napětí a Reynoldsova tenzorem $\vec{\tau}^t$.

Boussinesqova hypotéza Jedním z nejpoužívanějších postupů při modelování turbulence pomocí RANS rovnic je zavedení tzv. **vírové** nebo turbulentní **vazkosti** ν^t a aproximace Reynoldsova tenzoru jako

$$\vec{\tau}^t \approx \nu^t \left(\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T \right). \quad (4.46)$$

Tato aproximace přitom vychází z předpokladu homogenní turbulence a z analogie turbulentního a přenosu hybnosti a přenosu hybnosti vlivem pohybu částic (laminární vazkost). RANS rovnice jsou v tomto případě

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (4.47)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u} \otimes \vec{u}) + \nabla p = \nabla \cdot \left(\nu^{eff} \nabla \vec{u} \right), \quad (4.48)$$

kde tzv. efektivní vazkost je $\nu^{eff} = \nu + \nu^t$.

Přestože jsou předpoklady Boussinesqovy hypotézy značně omezující a v mnoha případech nejsou splněny, vychází z nich většina modelů turbulence používaných pro řešení úloh z technické praxe. Jako příklad uvedeme jednorovnicový Spalartův-Almarasův model nebo dvourovnicové modely $k - \epsilon$ nebo $k - \omega$ včetně Menterova *SST* modelu, viz (Menter a kol. 2003).

Modely Reynoldsových napětí Pokročilejší modely approximují jednotlivé složky tenzoru Reynoldsových napětí. Sem patří jak algebraické modely EARSM, viz (Hellsten, 2005), tak modely přidávající rovnice pro jednotlivé složky tenzoru. Tyto modely jsou však výpočetně náročnější a proto se používají většinou jen ve specifických případech, kdy selhávají jednoduché modely založené na Boussinesqově hypotéze.

4.2.4 Algebraické a jednorovnicové modely

Z rozměrové analýzy vyplývá, že turbulentní vazkost ν^t je součinem délkového a rychlostního měřítka. Idealizovaná představa víru vede ke vztahu pro rychlostní měřítko (rychlosť na okraji jádra víru)

$$U \sim l_m \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|, \quad (4.49)$$

kde l_m je tzv. směšovací délka (délkové měřítko odpovídající velikosti víru). Zobecněním pro vícerozměrný případ dostaváme tzv. **Prandtlův model směšovací délky** s turbulentní viskozitou danou vztahem

$$\nu^t = l_m^2 \|\nabla \times \vec{u}\|. \quad (4.50)$$

Problémem je však určení l_m . Pro proudění v mezních vrstvách se uvádí $l_m = \min(0,4y, 0,09\delta)$, kde y je vzdálenost od stěny a δ je tloušťka mezní vrstvy. V těsné blízkosti stěny však tento odhad neplatí. Pro smykové vrstvy je l_m úměrné polovině šířky vrstvy, pro další typy proudových polí platí pro l_m jiné odhady.

Z výše uvedeného vyplývá, že jednou ze slabin modelu je závislost na volbě l_m . Další nevýhodou je závislost ν^t pouze na lokálním stavu rychlostního pole.

V literatuře lze nalézt několik modelů vycházejících z konceptu Prandtlova modelu s vylepšenými vztahy pro směšovací délku, namátkou uvedeme model Baldwinův a Lomaxův nebo Cebecihova a Smithova model.

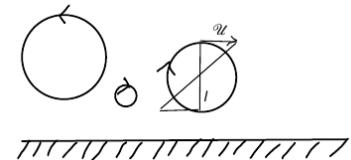
Určitým vylepšením jsou jednorovnicové modely založené na řešení dodatečné parciální diferenciální rovnice pro kinetickou turbulentní energii $k = 0,5\langle u'_i u'_i \rangle = -\text{tr}(\vec{\tau}^t)/2$. Rychlostní měřítko je pak

$$U \approx \sqrt{k}, \quad (4.51)$$

a turbulentní vazkost je

$$\nu^t = l_m \sqrt{k}. \quad (4.52)$$

I zde je třeba specifikovat směšovací délku l_m . Model však již uvažuje závislost turbulence i na dějích před daným místem. V literatuře je uváděn např. Prandtlův jednorovnicový model. Dále je možné



nalézt jednorovnicové modely založené na řešení PDR pro veličiny odpovídající přímo ν^t (viz např. Spalartův a Almarasův model). Ty jsou však často odvozeny úpravou pokročilejších dvourovnicových modelů.

4.2.5 Dvourovnicový model $k - \epsilon$

Problém určení délkového měřítka je odstraněn ve dvourovnicových modelech které přidávají k systému středovaných Navierových-Stokesových rovnic dvě dodatečné PDR umožňující určení rychlostního a délkového měřítka. Jedna ze skupin modelů, tzv. $k - \epsilon$ modely, přidávají rovnici pro turbulentní kinetickou energii k a rychlosť disipace ϵ

$$\epsilon = k^{3/2} / L, \quad (4.53)$$

kde L je délkové měřítko. Základní $k - \epsilon$ model navržený v (Launder a kol. 1974) používá následující rovnice

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \cdot (k \vec{u}) = P_k - \epsilon + \nabla \cdot \left((\nu + \frac{\nu^t}{\sigma_k}) \nabla k \right), \quad (4.54)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\epsilon \vec{u}) = C_{\epsilon,1} \frac{\epsilon}{k} P_k - C_{\epsilon,2} \frac{\epsilon^2}{k} + \nabla \cdot \left((\nu + \frac{\nu^t}{\sigma_\epsilon}) \nabla \epsilon \right), \quad (4.55)$$

kde

$$P_k = \vec{\tau}^t : \nabla \vec{u} = \tau_{ij}^t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (4.56)$$

je tzv. dvojitá kontrakce součinu $\vec{\tau}^t$ a $\nabla \vec{u}$. Rovnici pro turbulentní energii k je přitom možno odvodit přímo ze systému Navierových-Stokesových rovnic, viz (Příhoda a kol. 2007), za předpokladu izotropie nejmenších výří a approximací turbulentní difuze k . Podobným způsobem lze odvodit i rovnici pro ϵ , ta však obsahuje řadu neznámých členů a proto je místo ní použita modelová rovnice vycházející z analogie rovnice pro k .

Pro tenzor Reynoldsových napětí a turbulentní vazkost platí vztahy

$$\vec{\tau}^t = 2\nu^t \vec{S} - \frac{2}{3}k \vec{\delta}, \quad (4.57)$$

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \left(\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T \right), \quad (4.58)$$

$$\nu_t = C_\nu \frac{k^2}{\epsilon}. \quad (4.59)$$

Parametry $C_\nu = 0,09$, $C_{\epsilon,1} = 1,44$, $C_{\epsilon,2} = 1,92$, $\sigma_k = 1$ a $\sigma_\epsilon = 1,3$ jsou přitom určeny z experimentálních dat.

Výše uvedený model však nelze použít v blízkosti obtékané stěny. Důvodem je to, že model byl odvozen na základě předpokladu izotropie nejmenších výří. Tento předpoklad však v blízkosti stěny neplatí. Dalším problémem je neznámá okrajová podmínka pro ϵ u

stěny. Z tohoto důvodu se bud' používají pokročilejší verze $k - \epsilon$ modelů¹, dvouvrstvé modely² a nebo se model nejčastěji používá v kombinaci se stěnovou funkcí, viz kapitola 4.2.8.

4.2.6 Dvourovnicový model $k - \omega$

Hlavní nevýhodou modelu $k - \epsilon$ jsou problémy v blízkosti stěny. Proto byla vyvinuta řada alternativních přístupů nahrazující rovnici pro ϵ jinou veličinou umožňující určení délkového měřítka. Zřejmě nejúspěšnější variantou jsou modely typu $k - \omega$ ve kterých se jako druhá veličina využívá specifická rychlosť disipace $\omega = C_v k / \epsilon$, viz např. (Wilcox, 2006).

Modelové rovnice jsou pro původní variantu modelu

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \cdot (k \vec{u}) = P_k - \beta^* k \omega + \nabla \cdot ((\nu + \sigma^* \nu^t) \nabla k), \quad (4.60)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\omega \vec{u}) = \gamma \frac{\omega}{k} P_k - \beta \omega^2 + \nabla \cdot ((\nu + \sigma \nu^t) \nabla \omega). \quad (4.61)$$

Turbulentní vazkost je $\nu^t = k / \omega$ a parametry modelu jsou $\beta^* = 0,09$, $\beta = 0,075$, $\sigma^* = \sigma = 0,5$ a $\gamma = 5/9$.

Tento model je možné použít i v blízkosti stěny přičemž $k_{wall} = 0$ a ω se v blízkosti stěny chová jako $\omega \approx 6\nu / (\beta y^2)$, tzn. že na stěně nabývá hodnoty $+\infty$. Proto se pro praktické výpočty ω na stěně volí jako dostatečně veliké a nebo se využívá podmínka pro drsnou stěnu, viz (Wilcox, 2006).

Výraznou nevýhodou základního modelu $k - \omega$ je silná závislost na hodnotě ω ve volném proudu. To se podařilo vyřešit přidáním členů příčné difuze do novějších verzí modelu.

¹ Tzv. modely pro nízké Re neboli *low-Re* modely.

² Např. jednorovnicový model u stěny kombinovaný s $k - \epsilon$ ve volném proudu

4.2.7 Dvourovnicový model $k - \omega SST$

Nejpopulárnějším dvourovnicovým modelem je pravděpodobně model $k - \omega SST$ navržený Menterem, viz (Menter a kol. 2003). Tento model kombinuje přednosti modelů $k - \epsilon$ ve volném proudu a $k - \omega$ v blízkosti stěny. Pro jeho odvození se vychází z modelu $k - \epsilon$ přičemž se za ϵ dosadí $\beta^* k \omega$. Úpravou a zjednodušením pak dostaváme rovnici pro ϵ z modelu $k - \epsilon$ zapsanou v proměnné ω

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\omega \vec{u}) &= \gamma_2 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_2 \omega^2 + \nabla \cdot ((\nu + \sigma_2 \nu^t) \nabla \omega) + \\ &\quad + 2 \frac{\sigma_2}{\omega} \nabla k \cdot \nabla \omega. \end{aligned} \quad (4.62)$$

V blízkosti stěny je použita původní rovnice z Wilcoxova modelu, tj.

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\omega \vec{u}) = \gamma_1 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_1 \omega^2 + \nabla \cdot ((\nu + \sigma_1 \nu^t) \nabla \omega). \quad (4.63)$$

Pro SST model Menter doporučuje $\omega_{wall} = 10 \frac{6\nu}{\beta y_1^2}$.

Výsledné modelové rovnice jsou získané kombinací výše uvedených rovnic pomocí přechodové funkce F_1 , která nabývá v blízkosti stěny hodnotu 1 a ve volném proudu hodnotu 0, tedy

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \cdot (k \vec{u}) = P_k - \beta^* k \omega + \nabla \cdot ((\nu + \sigma^* \nu^t) \nabla k), \quad (4.64)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\omega \vec{u}) &= \gamma \frac{\omega}{k} P_k - \beta \omega^2 + \nabla \cdot ((\nu + \sigma \nu^t) \nabla \omega) + \\ &+ 2(1 - F_1) \frac{\sigma_2}{\omega} \nabla k \cdot \nabla \omega. \end{aligned} \quad (4.65)$$

Hodnota $\beta^* = 0,09$ a ostatní parametry modelu jsou kombinací hodnot s indexem 1 a 2 jako $\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2$ s $\sigma_1^* = 0,85$, $\gamma_1 = 5/9$, $\beta_1 = 0,075$, $\sigma_1 = 0,5$ a $\sigma_2^* = 1$, $\gamma_2 = 0,44$, $\beta_2 = 0,0828$, $\sigma_2 = 0,85$. Směšovací funkce přitom závisí na vzdálenosti d k nejbližší stěně a dána jako

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4), \quad (4.66)$$

$$\arg_1 = \min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* d \omega}, \frac{500 \nu}{d^2 \omega} \right), \frac{4 \sigma_2 k}{D_\omega d^2} \right), \quad (4.67)$$

$$D_\omega = \max \left(2 \frac{\sigma_2}{\omega} \nabla k \cdot \nabla \omega, 10^{-20} \right). \quad (4.68)$$

Další změnou oproti původnímu Wilcoxovu modelu je omezení turbulentní vaznosti v mezní vrstvě s nepříznivým tlakovým gradientem

$$\nu^t = \min \left(\frac{k}{\omega}, \frac{a_1 k}{F_2 \Omega} \right), \quad (4.69)$$

kde $a_1 = 0,3$, $\Omega = \sqrt{2 \vec{\vec{\Omega}} : \vec{\vec{\Omega}}}$ s $\vec{\vec{\Omega}} = (\nabla \vec{u} - (\nabla \vec{u})^T)/2$ a tlumící funkce F_2 je

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2), \quad (4.70)$$

$$\arg_2 = \max \left(\frac{2 \sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500 \nu}{\omega d^2} \right). \quad (4.71)$$

4.2.8 Okrajové podmínky, stěnové funkce

Modelové rovnice pro k a ϵ či ω jsou rovnicemi druhého řádu modelující konvekci s difusí a obsahující zdrojové členy. Pro jejich řešení je třeba na okrajích oblasti předepsat buď Dirichletovy nebo Neumannovy resp. Newtonovy okrajové podmínky.

Podmínky na vstupu a výstupu Na vstupu do oblasti se většinou používá pro modelové rovnice Dirichletovy podmínky, tj. zadání hodnoty k a ϵ či ω . V praktických úlohách se tyto hodnoty zadávají nejčastěji pomocí intenzity turbulence definované vztahem

$$Tu = \frac{\sqrt{\frac{2}{3} k_{in}}}{||\vec{u}_{in}||} \times 100 \%. \quad (4.72)$$

Ze znalosti velikosti vstupní rychlosti $\|\vec{u}_{in}\|$ a Tu lze vypočítat k_{in} .

Podmínka pro ϵ či ω se často zadává bud' předepsáním směšovací délky l_m (viz Prandtlův model směšovací délky) a nebo pomocí poměru vazkostí ν^t / ν . Tento poměr se pohybuje řádově od 0,1 pro úlohy s nízkou turbulencí ($Tu < 1\%$) až po 100 pro úlohy s velikou intenzitou turbulence na vstupu ($Tu = 5 - 20\%$).

Na výstupu z oblasti se běžně používají Neumannovy okrajové podmínky.

Podmínky na pevné stěně Při simulacích turbulentního proudění je nutné používat v blízkosti stěny dostatečně jemnou síť. Rozhodující je přitom velikost buněk ve směru kolmém na stěnu. Požadavky na síť přitom vycházejí z tloušťky a struktury mezní vrstvy. Neblíže ke stěně jsou víry výrazně tlumeny stěnou a délkové měřítko je omezeno vzdáleností ke stěně. V této oblasti tedy převažuje vliv molekulární vaznosti a proudění je zde prakticky laminární. Ve větší vzdálenosti naopak převažuje turbulentní vaznost a proudění je v této části plně turbulentní.

Zjednodušením Navierových-Stokesových rovnic pro případ ustáleného proudění v mezní vrstvě dostáváme Prandtlovu rovnici mezní vrstvy

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu^{eff} \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad (4.73)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0. \quad (4.74)$$

V laminární podvrstvě, kde $\nu^{eff} \approx \nu$ je pro případ proudění bez tlakového gradientu a za předpokladu $\partial/\partial x \approx 0$ a $v \approx 0$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial u}{\partial y} \right) = 0 \quad (4.75)$$

a s využitím okrajové podmínky na stěně $u(y=0) = 0$ je $u(y) = Ky$. Definujeme-li bezrozměrnou rychlosť a bezrozměrnou souřadnici y jako

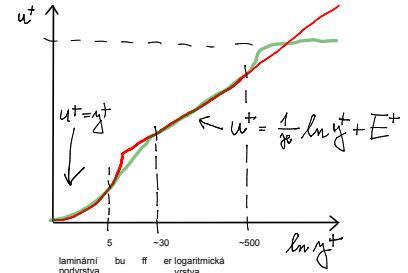
$$u^+ = \frac{u}{u_\tau}, \quad (4.76)$$

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu}, \quad (4.77)$$

kde u_τ je tzv. třecí rychlosť definovaná vztahem $u_\tau = \sqrt{\nu |\partial u / \partial y|}$, dostáváme v blízkosti stěny

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} = \frac{Ky}{u_\tau} = \frac{\frac{\partial u}{\partial y} y}{u_\tau} = \frac{u_\tau y}{\nu} = y^+. \quad (4.78)$$

Tento vztah platí přibližně pro $y^+ < 5$.



Ve větší vzdálenosti od stěny, kde převažuje turbulentní vazkost, je

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\nu^t \frac{\partial u}{\partial y} \right) = 0. \quad (4.79)$$

Z Prandtlova modelu směšovací délky je však $\nu^t = l_m^2 |\partial u / \partial y|$ s

$l_m = \kappa y$. Máme tedy (po vydělení konstantou)

$$\begin{aligned} \kappa &\approx 0,4. \\ \partial u / \partial y &> 0 \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(y^2 \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right) = 0 \quad (4.80)$$

a tedy

$$y \frac{\partial u}{\partial y} = c_1. \quad (4.81)$$

neboli

$$u(y) = c_1 \ln y + c_2. \quad (4.82)$$

V celé mezní vrstvě však platí $\nu^{eff} \partial u / \partial y = const.$, takže konstantu c_1 určíme ze vztahu

$$\nu \partial u / \partial y|_{y=0} = (u_\tau)^2 = \nu^t \frac{\partial u}{\partial y} = \kappa^2 c_1^2, \quad (4.83)$$

tedy $c_1 = u_\tau / \kappa$. Je tedy

$$u(y) = \frac{u_\tau}{\kappa} \ln y + c_2 \quad (4.84)$$

a v bezrozměrném tvaru je

$$u^+(y) = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + E^+. \quad (4.85)$$

Parametr E^+ (integrační konstanta) je určen z experimentálních dat a pro hladkou stěnu nabývá hodnoty $E^+ \approx 5$. Tento logaritmický vztah platí zhruba od $y^+ \approx 30$. Horní hranice odpovídá tloušťce mezní vrstvy a je zhruba kolem $y^+ \approx 200 - 500$.

V oblasti $5 < y^+ < 30$ se nachází tzv. přechodová vrstva kde neplatí ani jeden z dříve uvedených vztahů.

Při numerickém řešení turbulentního proudění je tedy třeba volit jeden z následujících přístupů:

- Model vhodný pro nízké Re . V tomto případě je potřeba použít síť s takovým zjemněním u stěny, že první buňka bude mít bezrozměrnou velikost y^+ menší než 5, důrazně doporučované je však $y^+ < 1$. V tomto případě je $\nu_{wall}^t = 0$ a stejně tak $k_{wall} = 0$. Podmínka pro ω či pro ϵ vychází asymptotického chování modelu pro $y \rightarrow 0$.
- Použití stěnové funkce (viz níže). Pro standardní stěnové funkce je pak potřeba síť při které první buňka bude mít velikost y^+ v rozsahu 30 – 200.

Mluvíme o rozměru kolmém na stěnu.

Problémem je, že hodnotu u_τ získáme teprve po vyřešení proudového pole. Přesto dokážeme alespoň zhruba na základě Reynoldsova čísla odhadnout velikost první buňky.

V případě použití standardní stěnové funkce se výpočet provádí následujícím způsobem. V prvním bodě známe rychlosť u_1 a vzdálenosť od stěny je y_1 . Aproximace napětí na stěně pomocí $\nu u_1 / y_1$ je však chybné. Předpokládáme-li však platnosť zákona stěny, tak

$$u_1^+ = \frac{u_1}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{u_\tau y_1}{\nu} \right) + E^+. \quad (4.86)$$

Numerickým řešením této nelineární rovnice získáme aktuální hodnotu u_τ na stěně. „Správná“ hodnota napětí na stěně je $(u_\tau)^2$. Tuto správnou hodnotu lze snadno implementovat použitím fiktivní hodnoty turbulentní vaznosti na stěně

$$\nu_{wall}^t = (u_\tau)^2 \frac{y_1}{|u_1|} - \nu. \quad (4.87)$$

Tuto hodnotu použijeme pro vyčíslení vazkých toků na pevné stěně.

V rovnicích pro k a ω (resp. ϵ) se využívá známých průběhů těchto veličin v blízkosti stěny. Ty se pak budou přidávat k rovnicím jako zdrojové členy a nebo se přímo definují hodnoty v první buňce jako

$$k_1 = (u_\tau)^2 k_1^+ = (u_\tau)^2 \frac{1}{\sqrt{\beta^*}}, \quad (4.88)$$

$$\omega_1 = \frac{(u_\tau)^2}{\nu} \omega_1^+ = \frac{(u_\tau)^2}{\nu} \frac{1}{\kappa \sqrt{\beta^*} y_1^+}. \quad (4.89)$$

4.2.9 Numerická approximace modelu turbulence

Rovnice modelu turbulence obsahují časovou derivaci, konvektivní, difusivní a zdrojové členy. Konvektivní a difusivní členy přitom lze approximovat standardním postupem. Problémy však mohou vznikat při approximaci zdrojových členů. Ty totiž mohou nabývat značných velikostí a mohou zhoršovat stabilitu výpočtu. Problém může nastat například v okamžiku, kdy během výpočtu třeba i v jediném bodě klesne hodnota k pod nulu. To nejenže neodpovídá definičnímu oboru k , ale v případě $k - \epsilon$ modelu to vede k okamžitému přerušení výpočtu.

Z tohoto důvodu je třeba při numerickém řešení potřeba zachovat nezápornost k a ω (resp. ϵ). Nejprve si vezmeme jednoduchou modelovou rovnici

$$\frac{dy}{dt} = \lambda y. \quad (4.90)$$

Jejím řešením je $y(t) = y(0) \exp(\lambda t)$, tedy pokud $y(0) > 0$, je i $y(t) > 0$. Budeme-li tuto úlohu řešit pomocí explicitní Eulerovy

Popis je platný pro $u_1 > 0$.

Z posledního vztahu je vidět, že stěnovou funkci nelze použít pro odtržené proudění.

V literatuře jsou takovéto členy označovány jako *stiff*.

metody, dostáváme

$$y^n = y^o + \Delta t \lambda y^o = (1 + \Delta t \lambda) y^o. \quad (4.91)$$

Z tohoto vztahu je vidět, že při $\lambda > 0$ zachovává explicitní Eulerova metoda pozitivitu pro libovolné $\Delta t > 0$. Pro $\lambda < 0$ je však pro zachování pozitivity potřeba dodržet podmínu

$$\Delta t < -\frac{1}{\lambda}, \text{ pro } \lambda < 0. \quad (4.92)$$

Při použití implicitní Eulerovy metody je

$$y^n = y^o + \Delta t \lambda y^n \quad (4.93)$$

a tedy

$$y^n = \frac{1}{1 - \Delta t \lambda} y^o. \quad (4.94)$$

Z tohoto vztahu je vidět, že implicitní Eulerova metoda zachovává pozitivitu při $\lambda < 0$ pro libovolné $\Delta t > 0$ a při $\lambda > 0$ pro $\Delta t < 1/\lambda$.

Z rozboru modelové rovnice vyplývá, že pro $\lambda > 0$ je vhodnější (z hlediska zachování pozitivity) explicitní a pro $\lambda < 0$ implicitní Eulerova metoda.

Pro případ původního $k - \omega$ modelu jsou zjednodušené modelové rovnice

$$\frac{dk}{dt} = P_k - \beta^* k \omega, \quad (4.95)$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \gamma \frac{\omega}{k} P_k - \beta \omega^2. \quad (4.96)$$

Zdrojový člen P_k je $P_k = \vec{\tau}^t : \nabla \vec{u} = 2\nu^t \vec{S} : \vec{S}$ a je tedy $P_k \geq 0$. V rovnici pro ω je $\gamma \frac{\omega}{k} P_k = 2\gamma \vec{S} : \vec{S} > 0$. Rovnice pro ω nezávisí na k a proto jí při často sekvenčním postupu řešíme nejdříve. Nelineární člen ω^2 nejprve linearizujeme v okolí ω^o , tj. $\omega^o \omega$. První člen na pravé straně pak approximujeme pomocí explicitní a druhý pomocí implicitní Eulerovy metody, tedy

$$\omega^n = \omega^o + \Delta t \left(\gamma S^2 - \beta \omega^o \omega^n \right), \quad (4.97)$$

kde $S = \sqrt{2\vec{S} : \vec{S}}$. Pro zjednodušený model je tedy

$$\omega^n = \frac{\omega^o + \Delta t \gamma S^2}{1 + \Delta t \beta \omega^o}. \quad (4.98)$$

Poté řešíme rovnici pro k kde opět první člen approximujeme explicitně, druhý implicitně. Tedy

$$k^n = k^o + \Delta t \left(\nu^{t,o} S^2 - \beta^* k^n \omega^n \right), \quad (4.99)$$

Kam se "ztratil" člen $-\frac{2}{3} k \vec{\delta}^2$?

a tedy

$$k^n = \frac{k^o + \Delta t v^{t,o} S^2}{1 + \Delta t \beta^* \omega^n}. \quad (4.100)$$

Při vyšetřování approximace zdrojových členů jsme však zanedbali jak konvektivní, tak difusivní členy. Proto ani výše uvedený postup není univerzální a nezaručuje vždy pozitivitu k a ω . Většina softwarových balíků tak aplikuje v průběhu řešení různé strategie pro omezení nestability řešení.

Výše uvedený princip se často využívá i pro složitější modely, kde již dělení na kladný a záporný zdrojový člen nemusí být tak jednoduché.

4.2.10 Turbulentní obtékání profilu NACA 0012.

Jako příklad si uvedeme numerické řešení turbulentního obtékání dvourozměrného profilu NACA 0012 nestlačitelnou tekutinou s úlem náběhu $\alpha = 2^\circ$ s Reynoldsovým číslem vztaženým na délku tětviny $Re_c = 6 \times 10^6$. Turbulenci budeme modelovat pomocí dvourovnicového SST modelu.

Profil s tětvou délky $c = 1$ m umístíme do středu oblasti tvaru kruhu o poloměru 100 m. Na vstupní části vnější hranici použijeme pro rychlosť, k a ω Dirichletovu podmítku, na zbytku Neumannovu podmítku. Pro tlak použijeme na vnější hranici Neumannovu podmítku s tím, že ve zvoleném bodě budeme požadovat kinematický tlak $p = 0 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Intenzita turbulence na vstupní části vnější hranice byla předepsána jako $Tu = 1\%$ a omega byla dopočítána z poměru $\nu_t/\nu \approx 100$.

Předpokládáme-li kinematickou viskozitu $\nu = 1,5 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ a $c = 1 \text{ m}$, vychází z $Re = 6 \times 10^6$ velikost rychlosti ve volném proudě $U = 90 \text{ m/s}$.

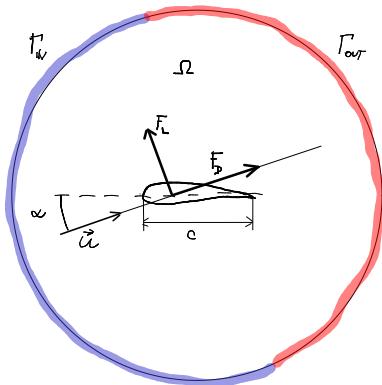
Síť budeme volit tak, že na jedné straně profilu bude přibližně 100 buněk. Pro parametry zjemnění ve směru kolmém na stěnu bychom však potřebovali znát u_τ . To však neznáme a pokusíme se tedy pouze o odhad. Jako hrubý odhad nám poslouží třecí součinitel pro obtékání hladké desky. Ten je v poměrně širokém rozsahu vyšších Reynoldsových čísel zhruba $c_f \approx 0,004$. Velikost napětí na stěně lze tedy odhadnout jako

$$\tau = \frac{c_f}{2} U^2 \approx 16,2 \text{ m}^2/\text{s}^2. \quad (4.101)$$

Tedy $u_\tau \approx 4,025 \text{ m/s}$ a pro zadanou hodnotu $y^+ = 1$ vychází reálný rozměr první buňky

$$y = \frac{\nu}{u_\tau} y^+ \approx 4 \times 10^{-6} \text{ m}. \quad (4.102)$$

Výpočet provedeme na 4 sítích, první síť (M1) nebude mít v blízkosti



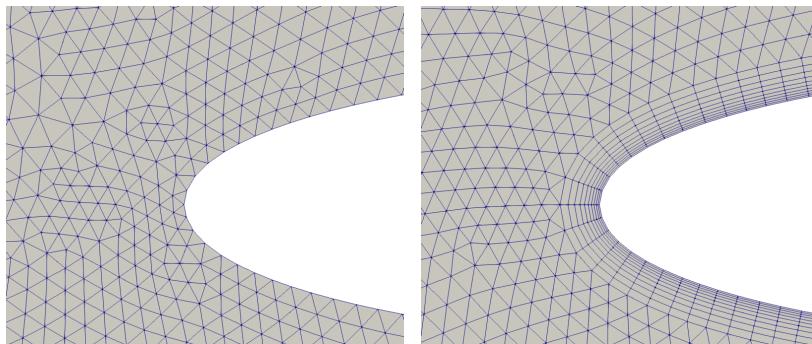
Na internetu jsou volně dostupné online kalkulačky pro určení velikosti první buňky.

stěny žádné zjemnění, síť M₂ bude zjemněná v blízkosti stěny na velikost odpovídající $y^+ \approx 100$, M₃ na $y^+ \approx 10$ a M₄ na $y^+ \approx 1$. Sítě M₂ až M₄ přitom v blízkosti profilu používají zjemnění až do vzdálenosti 16 mm s postupně rostoucí velikostí s poměrem $\Delta y_{j+1}/\Delta y_j = 1,2$.

Tabulka 4.1 shrnuje základní parametry použitých sítí.

Síť	n	n_{bl}	y_1^+	y_1/c
M ₁	35 427	-	~ 1000	$\sim 1 \times 10^{-2}$
M ₂	38 711	10	100	600×10^{-6}
M ₃	41 195	22	10	60×10^{-6}
M ₄	43 886	35	1	5×10^{-6}

Obrázek 4.6 ukazuje detail zjemnění sítě v blízkosti náběžné hrany profilu. Síť je přitom tvořena (s výjimkou M₁) kombinací trojúhelníkových buněk ve volném proudu a čtyřúhelníkových buněk v blízkosti profilu.



Tabulka 4.1: Parametry sítí pro výpočty obtékání profilu NACA 0012, n je celkový počet buňek v síti, n_{bl} - počet zjemněných vrstev v mezní vrstvě, y_1^+ - bezrozměrná velikost první buňky, y_1/c - velikost první buňky vzhledem k délce profilu.

Obrázek 4.6: Detail výpočetní sítě v blízkosti náběžné hrany profilu, vlevo síť M₁, vpravo M₂.

Tabulka 4.2 ukazuje vypočtené hodnoty koeficientu vztlaku a odporu získané s použitím stěnové funkce počítané pomocí u_τ , dále se stěnovou funkcí počítanou pomocí $u^* = \sqrt{k}$ a bez použití stěnové funkce. Z tabulky je vidět, že použití stěnové funkce nevyžaduje tak razantní zjemnění u stěny jako výpočet bez stěnových funkcí. Síť však musí být navržena tak, aby první bod ležel v logaritmické části zákona stěny (síť M₂). Použitelnost stěnových funkcí je dále omezena předpoklady, které byly použity při jejich odvození, tj. například nulový gradient tlaku ve směru proudu. Nehodí se tedy pro případ odtrženého proudění či proudění se silným tlakovým gradientem.

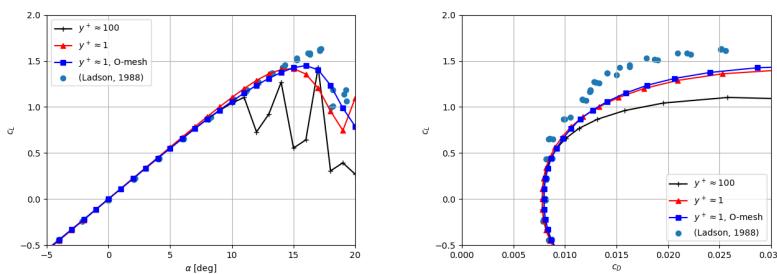
Obrázek 4.7 ukazuje závislost koeficientu vztlaku $C_L = 2F_L/(A\rho_\infty U_\infty^2)$ a odporu $C_D = 2F_D/(A\rho_\infty U_\infty^2)$ (A je plocha křídla). Výpočet byl proveden na síti M₂ a M₄ a pro ověření ještě na strukturované síti vytvořené hyperbolickým generátorem Construct2d s $y^+ \approx 1$. Z obrázku je vidět, že pro úhly náběhu $\alpha > 10$ deg je výpočet se stěnovou funkcí na síti M₂ nespolehlivý. Navíc pro úhly náběhu větší než přibližně 7 deg výrazně nadhodnocuje koeficient odporu C_D . Rozdíl mezi ex-

istují i pokročilejší stěnové funkce umožňující široký rozsah y_1^+ či uvažující nenulový tlakový gradient.

Síť'	stěnová funkce	c_L	err_L	c_D	err_D
M ₁	ano, u_τ	0,1799	18,7 %	0,00579	28,8 %
M ₂	ano, u_τ	0,2235	1,0 %	0,00790	3,0 %
M ₃	ano, u_τ	0,2247	1,5 %	0,00931	14,3 %
M ₄	ano, u_τ	0,2262	2,2 %	0,00794	2,4 %
M ₁	ano, u^*	0,2193	0,9 %	0,00123	84,9 %
M ₂	ano, u^*	0,2232	0,9 %	0,00798	2,0 %
M ₃	ano, u^*	0,2245	1,5 %	0,00938	15,3 %
M ₄	ano, u^*	0,2262	2,2 %	0,00794	2,4 %
M ₁	ne	0,2204	0,4 %	0,00103	87,4 %
M ₂	ne	0,2307	4,3 %	0,00254	68,8 %
M ₃	ne	0,2247	1,5 %	0,00931	14,3 %
M ₄	ne	0,2262	2,2 %	0,00794	2,4 %

Tabulka 4.2: Srovnání vypočtených koeficientů vztlaku a odporu s experimentálními daty, sloupec err je relativní chyba vzhledem k experimentálním hodnotám $c_L = 0,2213$ a $c_D = 0,00814$ viz (Ladson, 1988)

experimentálními daty a výpočtem na síti M₄ může být způsobený tím, že v experimentu bylo na náběžné hraně zdrsnění pro urychlení přechodu do turbulence.



Obrázek 4.7: Koeficient vztlaku a odporu pro obtékání profilu NACA0012 při různých úhlech náběhu.

4.2.11 Modely typu LES

Na rozdíl od RANS přístupu, kdy je vliv všech fluktuací zahrnut pomocí modelu turbulence, jsou při simulaci velkých víry (*large eddy simulation* neboli LES) víry větších velikostí nesoucí významnou část energie simulovaly a modelovány jsou pouze víry menší než zvolené délkové měřítko filtru. To bývá nejčastěji voleno jako velikost buňky.

Smagorinského model Nejjednodušší LES model lze přitom odvodit použitím Boussinesqovy hypotézy pro malé víry a konceptu směšovací délky. V případě LES však roli směšovací délky přebírá délkové měřítko filtru. Nejjednodušším modelem je tak tzv. Smagorinského model, kde tenzor napětí malých měřítek $\vec{\tau}^{sgs}$ je dán vztahem

$$\vec{\tau}^{sgs} = 2\nu^{sgs} \vec{S} = 2\nu^{sgs} \frac{\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T}{2}, \quad (4.103)$$

Metoda konečných objemů už z principu obsahuje filtrování pomocí jádra K_L odpovídajícího charakteristické funkci kontrolního objemu.

kde

$$\nu^{sgs} = (C_S \Delta)^2 S. \quad (4.104)$$

Délkové měřítko Δ odpovídá kroku sítě a často se volí jako $\Delta = \sqrt[3]{|\Omega_i|}$ a C_S je Smagorinského "konstanta" $C_S \approx 0,17$. Tato hodnota však byla odvozena pro případ izotropní turbulenci a není univerzální. Základním nedostatkem tohoto modelu je skutečnost, že jej nelze použít v blízkosti stěny. Určitým vylepšení je tak Lillyho a Smagorinského model, kde

$$\nu^{sgs} = L_S^2 S \quad (4.105)$$

s délkovým měřítkem $L_S = \min(\kappa d, C_S \Delta)$ kde d je vzdálenost k nejbližší stěně.

Dynamický Smagorinského model Dalším problémem je neuniverzálnost "konstanty" C_S . To se snaží odstranit tzv. dynamický model. U tohoto modelu se během vypočtu na data získaná ze simulace s filtrem s délkovým měřítkem Δ aplikuje explicitní filtr s délkovým měřítkem $\tilde{\Delta} > \Delta$. Ze znalosti proudového pole filtrovaného s Δ a s $\tilde{\Delta}$ je pak určen vliv víru o měřítkách mezi Δ a s $\tilde{\Delta}$. Označme [.] aplikaci filtru $\tilde{\Delta}$ a $\vec{T}(\vec{u}) = \vec{u} \otimes \vec{u}$. Potom Smagorinského model (s filtrem Δ) lze zapsat jako

$$\langle \vec{T}(\vec{u}) \rangle = \vec{T}(\langle \vec{u} \rangle) - 2(C_S \Delta)^2 \langle S \rangle \langle \vec{S} \rangle. \quad (4.106)$$

Budeme-li tento vztah filtrovat pomocí [.], dostaneme

$$[\langle \vec{T}(\vec{u}) \rangle] = [\vec{T}(\langle \vec{u} \rangle)] - 2(C_S \Delta)^2 [\langle S \rangle] [\langle \vec{S} \rangle]. \quad (4.107)$$

Předpokládejme nyní, že stejný Smagorinského model bude platný i při použití složeného filtru $[(\cdot)]$, tedy

$$[\langle \vec{T}(\vec{u}) \rangle] = \vec{T}([\langle \vec{u} \rangle]) - 2(C_S \tilde{\Delta})^2 [\langle S \rangle] [\langle \vec{S} \rangle]. \quad (4.108)$$

Odečtením rovnic (4.107) a (4.108) dostaneme

$$\begin{aligned} \vec{L} &= [\vec{T}(\langle \vec{u} \rangle)] - \vec{T}([\langle \vec{u} \rangle]) = \\ &= 2C_S^2 \Delta^2 \left([\langle S \rangle \langle \vec{S} \rangle] - \frac{\tilde{\Delta}^2}{\Delta^2} [\langle S \rangle] [\langle \vec{S} \rangle] \right) = 2C_S^2 \Delta^2 \vec{M}. \end{aligned} \quad (4.109)$$

Tenzor $\vec{L} = [\langle \vec{u} \rangle \otimes \langle \vec{u} \rangle] - [\langle \vec{u} \rangle] \otimes [\langle \vec{u} \rangle]$ dokážeme ze známých hodnot $\langle \vec{u} \rangle$ vypočítat. Stejně tak dokážeme vyčíslit tensor \vec{M} . Hodnotu C_S pak určíme ze vztahu

$$C^2 \Delta^2 = \frac{\vec{L} : \vec{M}}{\vec{M} : \vec{M}}. \quad (4.110)$$

Takto získaná hodnota C_S se však často výrazně mění jak v prostoru, tak v čase. Proto se na tuto získané hodnoty aplikuje vyhlazování a ořezávání do relevantních velikostí.

Např. ANSYS Fluent používá $C_S = 0.1$.

Tento model lze do jisté míry považovat za hybridní model typu RANS-LES. Kombinuje totiž Prandtlův a Smagorinského model.

$$\langle \vec{S} \rangle = (\nabla \langle \vec{u} \rangle + (\nabla \langle \vec{u} \rangle)^T) / 2, \langle S \rangle = \sqrt{2 \langle \vec{S} \rangle : \langle \vec{S} \rangle}.$$

Při této úpravě jsme uvažovali konstantní parametry C_S a Δ . To však obecně neplatí!

Tzv. Germanova identita použité pro Smagorinského model.

WALE model Chování výše uvedených LES modelů v blízkosti stěny se snaží vylepšit tzv. WALE model se složitějším výpočtem ν^{sgs}

$$\nu^{sgs} = L_S^2 \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{3/2}}{(S_{ij}^d S_{ij})^{5/2} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/4}}, \quad (4.111)$$

kde

$$S_{ij}^d = \frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2 \right) \quad (4.112)$$

a ($C_w = 0,23$)

$$L_S = \min(\kappa d, C_w \Delta). \quad (4.113)$$

Výše uvedené modely vycházejí pouze z lokálního stavu tekutiny a nerespektují unášení malých výřadních proudem. Tento nedostatek odstraňuje jednorovnicový model založený na řešení dodatečné rovnice pro kinetickou energii výřadní malých měřítek $k^{sgs} = -\text{tr}(\vec{\tau}^{sgs})/2$

$$\frac{\partial k^{sgs}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u} k^{sgs}) = -\vec{\tau}^{sgs} : \nabla \vec{u} - C_e \frac{(k^{sgs})^{3/2}}{\Delta} + \nabla \cdot \left(\frac{\nu^t}{\sigma_k} \nabla k^{sgs} \right). \quad (4.114)$$

Tenzor $\vec{\tau}^{sgs}$ je v tomto případě

$$\vec{\tau}^{sgs} = 2C_k \sqrt{k^{sgs}} \Delta \vec{S}. \quad (4.115)$$

U všech LES modelů je nezbytně nutné provádět simulace ve 3D a v nestacionárním režimu. Dále je třeba používat diskretizaci s nízkou úrovní numerické vaznosti (viz níže) a buňky sítě by měly být pokud možno izotropní (tj. podobné velikosti ve všech směrech). Poslední požadavek však mimo jiné znamená nutnost výrazného zjednodušení u stěny nejen ve směru kolmém, ale i ve směru proudu a v příčném směru. V důsledku je pak pro případ obtékání stěny potřeba velmi mnoho buněk a výpočet se často stává příliš náročný.

Aproximace prostorových derivací pro LES metody Při výpočtech pomocí LES metody je třeba zajistit aby vliv numerické vaznosti resp. chyby approximace byl menší než vliv LES modelu. K tomu je zapotřebí použít dostatečně přesnou approximaci prostorových derivací. Uvažujme zjednodušený model reprezentovaný rovnicí lineární konvekce v 1D, tedy

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} = 0. \quad (4.116)$$

Při numerickém řešení počáteční úlohy pro tuto rovnici použijeme pro jednoduchost metodu konečných differencí a prostorovou derivaci $\partial u / \partial x$ budeme approximovat jedním z následujících způsobů

zpětná diference 1. řádu $(\partial u / \partial x)_j \approx \frac{u_j - u_{j-1}}{\Delta x},$

centrální diference 2. řádu $(\partial u / \partial x)_j \approx \frac{u_{j+1} - u_{j-1}}{2\Delta x}$,

centrální diference 4. řádu $(\partial u / \partial x)_j \approx \frac{-u_{j+2} + 8u_{j+1} - 8u_{j-1} + u_{j-2}}{12\Delta x}$.

Aplikujeme nyní výše uvedená approximace na výpočet derivací komplexní funkce $u(x) = \exp(ikx)$, kde $i = \sqrt{-1}$ a k je tzv. vlnové číslo ($k = 2\pi/\lambda$, kde λ je vlnová délka). Přesná hodnota derivace $u'(x)$ je $iku(x)$. Dosazením za $u_j = \exp(ijk\Delta x)$ dostáváme při označení $\sigma = k\Delta x$ pro zpětnou differenci 1. řádu

$$\begin{aligned} u'_j &\approx \frac{e^{ijk\sigma} - e^{i(j-1)\sigma}}{\Delta x} = \frac{1 - e^{-i\sigma}}{\Delta x} e^{ijk\sigma} = \\ &= \frac{1 - \cos(\sigma) + i \sin(\sigma)}{i\sigma} u'(j\sigma) = T_\sigma u'(j\sigma). \end{aligned} \quad (4.117)$$

Komplexní zlomek (přenosová funkce T_σ) před $u'(j\sigma)$ určuje velikost chyby vzniklé při použití zpětné diference 1. řádu. Pro centrální derivaci 2. řádu je přenosová funkce reálná a je

$$T_\sigma = \frac{\sin(\sigma)}{\sigma}, \quad (4.118)$$

a pro centrální differenci 4. řádu je

$$T_\sigma = \frac{\sin(16\sigma) - 2\sin(2\sigma)}{12\sigma}. \quad (4.119)$$

Ze tvaru přenosových funkcí a z obrázku 4.8 je vidět, že schéma používající zpětnou differenci 1. řádu má v T_σ nenulovou imaginární složku. Ta se projeví jako disipace a numerické schéma založené na zpětné (resp. protiproudové) approximaci je pro LES nevhodné. Centrální schémata mají T reálné. Jejich přesnost však závisí na hodnotě $\sigma = k\Delta x = 2\pi\Delta x/\lambda$. Budeme-li požadovat $T_\sigma > 0.95$, je pro zachycení víru metodou 2. řádu zapotřebí cca 11 bodů, metodou 4. řádu cca 6 bodů, metodou 6. a 8. řádu cca 4 body.

Podobně lze provést analýzu pro parabolickou rovnici

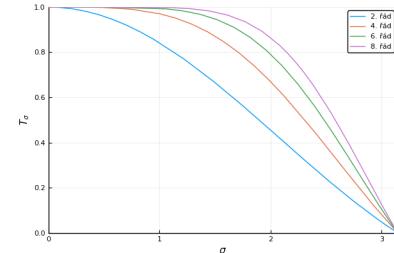
$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}. \quad (4.120)$$

Pro centrální derivaci druhého řádu máme

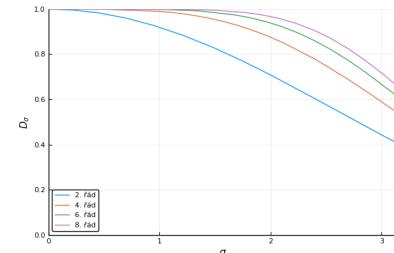
$$u''_j \approx \frac{e^{i(j-1)\sigma} - 2e^{ijk\sigma} + e^{i(j+1)\sigma}}{\Delta x^2} = 2 \frac{1 - \cos(\sigma)}{\sigma^2} u''(j\sigma). \quad (4.121)$$

Tedy $u''_j = D_\sigma u''(j\sigma)$, kde $D_\sigma = 2(1 - \cos(\sigma)) / \sigma^2$. Podobně lze odvodit přenosové funkce i pro přesnější diferenční vztahy.

Obrázek 4.9 ukazuje průběhy přenosových funkcí pro approximaci druhé derivace pomocí centrálních differencí 2. až 8. řádu. Podobně jako při approximaci první derivace je vidět, že zvýšení řádu přesnosti posouvá přenosovou funkci blíže k hodnotě 1. Pokud budeme opět požadovat dosažení hodnoty 0,95, pak lze určit, že pro zachycení víru potřebujeme alespoň 8 bodů pro metodu 2. řádu přesnosti, 4 body pro metodu 4. řádu a 3 body pro metody 6. a 8. řádu přesnosti.



Obrázek 4.8: Přenosová funkce pro approximaci první derivace centrální diferenci 2., 4., 6. a 8. řádu



Obrázek 4.9: Přenosová funkce pro approximaci druhé derivace pomocí centrálních differencí

4.2.12 Hybridní modely RANS-LES

Jedním z problémů LES metod je nutnost výrazného zjemnění v blízkosti stěny. Pro RANS modely je třeba u stěny také zjemňovat, avšak v tomto případě stačí zjemnění v normálovém směru. Proto byla navržena skupina modelů kombinující LES ve větší vzdálenosti od stěny s RANS modelem v blízkosti stěny, viz např. tzv. *detached eddy simulation* neboli DES model (Spalart, 2009). Tento model původně vycházel ze Spalartova a Allmarasova modelu turbulence. Koncept DES byl však poté rozšířen i na další typy modelů turbulence. Pro případ kombinace $k - \omega$ modelu v blízkosti stěny a jednorovnicového LES modelu by výsledný DES model mohl vypadat takto:

$$\frac{\partial k^{DES}}{\partial t} + \nabla \cdot (k^{DES} \vec{u}) = P_k - \beta^* k^{DES} \omega F^{DES} + \\ + \nabla \cdot ((\nu + \sigma^* \nu^{DES}) \nabla k^{DES}), \quad (4.122)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\omega \vec{u}) = \gamma \frac{\omega}{k} P_k - \beta \omega^2 + \\ + \nabla \cdot ((\nu + \sigma \nu^{DES}) \nabla \omega) \quad (4.123)$$

kde k^{DES} je kinetická energie modelovaných fluktuací. Oproti $k - \omega$ modelu je v rovnici pro k^{sgs} disipace násobena funkcí F^{DES}

$$F^{DES} = \max \left(\frac{L^t}{C_{DES} \Delta}, 1 \right), \quad (4.124)$$

kde $L^t = \sqrt{k^{sgs}} / \omega$ je délkové měřítko a $C_{DES} = 0,61$ je parametr modelu. V případě dostatečně jemné sítě (malé Δ) je tak v F^{DES} aktivní první člen a rovnice pro k pak odpovídá jednorocnicovému modelu turbulence. V blízkosti stěn je však $F^{DES} = 1$ a DES model tedy přechází na standardní dvourovnicový model $k - \omega$.

U modelů typu DES se však objevují i některé nežádoucí vlastnosti jako například závislost řešení na síti. To se snaží odstranit pokročilejší varianty modelů, tzv. *delayed DES* neboli DDES či *improved DES* neboli IDDES. Mimo tyto typy modelů je možné jmenovat zonální LES, kdy uživatel explicitně specifikuje oblast pro LES a RANS model, či vylepšené RANS modely (např. Menterův SAS SST model).

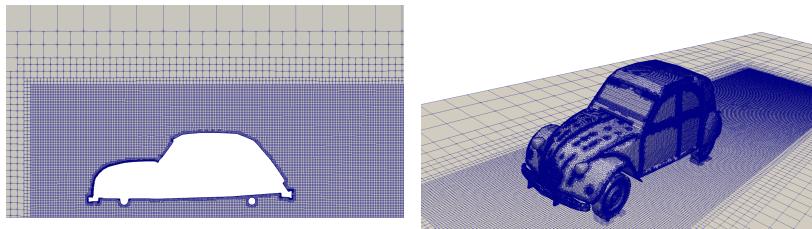
Turbulentní obtékání automobilu Jako příklad pužití DES modelu uvedeme problém obtékání automobilu. Pomocí softwaru OpenFOAM budeme řešit obtékání modelu Citroenu 2CV.

První verze byly vybaveny motorem o obsahu 375 cm^3 s výkonem 7 kW . My budeme uvažovat pozdější modely s motorem o 602 cm^3 dodávající 22 kW s maximální rychlosťí 115 km/h . Budeme uvažovat cestovní rychlosť $U = 90 \text{ km/h} = 25 \text{ m/s}$. Problém budeme řešit v oblasti tvaru kvádru o délce 22 m , šířce a délce 8 m . Úlohu řešíme



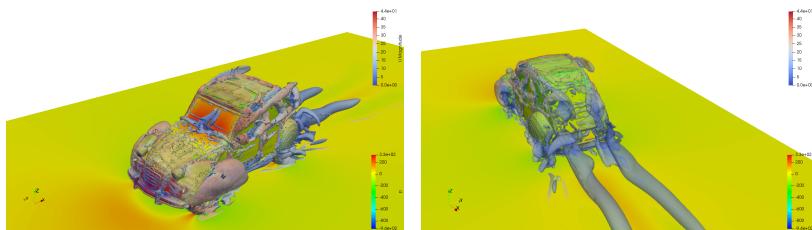
Obrázek 4.10: Model z 3dmag.org.

v souřadném systému spojeném s automobilem, tzn. že dolní stěna (vozovka) se pohybuje rychlostí U .



Obrázek 4.11: Řez a povrchová síť pro případ obtékání Citroenu 2CV. Síť je vytvořena pomocí snappyHexMesh a má cca 5×10^6 buněk.

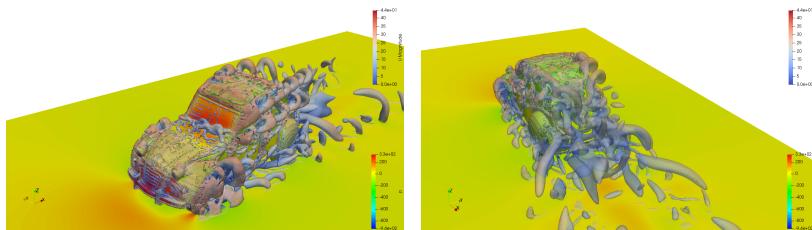
Nejprve byl proveden výpočet s použitím standardního SST modelu v RANS režimu pomocí SIMPLE algoritmu. Obrázek 4.12 ukazuje rozložení tlaku na povrchu automobilu a vozovky a izoplochy Q kritéria.



$$Q = 2(\Omega^2 - S^2)$$

Obrázek 4.12: Rozložení tlaku a izoplochy Q kritéria pro výpočet v RANS režimu.

Výsledek výpočtu v RANS režimu byl poté použit jako počáteční podmínka pro nestacionární výpočet PISO algoritmem s použitím SST DES modelu. Obrázek 4.13 opět znázorňuje rozložení tlaku a izoplochy Q kritéria. Je zde vidět značně složitější struktura proudového pole.



Obrázek 4.13: Rozložení tlaku a izoplochy Q kritéria pro výpočet v DES režimu (pro $t = 0,5$ s).

Z výpočtů byl vyhodnocen koeficient odporu c_D a vztlaku c_L dle vztahu

$$c_D = \frac{2F_x}{A\rho_\infty U_\infty^2}, \quad (4.125)$$

$$c_L = \frac{2F_z}{A\rho_\infty U_\infty^2}, \quad (4.126)$$

kde čelní plocha vozidla je $A = 2,19 \text{ m}^2$. Tabulka 4.3 udává vypočtené součinitele odporu a vztlaku pomocí RANS metody a pomocí DES

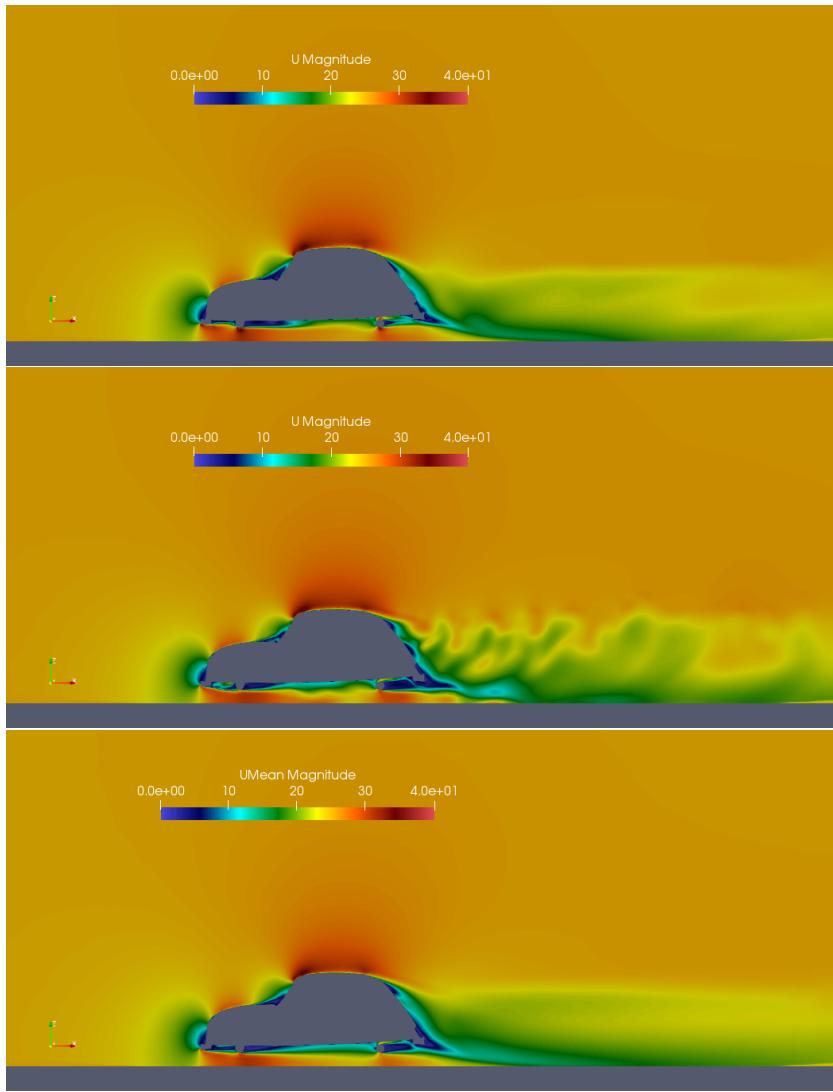
Pro 2CV se na internetu uvádí $c_D = 0,51$.

metody. Pro DES metodu jsou přitom uváděny časově průměrované hodnoty přes interval délky 0,1 s.

	c_D	c_L
RANS	0,46	0,23
DES	0,50	0,28

Tabulka 4.3: Vypočtené součinitele odporu a vztlaku pro Citroen 2CV

Obrázek 4.14 ukazuje rozložení velikosti rychlosti v rovině $y = 0$ pro RANS výpočet, DES výpočet a časově středovanou rychlosť z DES výpočtu. Je vidět, že časově středovaná rychlosť je do značné míry podobná výsledkům z RANS výpočtu.



Obrázek 4.14: Rozložení velikosti rychlosti v rovině $y = 0$, po řadě RANS výpočet, okamžité hodnoty rychlosti z DES výpočtu, časově středované rychlosti z DES výpočtu.

4.3 Optimalizace a sdružená metoda

Tato kapitola je věnovaná úvodu do optimalizace pomocí tzv. sdružené neboli *adjoint* metody. Optimalizací přitom rozumíme nalézt minimum funkcionálu $J(W, \beta)$, kde W je obsahuje proměnné popisu jící proudové pole a β jsou parametry pro optimalizaci (např. souřadnice bodů udávající tvar oblasti). W přitom musí splňovat vazbu $R(W, \beta) = 0$ (např. Navierovy-Stokesovy rovnice). Jedná se tedy o problém nalezení vázaného extrému

$$\min_{\beta} J(W, \beta) \text{ při } R(W, \beta) = 0. \quad (4.127)$$

Pro proudění nestlačitelné tekutiny je $W = [\vec{u}, p]$.

Jedním z možných postupů při optimalizaci je využití metody hrubé síly, kdy provedeme řadu výpočtů pro různé hodnoty parametrů β a minimum pak hledáme z vyčíslených hodnot J . Tento postup se často kombinuje s pokročilými technikami pro určení množiny parametrů β pro výpočet jako jsou například genetické algoritmy či metody odezvových ploch. Tyto postupy jsou velmi jednoduché a snadno se dají realizovat pomocí dostupných CFD řešičů. Jejich nevýhodou je však veliká výpočetní náročnost stoupající s počtem parametrů (tj. s rozdílem vektoru β).

Problém vázaného extrému budeme řešit metodou Lagrangeových multiplikátorů, tj. místo minima J budeme minimalizovat rozšířený funkcionál

$$L(W, \beta, \Psi) = J(W, \beta) + \Psi \cdot R(W, \beta), \quad (4.128)$$

kde Ψ jsou sdružené proměnné k W . Označme symbolem δ variaci, potom

$$\begin{aligned} \delta L &= \frac{\partial J}{\partial W} \delta W + \frac{\partial J}{\partial \beta} \delta \beta + \delta \Psi \cdot R + \Psi \cdot \frac{\partial R}{\partial W} \delta W + \frac{\partial(\Psi \cdot R)}{\partial \beta} \delta \beta = \\ &= \left(\frac{\partial J}{\partial W} + \Psi \cdot \frac{\partial R}{\partial W} \right) \delta W + \left(\frac{\partial J}{\partial \beta} + \frac{\partial(\Psi \cdot R)}{\partial \beta} \right) \delta \beta + \delta \Psi \cdot R. \end{aligned} \quad (4.129)$$

Podmínka minima L je, že $\delta L = 0$ pro libovolné δW , $\delta \beta$ a $\delta \Psi$. Budeme tedy požadovat pro libovolné δW

$$\frac{\partial L}{\partial W} \delta W = \left(\frac{\partial J}{\partial W} + \Psi \cdot \frac{\partial R}{\partial W} \right) \delta W = 0, \quad (4.130)$$

neboli

$$\left(\frac{\partial R}{\partial W} \right)^T \cdot \Psi^T = - \left(\frac{\partial J}{\partial W} \right)^T. \quad (4.131)$$

Minimum L potom budeme hledat tak, aby (při splnění $R = 0$) bylo

$$\delta L = \left(\frac{\partial J}{\partial \beta} + \frac{\partial(\Psi \cdot R)}{\partial \beta} \right) \delta \beta = 0. \quad (4.132)$$

Skalární součin $\Psi \cdot R$ je často reprezentován integrálem s integrační oblastí závislou na β .

Z této rovnice je vidět že řešíme systém rovnic se sdruženým (transponovaným) operátorem. Odtud vyplývá název metody.

Hodnotu β Minimalizující L budeme hledat iterační metodou

$$\beta^n = \beta^o - d_n \frac{\delta L}{\delta \beta}, \quad (4.133)$$

kde $d_n > 0$ je parametr udávající velikost kroku. Gradient $\delta L / \delta \beta$ sice lze určit i pomocí konečných differencí, náročnost výpočtu pak ale roste s rozměrem vektoru β . U sdružené metody je na druhou stranu potřeba řešit dodatečný systém rovnic avšak výpočetní složitost je prakticky nezávislá na velikosti vektoru β .

Při odvození sdružené metody lze postupovat několika způsoby. První z nich je odvození dodatečných rovnic ze spojité formulace (tj. ze systému PDR) a jejich následná diskretizace (jedná se o tzv. **spojitou sdruženou metodu** neboli *continuous adjoint method*) a nebo provedeme nejprve diskretizaci a sdruženou metodu odvodíme pro systém algebraických rovnic (**diskrétní sdružená metoda** neboli *discrete adjoint method*). V tomto textu se budeme věnovat prvnímu přístupu, tj. spojité sdružené metodě.

Uvažujme systém Navierových-Stokesových rovnic pro ustálené proudění nestlačitelné tekutiny s konstantní hustotou. Vazba R má v tomto případě tvar

$$R^p = -\nabla \cdot \vec{u}, \quad (4.134)$$

$$\vec{R}^u = \nabla \cdot (\vec{u} \otimes \vec{u}) + \nabla p - \nabla \cdot (2\nu \vec{D}(\vec{u})), \quad (4.135)$$

kde $\vec{D}(\vec{u}) = (\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T)/2$. Po složkách při použití Einsteinova sumičního pravidla je to tedy

$$R^p = -\frac{\partial u_j}{\partial x_j}, \quad (4.136)$$

$$R_i^u = \frac{\partial(u_j u_i)}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right). \quad (4.137)$$

Primární proměnné jsou $W = [\vec{u}, p]$. K nim uvažujeme sdružené proměnné $\Psi = [\vec{v}, q]$.

Předpokládejme J ve tvaru

$$J(\vec{u}, p, \beta) = \iiint_{\Omega(\beta)} J_\Omega(\vec{u}, p, \beta) d\vec{x} + \iint_{\Gamma(\beta)} J_\Gamma(\vec{u}, p, \beta) dS. \quad (4.138)$$

Rozšířený funkcionál je potom

$$L = \iiint_{\Omega(\beta)} \left(J_\Omega + q R^p + \vec{v} \cdot \vec{R}^u \right) d\vec{x} + \iint_{\Gamma(\beta)} J_\Gamma dS. \quad (4.139)$$

4.3.1 Sdružené rovnice

Prvním krokem je odvození sdružených rovnic 4.131 neboli $\delta L / \delta W$.

Variace $\delta \beta = 0$ a integrační oblast považujeme v tuto chvíli za konstantní.

Z definice J máme

$$\frac{\partial J}{\partial u_i} = \iiint_{\Omega} \frac{\partial J_{\Omega}}{\partial u_i} d\vec{x} + \oint_{\Gamma} \frac{\partial J_{\Gamma}}{\partial u_i} dS, \quad (4.140)$$

$$\frac{\partial J}{\partial p} = \iiint_{\Omega} \frac{\partial J_{\Omega}}{\partial p} d\vec{x} + \oint_{\Gamma} \frac{\partial J_{\Gamma}}{\partial p} dS. \quad (4.141)$$

Součin $\Psi \cdot \frac{\partial R}{\partial W} \delta W$ je

$$\begin{aligned} \Psi \cdot \frac{\partial R}{\partial W} \delta W = & \iiint_{\Omega} (\vec{v} \cdot (\nabla \cdot (\delta \vec{u} \otimes \vec{u})) + \nabla \cdot (\vec{u} \otimes \delta \vec{u}) + \nabla(\delta p) - \\ & - \nabla \cdot (2\nu \vec{D}(\delta \vec{u}))) - q \nabla \cdot (\delta \vec{u}) d\vec{x} \end{aligned} \quad (4.142)$$

Derivace převedeme pomocí Gaussovy věty na \vec{v} a q . Integraci provedeme postupně pro jednotlivé členy. Při integraci použijeme zápis ve složkách.

$$\begin{aligned} \iiint_{\Omega} \vec{v} \cdot (\nabla \cdot (\delta \vec{u} \otimes \vec{u})) d\vec{x} &= \iiint_{\Omega} v_j \frac{\partial(\delta u_i u_j)}{\partial x_i} d\vec{x} = \\ &= \oint_{\Gamma} v_j \delta u_i u_j n_i dS - \iiint_{\Omega} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \delta u_i u_j d\vec{x} = \\ &= \oint_{\Gamma} (\vec{v} \cdot \vec{u}) \vec{n} \cdot \delta \vec{u} dS - \iiint_{\Omega} (\nabla \vec{v} \cdot \vec{u}) \cdot \delta \vec{u} d\vec{x}. \end{aligned} \quad (4.143)$$

$$\begin{aligned} \iiint_{\Omega} \vec{v} \cdot (\nabla \cdot (\vec{u} \otimes \delta \vec{u})) d\vec{x} &= \iiint_{\Omega} v_j \frac{\partial(u_i \delta u_j)}{\partial x_i} d\vec{x} = \\ &= \oint_{\Gamma} v_j u_i \delta u_j n_i dS - \iiint_{\Omega} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} u_i \delta u_j d\vec{x} = \\ &= \oint_{\Gamma} (\vec{u} \cdot \vec{n}) \vec{v} \cdot \delta \vec{u} dS - \iiint_{\Omega} (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{v} \cdot \delta \vec{u} d\vec{x}. \end{aligned} \quad (4.144)$$

$$\iiint_{\Omega} \vec{v} \cdot \nabla(\delta p) d\vec{x} = \oint_{\Gamma} \vec{v} \cdot \vec{n} \delta p dS - \iiint_{\Omega} \nabla \cdot \vec{v} \delta p d\vec{x}. \quad (4.145)$$

$$\begin{aligned}
& \iiint_{\Omega} \vec{v} \cdot (\nabla \cdot (2\nu \vec{D}(\delta \vec{u})) d\vec{x} = \\
& = \iiint_{\Omega} v_i \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \left(\frac{\partial(\delta u_i)}{\partial x_j} + \frac{\partial(\delta u_j)}{\partial x_i} \right) \right) d\vec{x} = \\
& = \oint_{\Gamma} v_i n_j \nu \left(\frac{\partial(\delta u_i)}{\partial x_j} + \frac{\partial(\delta u_j)}{\partial x_i} \right) dS - \\
& - \iiint_{\Omega} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \nu \left(\frac{\partial(\delta u_i)}{\partial x_j} + \frac{\partial(\delta u_j)}{\partial x_i} \right) d\vec{x} = \\
& = \oint_{\Gamma} 2\nu \vec{v} \cdot \vec{D}(\delta \vec{u}) \cdot \vec{n} dS - \oint_{\Gamma} \nu \frac{\partial v_i}{\partial x_j} (n_j \delta u_i + n_i \delta u_j) dS + \\
& + \iiint_{\Omega} \left(\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) \delta u_i + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\nu \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) \delta u_j \right) d\vec{x} = \\
& = \oint_{\Gamma} 2\nu \vec{v} \cdot \vec{D}(\delta \vec{u}) \cdot \vec{n} dS - \oint_{\Gamma} 2\nu \vec{n} \cdot \vec{D}(\vec{v}) \cdot \delta \vec{u} dS + \\
& + \iiint_{\Omega} \nabla \cdot (2\nu \vec{D}(\vec{v})) \cdot \delta \vec{u} d\vec{x} \quad (4.146)
\end{aligned}$$

$$\iiint_{\Omega} q \nabla \cdot (\delta \vec{u}) d\vec{x} = \oint_{\Gamma} q \vec{n} \delta \vec{u} dS - \iiint_{\Omega} \nabla q \cdot \delta \vec{u} d\vec{x}. \quad (4.147)$$

Sečteme výše odvozené výrazy a dáme dohromady členy s $\delta \vec{u}$ a s δp a dostáváme

$$\begin{aligned}
\Psi \cdot \frac{\partial R}{\partial W} \delta W = & \\
= & \iiint_{\Omega} \left(-\nabla \vec{v} \cdot \vec{u} - (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{v} + \nabla q - \nabla \cdot (2\nu \vec{D}(\vec{v})) \right) \cdot \delta \vec{u} d\vec{x} + \\
& + \iiint_{\Omega} (-\nabla \cdot \vec{v}) \delta p d\vec{x} + \\
+ & \oint_{\Gamma} \left((\vec{v} \cdot \vec{u}) \vec{n} + (\vec{u} \cdot \vec{n}) \vec{v} + 2\nu \vec{n} \cdot \vec{D}(\vec{v}) - q \vec{n} \right) \cdot \delta \vec{u} dS + \\
& + \oint_{\Gamma} \vec{v} \cdot \vec{n} \delta p dS + \\
& + \oint_{\Gamma} 2\nu \vec{v} \cdot \vec{D}(\delta \vec{u}) \cdot \vec{n} dS. \quad (4.148)
\end{aligned}$$

Podmínka

$$\frac{\partial J}{\partial W} \delta W + \Psi \cdot \frac{\partial R}{\partial W} \delta W = 0 \quad (4.149)$$

má být splněna pro libovolné δW . Z toho dostáváme **sdružené rovnice** (argumenty objemových integrálů)

$$\nabla \vec{v} \cdot \vec{u} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{v} - \nabla q + \nabla \cdot (2\nu \vec{D}(\vec{v})) = \frac{\partial J_{\Omega}}{\partial \vec{u}}, \quad (4.150)$$

$$\nabla \cdot \vec{v} = \frac{\partial J_{\Omega}}{\partial p}. \quad (4.151)$$

Někteří autoři vycházejí z Navierových-Stokesových rovnice s nekonzervativním tvarem konvektivního členu $\vec{u} \cdot \nabla \vec{u}$ a při odvození sdružených rovnic zanedbávají člen $\vec{v} \cdot (\delta \vec{u} \nabla \vec{u})$ (člen prvního řádu). V rovnici 4.150 pak schází první člen působící problémy se stabilitou numerického řešení. Dále bude v prvním z povrchových integrálů scházet $(\vec{v} \cdot \vec{u}) \vec{n}$.

Okrajové podmínky pro \vec{v} a p pak získáme tak, aby vymizely povrchové integrály ve vztahu 4.149, tedy

$$\begin{aligned} ((\vec{v} \cdot \vec{u}) \vec{n} + (\vec{u} \cdot \vec{n}) \vec{v} + 2\nu \vec{n} \cdot \vec{\tilde{D}}(\vec{v}) - q \vec{n}) \cdot \delta \vec{u} &= -\frac{\partial J_\Gamma}{\partial \vec{u}} \cdot \delta \vec{u}, \\ \vec{v} \cdot \vec{n} \delta p &= -\frac{\partial J_\Gamma}{\partial p} \delta p. \end{aligned}$$

Probereme si teď dva specifické případy okrajových podmínek.

Dirichletova podmínka pro \vec{u} a Neumannova podmínka pro p Tato kombinace se obvykle vyskytuje například na pevné stěně nebo na vstupní části hranice. Na této části hranice je tedy

$$\vec{u} = \vec{u}_b, \quad (4.152)$$

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0. \quad (4.153)$$

Z hraničního integrálu obsahujícího δp máme okrajovou podmínu pro \vec{v} ve tvaru

$$\vec{v} \cdot \vec{n} = -\frac{\partial J_\Gamma}{\partial p}. \quad (4.154)$$

Variace $\delta \vec{u}$ je na této hranici rovna 0 (Dirichletova podmínka), avšak $\vec{\tilde{D}}(\delta \vec{u}) \neq 0$. Pro variaci $\delta \vec{u}$ však platí $\nabla \cdot (\delta \vec{u}) = 0$ a tedy $\text{tr}(\vec{\tilde{D}}(\delta \vec{u})) = 0$. Derivace $\delta \vec{u}$ v tečném směru je rovna nula. Součin $\vec{n} \cdot \vec{\tilde{D}}$ je potom vektor kolmý k \vec{n} a tedy máme okrajovou podmínu pro tečnou složku \vec{v} :

$$v_t = 0. \quad (4.155)$$

Pro sdružený tlak použijeme Neumannovu podmínu

$$\partial q / \partial n = 0. \quad (4.156)$$

Neumannova podmínka pro \vec{u} a Dirichletova podmínka pro p Tato kombinace se nejčastěji vyskytuje na výstupu z oblasti. Tvar okrajových podmínek pro sdružené veličiny vyplývají opět z tvaru hraničních integrálů s variacemi primárních veličin. Tentokrát je $\delta p = 0$ a $\delta \vec{u} \neq 0$.

Určitou komplikací je hraniční integrál s $\vec{\tilde{D}}(\delta \vec{u})$. V některých případech jej dokážeme vhodně zahrnout do formulace úlohy. V ostatních případech jej bud' zahrneme do citlivosti a nebo zanedbáme. V tomto se tímto členem dále nebudeme zabývat.

Hraniční integrál obsahující δp automaticky vymizí. Z integrálu s variací $\delta \vec{u}$ máme

$$(\vec{v} \cdot \vec{u})\vec{n} + (\vec{u} \cdot \vec{n})\vec{v} + 2\nu\vec{n} \cdot \vec{D}(\vec{v}) - q\vec{n} = -\frac{\partial J_\Gamma}{\partial \vec{u}} \quad (4.157)$$

a tedy (po vynásobení \vec{n})

$$q = \vec{v} \cdot \vec{u} + u_n v_n + 2\nu\vec{n} \cdot \vec{D}(\vec{v}) \cdot \vec{n} + \frac{\partial J_\Gamma}{\partial \vec{u}} \cdot \vec{n}, \quad (4.158)$$

kde u_n a v_n jsou normálové složky rychlostí. Vynásobením libovolným tečným vektorem \vec{t} máme (po složkách)

$$t_i \frac{\partial J_\Gamma}{\partial u_i} + v_i u_j t_i n_j + \nu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) n_j t_i = 0, \quad (4.159)$$

a tedy

$$\vec{t} \cdot \frac{\partial J_\Gamma}{\partial \vec{u}} + v_t u_n + \nu \frac{\partial v_t}{\partial n} = 0, \quad (4.160)$$

Zbývající podmínka pro v_n musí být zvolena tak, aby byla splněna „rovnice kontinuity“, tedy

$$\iint_{\Gamma} v_n dS = \iiint_{\Omega} \frac{\partial J_\Omega}{\partial p} d\vec{x}. \quad (4.161)$$

Variace L, citlivost Po vypočtení sdružené rychlosti \vec{v} a tlaku p lze pak vyčíslit variaci δL jako

$$\delta L = \left(\frac{\partial J}{\partial \beta} + \Psi \cdot \frac{\partial R}{\partial \beta} \right) \delta \beta. \quad (4.162)$$

člen v závorce (tj. $\delta L / \delta \beta$) vyjadřuje potom citlivost na změnu β .

Výpočet je variace δL je však třeba udělat pozorně. Změnou β se může měnit nejen hodnota J , ale i integrační oblast Ω . Při výpočtu $\partial R / \partial \beta$ lze přitom v případě oblasti závislé na β vyžít dříve uvedený vztah mezi δW a $\delta \beta$, tedy

$$\frac{\partial R}{\partial \beta} \delta \beta = -\frac{\partial R}{\partial W} \delta W. \quad (4.163)$$

tedy

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\Psi \cdot R)}{\partial \beta} \delta \beta &= -\frac{\partial(\Psi \cdot R)}{\partial W} \delta W = \\ &= -\iiint_{\Omega} \left(\vec{v} \cdot \frac{\partial \vec{R}^u}{\partial u_j} \delta u_j + \vec{v} \cdot \frac{\partial \vec{R}^u}{\partial p} \delta p - q \frac{\partial \vec{R}^p}{\partial u_j} \delta u_j \right) d\vec{x}. \end{aligned} \quad (4.164)$$

Konkrétní tvar variace L resp. citlivosti ukážeme na dvou specifických případech.

4.3.2 Minimalizace odporu

Jako první příklad si uvedeme část optimalizačního procesu při minimalizaci odporu vzduchu obtékaného tělesa. Budeme uvažovat obtékané těleso s hranicí $\Sigma \subset \Gamma$ a parametr β definovaný na Σ má význam posunu hranice Σ ve směru normály. Funkcí J bude síla působící ve směru vektoru \vec{k} , tedy

Normálna \vec{n} je vnější vzhledem k oblasti vyplněné tekutinou!

$$J = \vec{k} \cdot \iint_{\Sigma} (p \vec{I} - 2\nu \vec{D}(\vec{u})) \cdot \vec{n} dS. \quad (4.165)$$

Máme tedy $J_{\Omega} = 0$ a na Σ je $J_{\Gamma} = p \vec{k} \cdot \vec{n} - \vec{k} \cdot \vec{D}(\vec{u}) \cdot \vec{n}$. Naším úkolem je nalézt gradient $\delta L / \delta \beta$. V (Sorgiovanni, 2017) je uveden přehled alternativních formulací lišící se způsobem výpočtu síly a v důsledku okrajovými podmínkami pro sdruženou úlohu a výpočtem citlivosti.

Úlohu budeme řešit v oblasti Ω s hranicí $\Gamma = \Sigma \cup \Gamma_1 \cup \Gamma_2$, kde na části hranice $\Sigma \cup \Gamma_1$ předpokládáme Dirichletovu podmínu pro \vec{u} a Neumannovu podmínu pro p a na Γ_2 naopak.

Máme tedy primární úlohu

$$-\nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (4.166)$$

$$\nabla \cdot (\vec{u} \otimes \vec{u}) + \nabla p = \nabla \cdot (2\nu \vec{D}(\vec{u})), \quad (4.167)$$

s okrajovými podmínkami

$$\vec{u} = \vec{u}_0 \text{ a } \frac{\partial p}{\partial n} = 0 \quad \text{na } \Sigma \cup \Gamma_1, \quad (4.168)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial n} = 0 \text{ a } p = p_0 \quad \text{na } \Gamma_2, \quad (4.169)$$

navíc $\vec{u}_0 = 0$ na Σ .

Sdružená úloha je

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0, \quad (4.170)$$

$$(\vec{u} \cdot \nabla) \vec{v} + \vec{u} \cdot (\nabla \vec{v}) - \nabla q + \nabla \cdot (2\nu \vec{D}(\vec{v})) = 0, \quad (4.171)$$

s okrajovými podmínkami

$$\vec{v} = -\vec{k} \text{ a } \frac{\partial q}{\partial n} = 0 \quad \text{na } \Sigma, \quad (4.172)$$

$$\vec{v} = 0 \text{ a } \frac{\partial q}{\partial n} = 0 \quad \text{na } \Gamma_1, \quad (4.173)$$

$$q = u_n v_n + \vec{u} \cdot \vec{v} + \nu \frac{\partial v_n}{\partial n} \text{ a } v_t u_n + \nu \frac{\partial v_t}{\partial n} = 0 \quad \text{na } \Gamma_2. \quad (4.174)$$

Díky takto zvolené okrajové podmínce na Σ platí $\delta \vec{v} = 0$ a hraniční integrál s $\vec{D}(\delta \vec{u})$ se odečte s tečným příspěvkem $\partial J_{\Gamma} / \partial \vec{u}$.

Posledním krokem je odvození citlivosti. V (Sorgiovanni, 2017) je pro takto formulovanou úlohu odvozen vztah

$$\begin{aligned} \frac{\partial L}{\partial \beta} \delta \beta = & \iint_{\Sigma} \left((\nabla p \cdot \vec{k}) - 2\nu \frac{\partial^2 u_n}{\partial n^2} (\vec{n} \cdot \vec{k}) \right) \delta \beta dS - \\ & - \iint_{\Sigma} \left(\nu \frac{\partial \vec{u}_t}{\partial n} \cdot \frac{\partial \vec{v}_t}{\partial n} + \nu \vec{n} \cdot (\nabla \vec{v})^T \cdot \frac{\partial \vec{u}_t}{\partial n} \right) \delta \beta dS. \quad (4.175) \end{aligned}$$

Výpočet δL je v tomto případě poměrně složitý a vyžaduje vyčíslení druhých derivací. Alternativní formulace vycházející například z výpočtu odporu pomocí bilancí hybnosti mezi vstupem a vystupem může vést k jednodušším vztahům.

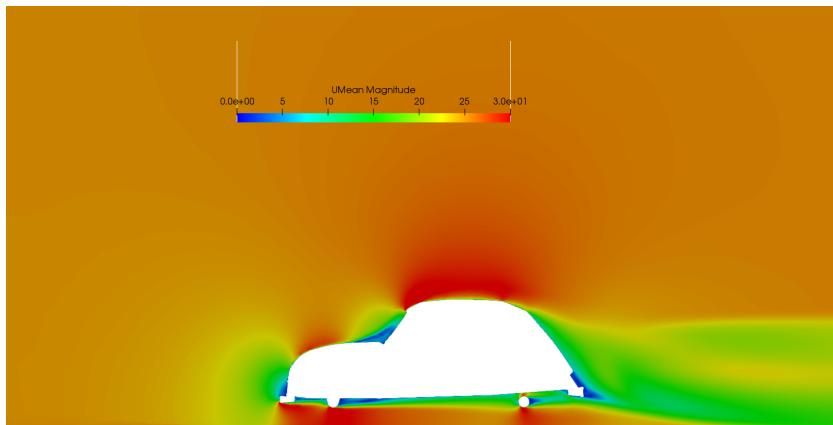
Jako příklad zde uvádíme výpočet citlivosti odporu automobilu na tvaru karoserie. Opět byl zvolen model Citroen 2CV pohybující se rychlostí 90 km/h. Obrázek 4.15 ukazuje rozložení velikosti rychlosti a velikosti sdružené rychlosti v rovině symetrie. Je vidět že v důsledku obráceného znaménka u konvektivního člena je pole sdružené rychlosti výrazně odlišné od primární rychlosti.

Obrázek 4.16 ukazuje rozložení $\delta L / \delta \beta$ na povrchu modelu. Je vidět, že snížení odporu vzduchu by bylo možné dosáhnout zakřivením čelního skla, přetvarováním předních blatníků a bočních skel. Na obrázku je zároveň vidět série příčných pruhů na kapotě a blatníkách. Ty jsou způsobeny nedokonalostí CAD modelu ve formátu STL, tedy jako množina trojúhelníků.

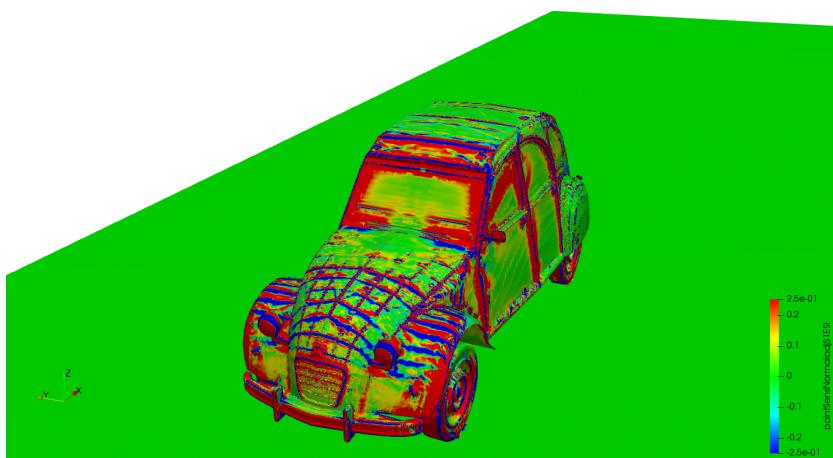
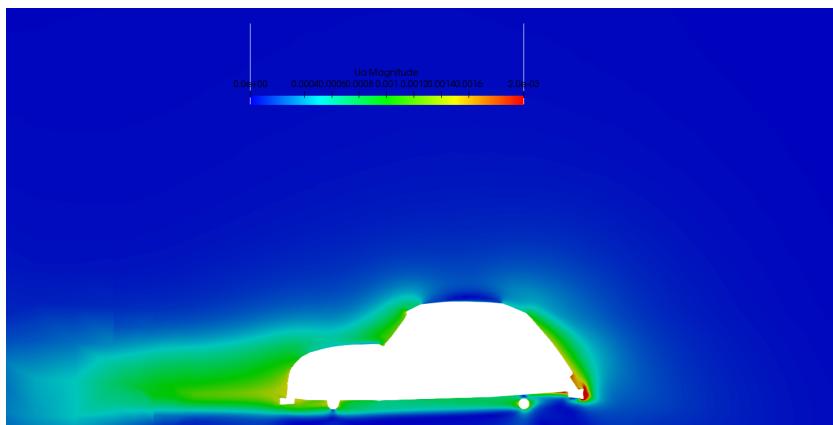
Z obrázku je také vidět, že při praktických aplikacích je nutné pole citlivostí dále zpracovat například vyhlazením. Tím se ale

4.3.3 Topologická optimalizace

Dalším typem úloh je tzv. topologická optimalizace která se využívá pro hrubý návrh geometrie. Obrázek 4.17 ukazuje jednu z možných aplikací.



Obrázek 4.15: Velikost rychlosti (nahore) a sdrožené rychlosti (dole) v rovině symetrie při výpočtu citlivosti odporu na tvaru automobilu.



Obrázek 4.16: Citlivost odporu na tvaru karosérie, červená barva znamená "zatlačení" dovnitř, modrá barva "vytažení" ven.

Úkolem je nalézt tvar rozvětveného kanálu s jedním vstupem a dvěma výstupy tak, aby při průtoku docházelo k minimálním ztrátám, viz (Othmer a kol. 2007). Kanál přitom být podoblastí Ω . Ztrátu lze vyčíslit jako

$$J = \iint_{\Sigma} \left(p + \frac{1}{2} \|\vec{u}\|^2 \right) \vec{u} \cdot \vec{n} dS, \quad (4.176)$$

kde $\Sigma = \Gamma_{in} \cup \Gamma_{out1} \cup \Gamma_{out2}$.

Tuto úlohu lze řešit tak, že v oblasti Ω uvažujeme systém Navierových-Stokesových rovnic s porézní překázkou

$$-\nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (4.177)$$

$$\nabla \cdot (\vec{u} \otimes \vec{u}) + \nabla p = \nabla \cdot (2\nu \vec{D}(\vec{u})) - \beta \vec{u}, \quad (4.178)$$

s okrajovými podmínkami

$$\vec{u} = \vec{u}_0 \text{ a } \frac{\partial p}{\partial n} = 0 \quad \text{na } \Gamma_{in}, \quad (4.179)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial n} = 0 \text{ a } p = p_0 \quad \text{na } \Gamma_{out1} \cup \Gamma_{out2}, \quad (4.180)$$

$$\vec{u} = 0 \text{ a } \frac{\partial p}{\partial n} = 0 \quad \text{na } \Gamma_b = \Gamma \setminus \Gamma_{in}. \quad (4.181)$$

Parametr $\beta \geq 0$ určuje porozitu materiálu.

Sdružená úloha je v tomto případě

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0, \quad (4.182)$$

$$(\vec{u} \cdot \nabla) \vec{v} + \vec{u} \cdot (\nabla \vec{v}) - \nabla q + \nabla \cdot (2\nu \vec{D}(\vec{v})) = \beta \vec{v}, \quad (4.183)$$

s okrajovými podmínkami

$$v_n = u_n, \vec{v}_t = 0, \text{ a } \frac{\partial q}{\partial n} = 0 \quad \text{na } \Gamma_{in}, \quad (4.184)$$

$$\vec{v} = 0 \text{ a } \frac{\partial q}{\partial n} = 0 \quad \text{na } \Gamma_1, \quad (4.185)$$

$$q = u_n v_n + \vec{u} \cdot \vec{v} + \nu \frac{\partial v_n}{\partial n} - \frac{1}{2} u^2 - u_n^2 \text{ a } \\ u_n (\vec{v}_t - \vec{u}_t) + \nu (\vec{n} \cdot \nabla) \vec{v}_t = 0 \quad \text{na } \Gamma_{out1/2}, \quad (4.186)$$

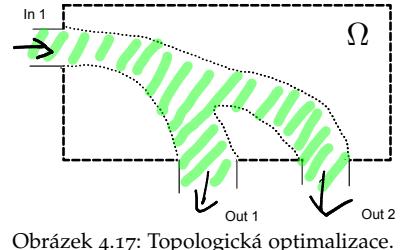
$$\vec{v} = 0, \text{ a } \frac{\partial q}{\partial n} = 0 \quad \text{na } \Gamma_b, \quad (4.187)$$

$$(4.188)$$

Parametr β ve formulaci J přímo nevystupuje, takže $\partial J / \partial \beta = 0$.

Potom

$$\delta L = \iiint_{\Omega} \vec{u} \cdot \vec{v} \delta \beta d\vec{x} \quad (4.189)$$



Obrázek 4.17: Topologická optimalizace.

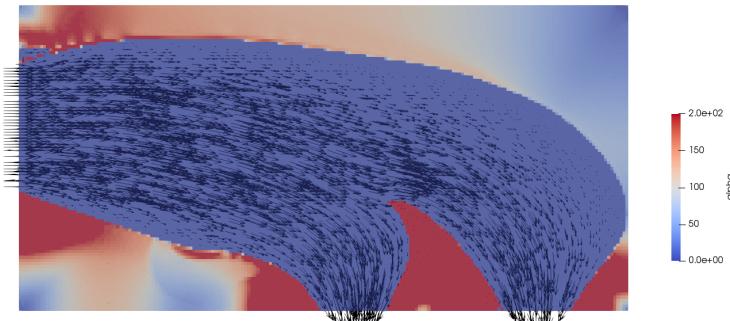
OpenFOAM neuvažuje v rovnici kontinuity znaménko - a proto je na vstupu $v_n = -u_n$.

a v případě metody konečných objemů je citlivost v buňce C

$$\frac{\delta L}{\delta \beta_C} = \vec{u}_C \cdot \vec{v}_C |\Omega_C|. \quad (4.190)$$

Obrázek 4.18 ukazuje optimalizovaný tvar 2D kanálu se zadáným vstupem a dvěma výstupy. Na vstupu je předepsána rychlosť vstupního proudu a na výstupech hodnota statického tlaku. Modrou barvou je zobrazen tvar optimalizovaného kanálu. V obrázku jsou také znázorněny vektory rychlosti. Je vidět, že na výstupech proud nesměřuje kolmo k hranici a naní ani zaručen stejný průtok oběma větvemi kanálu. V (Othmer a kol. 2007) je provedena podobná optimalizace s funkcionálem J zahrnujícím jak ztráty, tak penalizující nerovnoměrnost výstupů a výtok v tečném směru.

Obrázek 4.18: Optimalizovaný tvar kanálu



4.3.4 Optimalizace sítě pro výpočet hodnoty funkcionálu

Další z možných aplikací sdružených rovnic je optimalizace výpočetní sítě pro co nejpřesnější vyčíslení lineárního funkcionálu. Na tomto místě ukážeme pouze hlavní myšlenku optimalizace resp. konstrukce kriteria pro zjemnění sítě.

Uvažujme úlohu zapsanou například pomocí systému PDR jako

$$R(W) = 0, \quad (4.191)$$

kde W je (přesné) řešení úlohy. Naším úkolem je vyčíslit funkcionál

$$\Phi(W) = \phi \cdot W. \quad (4.192)$$

Numerické řešení úlohy na označme $W_h = W + \delta W$, symbolem δW tentokrát rozumíme pouze rozdíl přesného a numerického řešení

(globální chybu). Dosazením W_h do původní rovnice dostaneme

$$R(W_h) = \delta r. \quad (4.193)$$

δr přitom reprezentuje lokální chybu approximace.

Pro malé δr a δW pak platí

$$\frac{\partial R}{\partial W} \delta W = \delta r. \quad (4.194)$$

Chyba ve vyčíslení funkcionálu Φ pak bude

$$\delta \Phi = \phi \cdot W_h - \phi \cdot W = \phi \cdot \delta W. \quad (4.195)$$

Velikost δr dokážeme z odhadnout z rozboru metody, předpokládejme např. $\delta r \sim h^p$. Chyba δW se určuje mnohem obtížněji. Proto chybu $\delta \Phi$ vyjádříme jako

$$\delta \Phi = \phi \cdot \left(\frac{\partial R}{\partial W} \right)^{-1} \delta r = \left(\frac{\partial R}{\partial W} \right)^{-T} \phi \cdot \delta r = \psi \cdot \delta r, \quad (4.196)$$

kde $\psi = \left(\frac{\partial R}{\partial W} \right)^{-T} \phi$ neboli

$$\left(\frac{\partial R}{\partial W} \right)^T \psi = \phi. \quad (4.197)$$

Proměnné ψ pak vyjadřují citlivost Φ na velikost lokální chyby approximace.

Bibliografie

- BARTH, Timothy; JESPERSEN, Dennis, 1989. The design and application of upwind schemes on unstructured meshes. In: *The design and application of upwind schemes on unstructured meshes. 27th Aerospace Sciences Meeting*. Reston, Virigina: American Institute of Aeronautics a Astronautics. Dostupné z DOI: [10.2514/6.1989-366](https://doi.org/10.2514/6.1989-366).
- DARWISH, M.; MOUKALLED, F., 2014. A Fully Coupled Navier-Stokes Solver for Fluid Flow at All Speeds. *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*. Roč. 65, č. 5, s. 410–444. ISSN 1040-7790. Dostupné z DOI: [10.1080/10407790.2013.869102](https://doi.org/10.1080/10407790.2013.869102).
- FERNÁNDEZ, Miguel A., 2011. Coupling schemes for incompressible fluid-structure interaction: implicit, semi-implicit and explicit. *SeMA Journal*. Roč. 55, č. 1, s. 59–108. ISSN 1575-9822. Dostupné z DOI: [10.1007/BF03322593](https://doi.org/10.1007/BF03322593).
- FÜRST, Jiří, 2018. Development of a coupled matrix-free LU-SGS solver for turbulent compressible flows. *Computers & Fluids*. Roč. 172, s. 332–339. ISSN 00457930. Dostupné z DOI: [10.1016/j.compfluid.2018.04.020](https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2018.04.020).
- HELLSTEN, Antti K., 2005. New Advanced $k - \omega$ Turbulence Model for High-Lift Aerodynamics. *AIAA Journal*. Roč. 43, č. 9, s. 1857–1869. ISBN 9788578110796. ISSN 0001-1452. Dostupné z DOI: [10.2514/1.13754](https://doi.org/10.2514/1.13754).
- ISSA, R.I, 1986. Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. *Journal of Computational Physics*. Roč. 62, č. 1, s. 40–65. ISSN 00219991. Dostupné z DOI: [10.1016/0021-9991\(86\)90099-9](https://doi.org/10.1016/0021-9991(86)90099-9).
- JASAK, H.; WELLER, H. G.; GOSMAN, A. D., 1999. High resolution NVD differencing scheme for arbitrarily unstructured meshes. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*. ISSN 02712091. Dostupné z DOI: [10.1002/\(SICI\)1097-0363\(19990930\)31:2<431::AID-FLD884>3.0.CO;2-T](https://doi.org/10.1002/(SICI)1097-0363(19990930)31:2<431::AID-FLD884>3.0.CO;2-T).

- JASAK, Hrvoje, 1996. *Error analysis and estimation for finite volume method with applications to fluid flow*. Disertační práce. Imperial College London.
- LADSON, Charles L., 1988. *Effects of independent variation of Mach and Reynolds numbers on the low-speed aerodynamic characteristics of the NACA 0012 airfoil section*. ISSN 04999320. Technická zpráva.
- LAUNDER, B.E.; SPALDING, D.B., 1974. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*. Roč. 3, č. 2, s. 269–289. ISSN 00457825. Dostupné z DOI: 10.1016/0045-7825(74)90029-2.
- LEVEQUE, Randall J., 1992. *Mathematics of Computation*. Sv. 57, Numerical Methods for Conservation Laws. ISBN 3764327235. ISSN 00255718. Dostupné z DOI: 10.2307/2938728.
- MENTER, F. R.; KUNTZ, M.; LANGTRY, R., 2003. Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model. *Turbulence Heat and Mass Transfer 4*. Roč. 4, s. 625–632. ISBN 9783037854983. ISSN 1662-8985.
- MOUKALLED, F.; MANGANI, L.; DARWISH, M., 2016. *The Finite Volume Method in Computational Fluid Dynamics*. Cham: Springer International Publishing. Fluid Mechanics and Its Applications. ISBN 978-3-319-16873-9. Dostupné z DOI: 10.1007/978-3-319-16874-6.
- OTHMER, Carsten; DE VILLIERS, Eugene; WELLER, Henry G., 2007. Implementation of a continuous adjoint for topology optimization of ducted flows. In: *Implementation of a continuous adjoint for topology optimization of ducted flows. Collection of Technical Papers - 18th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference*. ISBN 1563478994. Dostupné z DOI: 10.2514/6.2007-3947.
- PATANKAR, S V; SPALDING, D B, 1972. A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three dimensional parabolic flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. Roč. 15, s. 1787–1806.
- PŘÍHODA, Jaromír; LOUDA, Petr, 2007. *Matematické modelování turbulenta proudění*. Praha: ČVUT v Praze. ISBN 978-80-01-03623-5.
- PULLIAM, T.; STEGER, J., 1978. On implicit finite-difference simulations of three-dimensional flow. In: *On implicit finite-difference simulations of three-dimensional flow. 16th Aerospace Sciences Meeting*. Reston, Virigina: AIAA. Dostupné z DOI: 10.2514/6.1978-10.
- SORGIOVANNI, Giuseppe, 2017. *A robust open-source adjoint optimization method for external aerodynamics*. Dostupné také z: <https://home.aero.polimi.it/quadrio/it/Tesi/sorgiovanni/tesi-sorgiovanni.pdf>. Disertační práce. Politecnico di Milano.

- SPALART, Philippe R., 2009. Detached-Eddy Simulation. *Annual Review of Fluid Mechanics*. ISSN 0066-4189. Dostupné z DOI: 10.1146/annurev.fluid.010908.165130.
- WELLER, Henry G.; TABOR, Gavin; JASAK, Hrvoje; FUREBY, Christopher, 1998. A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques. *Computers in Physics*. Roč. 12, č. 6, s. 620. ISSN 08941866. Dostupné z DOI: 10.1063/1.168744.
- WILCOX, David C., 2006. *Turbulence Modeling for CFD*. 3rd editio. D C W Industries. ISBN 978-1928729082.