

UNIVERZA V LJUBLJANI
FAKULTETA ZA MATEMATIKO IN FIZIKO

Matematika – 2. stopnja

Uroš Kosmač

**TURBULENCE V ATMOSFERI IN LARGE
EDDY SIMULACIJE**

Magistrsko delo

Mentor: prof. dr. Emil Žagar
Somentor: dr. Peter Smerkol

Ljubljana, 2024

Kazalo

1	Uvod	1
1.1	Motivacija	1
1.2	Ohranitveni zakoni	4
1.2.1	Zakon o ohranitvi mase	4
1.3	Zakon o ohranitvi gibalne količine	5
1.4	Zakon o ohranitvi vrtnčnosti	8
1.5	Zakon o ohranitvi skalarja	9
1.6	Lastnosti turbulence	11
1.6.1	Reynoldsovo število	11
1.6.2	Kinetična energija in viskozna disipativnost	12
1.6.3	Velikostne skale	14
2	Large eddy simulacije	17
2.1	Povprečja	17
2.1.1	Ansambelsko povprečje	18
2.1.2	Filtracija	19
2.2	Filtrirani ohranitveni zakoni	24
2.2.1	Filtriran zakon o ohranitvi mase	24
2.2.2	Filtriran zakon o ohranitvi gibalne količine	24
2.2.3	Filtriran zakon o ohranitvi vrtnčnosti	26
2.2.4	Filtriran zakon o ohranitvi skalarja	26
2.2.5	Filtriran materialni odvod	27
2.3	Razreševanje filtriranih polj	28
2.3.1	Diskretna Fourierova analiza	28
2.3.2	Valovno preklonni filter	34
2.3.3	Gaussov filter	35
	Literatura	37

Program dela

Mentor naj napiše program dela skupaj z osnovno literaturo.

Osnovna literatura

1. J. C. Wyngaard, *Turbulence in the atmosphere*, Turbulence in the Atmosphere, Cambridge University Press, Cambridge, 2010.

Podpis mentorja:

Podpis somentorja:

Turbulence v atmosferi in Large eddy simulacije

POVZETEK

Tukaj napišemo povzetek vsebine. Sem sodi razlaga vsebine in ne opis tega, kako je delo organizirano.

Atmospheric turbulence and Large eddy simulations

ABSTRACT

An abstract of the work is written here. This includes a short description of the content and not the structure of your work.

Math. Subj. Class. (2020): 74B05, 65N99

Ključne besede: integracija, kompleks, C^* -algebre

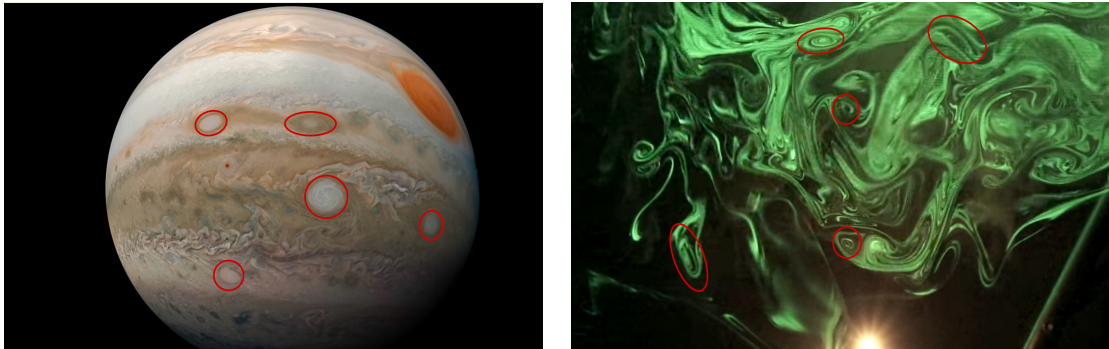
Keywords: integration, complex, C^* -algebras

1 Uvod

1.1 Motivacija

Turbulenca oz. turbulentni tok je pojav s katerim se srečujemo vsak dan, kljub temu pa na nekatera fundamentalna vprašanja glede nje še vedno neznamo odgovoriti. Že vprašanja, kaj je turbulenca, nima univerzalnega odgovora. Kar pa so opažanja in eksperimenti pokazali, da lahko turbulence karakteriziramo z določenimi lastnostmi. To so:

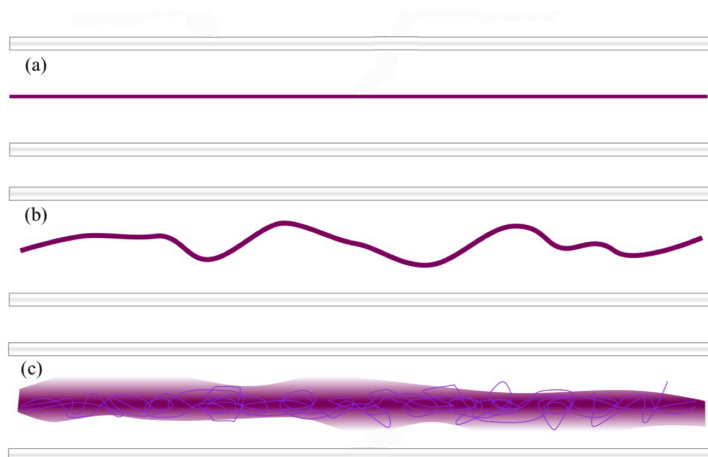
- **Kaotičnost:** Turbulentni tok je kaotičen oz. nepredvidljiv. To pomeni, če začetno stanje toka malo spremenimo (spremenimo hitrost, tlak ...) bo končno stanje popolnoma drugačno, kot pred spremembo. Zato je v praksi zelo težko deterministično napovedati dogajanje. Teoretično obstajajo Navier-Stokesove enačbe, ki opisujejo gibanje vseh tokov tudi turbulentnih vendar pa je njihovo reševanje zelo zahtevno tudi v posebnih primerih (že sam obstoj rešitev, je odprto vprašanje).
- **Vrtinci različnih velikosti:** Turbulenten tok je sestavljen iz vrtincev (edies). Lahko so zelo različnih velikosti, kar je razvidno iz slike 1



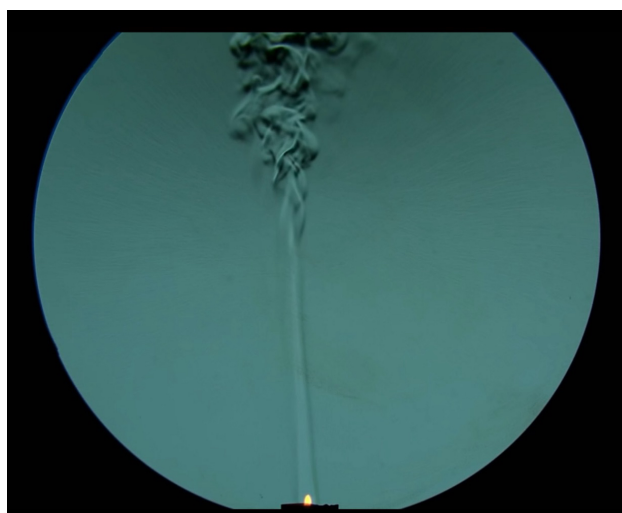
Slika 1: Leva slika prikazuje velike vrtince, ki se pojavijo v atmosferi planeta Jupitra in imajo lahko premer dolžine več 1000 kilometrov, med tem ko desna slika prikazuje turbulenco zraka v sobi, kjer se tok zraka prikaže s pomočjo laserja in lahko vidimo vrtince velikosti nekaj mikrometrov

- **Difuzivnost:** Zanimiva lastnost turbulentnega toka je difuzivnost. To pomeni, da se energija in gibalna količina preneseta po celotnem toku. Osborne Reynolds (1842 - 1912) je postavil eksperiment, ki prikazuje to lastnost. Vidno je na sliki 2
- **Reynoldsovo število:** Podoben eksperiment kot pri sliki 2 nam da enostaven kriterij, ki mu turbulenca zadošča. Večja kot je dolžina cevi L ali večja kot je hitrost toka u prej bo prišlo do turbulence. Po drugi strani pa večja kot je viskoznost tekočine, manj verjetno bo, da pride do turbulence. To zapišemo kot brez dimenzijsko konstanto $Re = \frac{uL}{\nu}$. Do turbulence pride pri velikih Reynoldsovih številih, običajno $Re \geq 5000$.

- **Disipativnost:** To je proces prenosa energije iz večjih vrtincev v najmanjše vrtince, dokler ta ne začne izhajati iz tekočine kot toplota. To pomeni, če hočemo imeti turbulenten tok oz. ga ohranjati moramo dosledno dodajati energijo sistemu.



Slika 2: V cev s polno vode, spustimo tok barve. Slika je sestavljena iz treh delov, a) del ni turbulenten zato se barva zelo malo razprši, b) del je v vmesnem stanju, kjer se že kažejo znaki difuzije in c) del kjer se tok turbulenten in se barva razširi po celotni cevi.



Slika 3: Slika prikazuje hlape plamena, kako se potujejo v zraku. Na začetku, kjer imamo majhno Reynoldsovo število je tok zelo predvidljiv, ko pa se dviguje (parameter L se večja) se Reynoldsovo število večja in tok postane turbulenten.

V delu se bom predvsem osredotočil na turbulenco v atmosferi, kjer je obravnava določenih enačb gibanja in fizikalnih količin obravnavana nekoliko drugače, kot pri drugih vrstah turbulence (kot so na primer turbulence tekočin). V splošnem pa se kakršen koli tok obravnavava na enega od sledečih načinov:

- **Eulerjev pristop:** recimo, da opazujemo neko domeno D skozi katero teče tok. Zanima nas hitrost $u(x, t)$ za $x \in D$ ob času $t > 0$. V tem primeru smo fiksirali koordinatni sistem (glede na zemljo).
- **Lagrangeev pristop:** pri tem pristopu opazujemo s kakšno hitrostjo se delec toka x premika skozi čas. Označimo $u(t; x_0)$, kjer je x_0 začetna pozicija delca in u hitrost delca ob času t .

Kateri pristop uporabimo je odvisno lastnost, ki jih želimo analizirati. Eulerjev pristop se osredotoči na fiksno domeno in opazujemo kako se lastnosti tekočine spreminjajo v tej skozi čas. Za analizo turbulence in globalnih procesov je ta način boljši, med tem ko analiza po Lagrange-u boljša za analizo mehanike delcev, disperzije in različnih procesov mešanja (difuzija).

V delu bomo primarno uporabljali Eulerjev-jev pristop, vendar pa nam analiza enega pomaga lahko pri analizi drugega. Naj bo u Eulerjevo polje hitrosti na poljubni domeni. Po Lagrangeevem opisu, delec toka ob času t in začetni pozicija y_0 ob času t_0 označimo z $X(t, y_0)$. Pozicija delca je podana z enačbama

$$X(t_0, y_0) = y_0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} X(t, y_0) = u(X(t, y_0), t) \quad (1.2)$$

Definiramo Langrageovo polje hitrosti

$$U(t, y_0) = u(X(t, y_0), t). \quad (1.3)$$

Poglejmo kako se izraža pospešek delca

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} U(t, y_0) &= \frac{\partial}{\partial t} u(X(t, y_0), t) = \\ &= \left(\frac{\partial}{\partial t} u(x, t) \right)_{x=X(t, y_0)} + \frac{\partial}{\partial t} X(t, y_0) \cdot \left(\text{grad}_x u(x, t) \right)_{x=X(t, y_0)} = \\ &= \left(\frac{\partial}{\partial t} u(x, t) + u(t, y_0) \cdot \text{grad}_x u(x, t) \right)_{x=X(t, y_0)} = \\ &= \left(\frac{D}{Dt} u(x, t) \right)_{x=X(t, y_0)} \end{aligned}$$

Definicija 1.1. Naj bo U poljubno vektorsko polje. Diferencialni operator

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U \cdot \nabla \quad (1.4)$$

se imenuje materialni odvod.

Podoben rezultat dobimo, če namesto hitrosti, odvajamo gostoto

$$\frac{\partial}{\partial t} P(t, y_0) = \left(\frac{D}{Dt} \rho(x, t) \right)_{x=X(t, y_0)}.$$

Materialni odvod je fundamentalni operator Eulerjevaga pristopa. Vedno, ko nas bo zanimalo kako se neka količina spreminja s časom, nas bo zanimal njen materialni odvod.

Opomba 1.2. Operator ∇ ni komutativen: $U \cdot \nabla \neq \nabla \cdot U$.

1.2 Ohranitveni zakoni

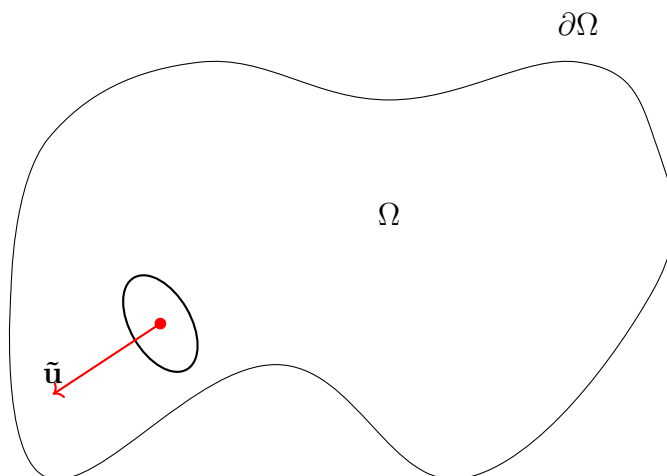
S tem razdelkom začnemo matematični opis enega najbolj pomembnih konceptov iz dinamike fluidov (in fizike na splošno), ki so ključni za razumevanje turbulentnih tokov.

Opomba 1.3. V nadaljevanju bomo izpeljali formule, brez da bi (vsakič) navedli vseh nujnih predpostavk. Na primer običajno bodo domene s katerimi imamo opravka gladke orientabilne mnogoterosti ali vektorsko polje u , ki bo običajni gladko, zato da bomo lahko uporabili Stokesov izrek.

1.2.1 Zakon o ohranitvi mase

Naj bo $\Delta \subseteq R^3$ omejena, $\partial\Delta$ njen rob in $\rho : \Omega \times [0, \infty] \rightarrow [0, \infty]$ gostota množice Ω , ki je gladka. Masa m od Ω je

$$m = \int_{\Omega} \rho(x, t) d\Omega.$$



Zakon o ohraniti mase pravi, da je količina mase, ki se pretoči v Ω v določenem času, enaka količini mase, ki se iztoči skozi $\partial\Omega$ tj.

$$\frac{\partial m}{\partial t} = - \int_{\partial\Omega} \rho d\vec{S}.$$

Ker je normala na $\partial\Omega$ dana z \vec{u} , lahko zakon zapišemo kot

$$\int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} \rho(x, t) dV = - \int_{\partial\Omega} \rho \vec{u} dS.$$

Če uporabimo izrek o divergenci, velja:

$$\int_{\partial\Omega} \rho \vec{u} d\vec{S} = \int_{\Omega} \nabla \cdot \rho \vec{u} dV$$

Dobimo

$$\int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} \rho(x, t) + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) \, dV = 0$$

Ker enakost velja za vsako domeno Ω je

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0. \quad (1.5)$$

(Ali dodam dokaz te lastnosti?)

To je diferencialna oblika zakona o ohraniti mase in tej enačbi pravimo **kontinuitetna enačba**. Če je gostota konstantna, tj. $\rho(x, t) \equiv c > 0$, potem se kontinuitetna enačba poenostavi

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = \rho \nabla u = 0 \implies \nabla u = 0.$$

Definicija 1.4. Tok je **nestisljiv**, če velja

$$\nabla u = 0. \quad (1.6)$$

1.3 Zakon o ohranitvi gibalne količine

V tem razdelku bomo predpostavili, da je gostota ρ konstantna, tj.

$$m = \int_{\Omega} \rho \, dV = \rho \int_{\Omega} dV = \rho \cdot V, \quad (1.7)$$

kjer je $V = \int_{\Omega} dV$ volumen domene D . Zakon o ohranitvi gibalne količine, pravi, da je vsota gibalnih količin (p) v zaprtem sistemu konstanten. Če imamo n delcev je

$$\sum_{k=1}^n p_k = \text{const.}$$

$$\sum_{k=1}^n \frac{dp_k}{dt} = 0.$$

Ker je gibalna količina $p = mv$, lahko ekvivalentno zapišemo

$$\frac{dp}{dt} = \frac{d(mv)}{dt} = m \frac{dv}{dt} = ma = F \implies$$

$$\sum_{k=1}^n F_k = 0.$$

To je ravno 1. Newtonov zakon, če upoštevamo še 2. Newtonov zakon:

$$\sum_{k=1}^n F_k = ma. \quad (1.8)$$

Zapišimo ta zakon za tokove

$$ma = \rho V \frac{Du}{Dt} = \sum_{k=1}^n F_k$$

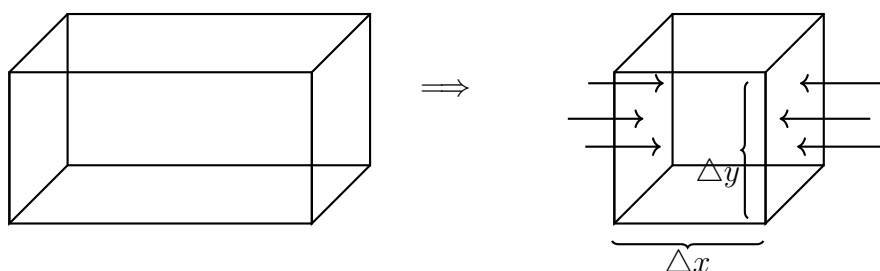
$$\rho \frac{Du}{Dt} = \sum_{k=1}^n \frac{F_k}{V}.$$

Pri tokovih se pojavita dve vrsti sil

- Ploskovne sile, ki jih delimo na
 - 1) Tangencialne (viskoznost)
 - 2) Normalne (tlak)
- Telesne oz. zunanje sile (gravitacija, Coriolisova sila, magnetizem, ...)

Sedaj bomo te zapisali s hitrostjo toka u , da dobimo enačbo, ki opisuje gibanje le tega.

Normalna sila oz. tlak:



Recimo, da imamo majhno domeno Ω z volumnom $V = \Delta x \Delta y \Delta z$. Poglejmo, kako se sila izraža v x -smeri, če pride do spremembe tlaka. Ta je definiran kot $p = \frac{\Delta F}{\Delta A}$, kjer sta ΔF - majhna sprememba sile in ΔA - majhna sprememba površine. Imamo:

$$\begin{aligned}
 F_x &= p_1 A_1 - p_2 A_2 = \quad (A_1 = A_2 = A) \\
 F_x &= (p_1 - p_2) A = \Delta p A \implies \\
 \frac{F_x}{V} &= \frac{\Delta p \Delta y \Delta z}{\Delta x \Delta y \Delta z} = \frac{\Delta p}{\Delta x}
 \end{aligned}$$

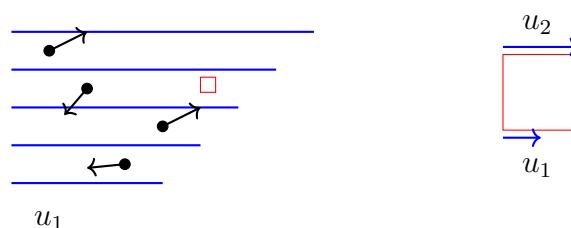
Pošljemo Δx proti 0:

$$\frac{F}{V} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{F_x}{V} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta p}{\Delta x} = \frac{\partial p}{\partial x}$$

Na enak način dobimo v smereh y in z .

Tangencialna sila oz. viskoznost:

Viskoznost ima podobno vlogo kot trenje. To je namreč sila med dvema tokovima različnih hitrosti. Te količini pravimo strižna napetost, ki je definirana enako kot tlak, vendar kaže v drugo smer, $\tau = \frac{F}{A}$.



Če gledamo spremembo hitrosti v x - smeri

$$\tau_x = \frac{F_x}{A} = \frac{m}{A} \cdot \frac{\Delta u}{\Delta t} \cdot \frac{\Delta y}{\Delta y} = \underbrace{\frac{m}{A} \cdot \frac{\Delta y}{\Delta t}}_{\mu} \cdot \frac{\Delta u}{\Delta y} = \mu \frac{\Delta u}{\Delta y}$$

τ_x je dinamična viskoznost in odvisna od lastnosti tekočine. Ko pošljemo $\Delta y \rightarrow 0$, dobimo

$$\tau = \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \tau_x = \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{\Delta u}{\Delta y} = \frac{\partial u}{\partial y}$$

Naredimo podobno analizo, kot pri tlaku



Če sta strižni napetosti različni, imamo neničelni silo na majhnem območju $\Omega = \Delta x \Delta y \Delta z$:

$$\begin{aligned} F_x &= \tau_2 A_2 - \tau_1 A_1 \quad (A_1 = A_2) \\ F_x &= \Delta \tau \Delta x \Delta z \implies \\ \frac{F_x}{V} &= \frac{\Delta \tau \Delta x \Delta z}{\Delta x \Delta y \Delta z} = \frac{\Delta \tau}{\Delta y}. \end{aligned}$$

Ponovno pošljemo $\Delta y \rightarrow 0$

$$\frac{F}{V} = \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{F_x}{V} = \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{\Delta \tau}{\Delta y} = \frac{\partial \tau}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}.$$

Strižno napetost upoštevamo v vseh treh smereh, je

$$\frac{F}{V} = \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)$$

(Zakaj točno so tu odvodi v vseh treh smereh, ne pa pri tlaku?)

Telesne sile:

V splošnem je tukaj lahko veliko različnih sil, tu pa bomo upoštevali le gravitacijo (ko bomo začeli z modeliranjem atmosfere, bo ključno, da upoštevamo še Coriolisovo silo). Gravitacijska sila v primeru tokov

$$\frac{F}{V} = \frac{mg}{V} = \frac{\rho V g}{V} = \rho g.$$

Ko združimo vse tri sile, dobimo enačbo

$$\rho \frac{Du}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + \rho g.$$

Če upoštevamo, da je hitrost vektorsko polje, imamo tri komponente hitrosti, zato 3 enačbe

$$\begin{aligned}\rho \frac{Du}{Dt} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + \rho g_x \\ \rho \frac{Dv}{Dt} &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + \rho g_y \\ \rho \frac{Dw}{Dt} &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \rho g_z\end{aligned}$$

Kompaktno lahko zapišemo

$$\rho \frac{DU}{Dt} = -\nabla p + \mu \nabla^2 U + \rho g,$$

kjer je $U = (u, v, w)$ in $g = (g_x, g_y, g_z)$. Tem enačbam pravimo Navier-Stokesove enačbe. Običajno se zadnjo enačbo deli z gostoto ρ in uvede **kinematično viskoznost** $\nu = \frac{\mu}{\rho}$. V nadaljevanju bomo uporabljali u za vektor hitrosti in se enačba glasi

$$\frac{Du}{Dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla)u = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 u + \rho g. \quad (1.9)$$

Opomba 1.5.

- Če ne poznamo telesnih sil ali jih imamo več, v zadnji enačbi sumand zamenjamo z f .
- Količine deljene z gostoto, imenujemo kinematične količine.

1.4 Zakon o ohranitvi vrtničnosti

Omenimo še količino vrtničenja. Kot že ime pove, je to količina, ki opisuje vrtenje toka okoli neke točke.

Definicija 1.6. Naj bo u vektor hitrosti. Vrtničenje ω je rotor polja u

$$\omega \equiv \nabla \times u. \quad (1.10)$$

Ohranitveno enačbo za ω dobimo preko Navier-Stokesove enačbe. Predpostavimo, da je vektorsko polje $u \in C^2$ na poljubni domeni. Vzamemo rotor enačbe (1.9):

$$\begin{aligned}\nabla \times \left(\frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla)u \right) &= \nabla \times \left(-\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 u + f \right) \\ \frac{\partial \omega}{\partial t} + \nabla \times ((u \cdot \nabla)u) &= -\frac{1}{\rho} \nabla \times (\nabla p) + \nu \nabla^2 \omega + \nabla \times f\end{aligned}$$

Dobro znano dejstvo je, da je rotor gradienta skalarne funkcije 0, torej je $\nabla \times (\nabla p) = 0$. Poenostavimo člen s hitrostjo. Iz dvojnega vektorskega produkta dobimo

$$\begin{aligned}u \times (\nabla \times u) &= \nabla(u \cdot u) - (u \cdot \nabla)u \\ \implies (u \cdot \nabla)u &= \nabla(u \cdot u) - u \times \underbrace{(\nabla \times u)}_{=\omega}\end{aligned}$$

Vzamemo rotor zadnje enakosti:

$$\begin{aligned}
\nabla \times (u \cdot \nabla)u &= \underbrace{\nabla \times (\nabla(u \cdot u))}_{=0} - \nabla \times (u \times \omega) \\
&= \nabla \times (\omega \times u) \\
&= (u \cdot \nabla)\omega - (\omega \cdot \nabla)u + \underbrace{\omega (\nabla \cdot u)}_{=0 \text{ po (1.6)}} + \underbrace{u (\nabla \cdot \omega)}_{=0}
\end{aligned}$$

Vstavimo v prvotno enačbo

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (u \cdot \nabla)\omega + (\omega \cdot \nabla)u - (\omega \cdot \nabla)u + u(\nabla \cdot \omega) = \nu \nabla^2 \omega + \nabla \times f$$

Enačba, ki nam zakaon opiše

$$\frac{D\omega}{Dt} = \frac{\partial \omega}{\partial t} + (u \cdot \nabla)\omega = (\omega \cdot \nabla)u + \nu \nabla^2 \omega + \nabla \times f. \quad (1.11)$$

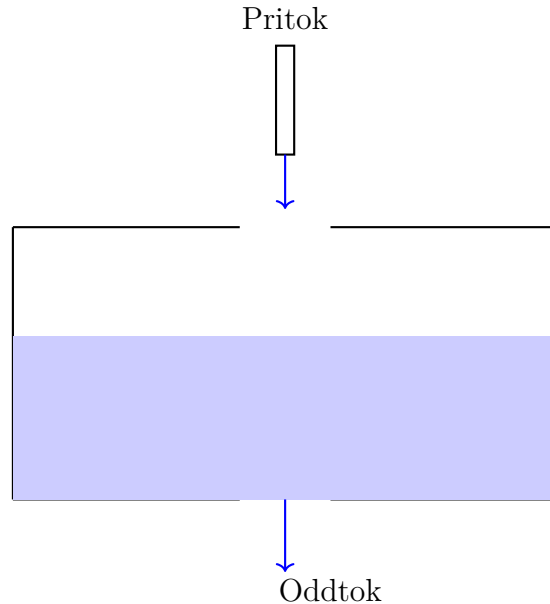
1.5 Zakon o ohranitvi skalarja

Sedaj bomo posplošili zakon o ohranitvi mase, za poljubno zvezno odvedljivo skalaro polje $c : \mathbb{R} \times \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}$. Začnemo z enako enačbo kot pri zakonu o ohranitvi mase, le, da dodamo še dva dodatna člena. Ta člena sta F - vektorsko polje, za pretok oz. prenos skalarja c in H - izvor za skalar c . V integralski obliki dobimo zapis:

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} c \, dV = - \int_S \vec{F} \cdot d\vec{S} - \int_S c \vec{u} \, d\vec{S} + \int_{\Omega} H \, dV, \quad (1.12)$$

kjer je Ω omejena domena in $S = \partial\Omega$. Prva dva člena imata negativen predznak, ker skalar odteka. Če je $H < 0$ potem imamo oddtok skalarja, če pa je $H > 0$ imamo pritok skalarja.

Primer 1.7. Enostaven primer, ki pokaže pomen količine H . Pri zgornji luknji imamo pritok mase (tekočine) in v tem primeru je $H_p > 0$, med tem ko imamo v spodnji luknji oddtok mase (tekočine) in je $H_0 > 0$. Celotni H lahko zapišemo kot



◇

Zapišemo diferencialno enačbo za zgornjo integralsko enačbo. Po Stokesovem izreku:

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} \int_{\Omega} c \, dV &= - \int_S \vec{F} \cdot d\vec{S} - \int_S c \vec{u} \cdot d\vec{S} + \int_{\Omega} H \, dV \\ \int_{\Omega} \frac{\partial c}{\partial t} \, dV &= - \int_{\Omega} \nabla \cdot (\vec{F} + c\vec{u}) - H \, dV.\end{aligned}$$

Z istim argumentom kot pri zakonu o ohranitvi mase (referenca na trditev iz tega razdelka), dobimo :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{F} + c\vec{u}) - H = 0. \quad (1.13)$$

Poglejmo si dva primera

Primer 1.8.

- Zakon o ohranitvi mase: vzamemo $c = \rho$, $F = 0$ (masa je statična, se ne prevaja) in $H = 0$ (masa se ustvari ali uniči). Dobimo

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

kar je ista enačba, kot smo dobili v prejšnjem razdelku.

- Zakon o ohranitvi energije (toplote): sedaj vzamemo skalarno polje $c = pc_p T$, kjer so c_p - specifična toplota (konstanta), p - konstanten tlak in T - skalarno polje temperature. Ker ima toplota prevodne lastnosti, je $F \neq 0$ in zanj velja $F = -k \nabla T$, kjer je k - konstanta toplotne prevodnosti. Predpostavimo, da je $H = 0$, čeprav v splošnem to ni nujno res, saj lahko na primer trenje zraka pri visokih hitrostih ali sevanje dvigneta temperaturo. Ohranitve enačba je

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (T \vec{u}) = \kappa \nabla^2 T, \quad (1.14)$$

kjer je $\kappa = \frac{k}{pc_p}$. Če je dodatno hitrost u konstantna za ∇ ("ohranitev mase"), lahko enačbo zapišemo preko materialnega odvoda

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla T = \kappa \nabla^2 T \quad (1.15)$$

◇

Za našo uporabo v nadaljevanju bo dovolj, če omejimo na naslednje predpostavke

- Vektorsko polje F je potencialno tj. $F = -\gamma \nabla c$.
- Nimamo izvorov oz. $H = 0$.

Torej bo za nas enačba o ohranitvi skalarja

$$\frac{Dc}{Dt} = \frac{\partial c}{\partial t} + u \cdot \nabla c = \gamma \nabla^2 c. \quad (1.16)$$

1.6 Lastnosti turbulence

V tem razdelku si bomo pogledali nekaj lastnosti turbulence oz. nekaj posledic ohranitvenih zakonov iz prejšnjega razdelka. Ker je turbulenca še vedno močno področje raziskovanja so nekateri zakoni, ki jih bomo omenili, empirično izpeljani.

1.6.1 Reynoldsovo število

Pri analizi fizikalnih enačb pogosto pride prav, da se znebimo enot, saj to razkrije parametre, ki so ključni pri analizi karakteristik sistema, ki ga enačbe opisujejo. Začnemo z Navier-Stokesovo enačbo (1.9), kjer namesto sile teže, zapišemo poljubno zunanjo silo f :

$$\rho \frac{Du}{Dt} = -\nabla p + \mu \nabla^2 u + f.$$

Enačba, ki jo želimo analizirati ima enoto $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-2}$. Uvedemo formalni spremenljivki U - karakteristična hitrost in L - karakteristična dolžina. Nastavimo nove spremenljivke

$$\tilde{u} = \frac{u}{U}, \quad \tilde{p} = \frac{p}{\rho U^2}, \quad \tilde{f} = f \frac{\rho L}{U^2}, \quad \frac{\partial}{\partial \tilde{t}} = \frac{L}{U} \frac{\partial}{\partial t}, \quad \tilde{\nabla} = L \nabla.$$

Vstavimo v enačbo:

$$\begin{aligned} \rho \frac{D\tilde{u}}{D\tilde{t}} &= \rho \frac{U^2}{L} \frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \tilde{u} + \rho \frac{U^2}{L} (\tilde{u} \cdot \tilde{\nabla}) \tilde{u} = -\frac{\rho U^2}{L} \tilde{\nabla} \tilde{p} + \frac{\mu U}{L^2} \tilde{\nabla}^2 \tilde{u} + \frac{U^2 \rho}{L} \tilde{f} \\ \frac{D\tilde{u}}{D\tilde{t}} &= \frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \tilde{u} + (\tilde{u} \cdot \tilde{\nabla}) \tilde{u} = -\tilde{\nabla} \tilde{p} + \frac{\mu}{\rho U L} \tilde{\nabla}^2 \tilde{u} + \tilde{f}. \end{aligned}$$

V enačbi nam ostane le ena konstanta, ki jo imenujemo Reynoldsovo število Re . Tej enačbi pravimo brezdimenzijska Navier-Stokesova enačba.

$$Re = \frac{\rho U L}{\mu} = \frac{U L}{\nu}. \quad (1.17)$$

Izbera konstant U in L je odvisna od konteksta. Kot bomo prikazali v uvodu, se turbulenca pri pojavlja pri zelo različnih velikostnih skalah, zato je smiselno, da lahko L (in prav tako U) zelo različne smiselne izbire. Vendar pa se izkaže, da se turbulenca pojavi pri velikih Reynoldsovih številih, ne glede na izbiro U in L . Ko pošljemo $Re \rightarrow \infty$ se brezdimenzijska enačba zreducira v (izpustimo tilde)

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla) u + \nabla p = f. \quad (1.18)$$

Tej enačbi pravimo Eulerjeva enačba. Vidimo, da dinamična viskoznost nima več vpliva oz. je zelo majhen, kar pomeni, da na turbulenco nima velika vpliva.

Izbera transformacij, ki smo jih naredili na Navier-Stokesovi ni enolična, in je, kot izbira konstant U in L , odvisna od konteksta. Poglejmo, kaj se zgodi za majhna Reynoldsova števila. V tem primeru, če brezdimenzijsko enačbo pomnožimo z Re in

pošljemo $Re \rightarrow 0$ se enačba zreducira na $\nabla u = 0$, s čimer ne dobimo nobene nove informacije. Z drugačno transformacijo, lahko kljub temu izluščimo novo informacijo. Ni težko pokazati, da je boljša izbira enačba

$$Re \frac{D\tilde{u}}{Dt} = -\tilde{\nabla}\tilde{p} + \tilde{\nabla}^2\tilde{u} + \tilde{f} \quad (1.19)$$

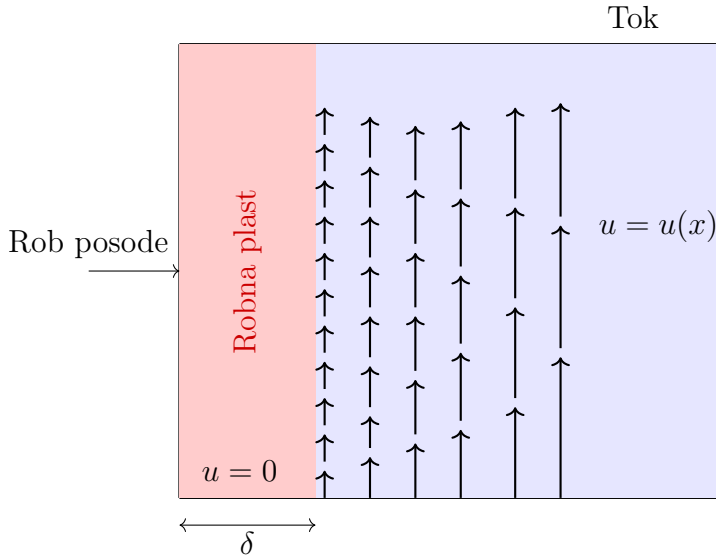
V limiti $Re \rightarrow 0$:

$$-\tilde{\nabla}\tilde{p} + \tilde{\nabla}^2\tilde{u} + \tilde{f} = 0.$$

Če poznamo tlak \tilde{p} in je \tilde{f} neodvisen od (recimo v primeru sile teže), dobimo Poissonovo enačbo za u , kar je lažje rešiti kot v primeru velikih Reynoldsovih števil. Malo bolj zanimiva opazka je, da je enačba neodvisna od časa. To pomeni, da lahko določen proces, na primer mešanje snovi v tekočini, lahko preobrnemo, to je snovi lahko "odmešamo".

1.6.2 Kinetična energija in viskozna disipativnost

Sedaj si bomo pogledali še eno pomembno lastnost turbulenc, ki ji pravimo disipativnost. Privzeli bomo predpostavko, da je hitrost na robu območja enaka 0 oz. $u|_{\partial\Omega} = 0$. Empirično se izkaže se, da je ta predpostavka smiselna. Če si predstavljamo posodo z vodnim tokom, spodnja skica prikaže, ko se bližamo robu posode, je trenje med tekočino in robom posode vedno večje, in posledično, hitrost tekočine manjša. Ustvari se tanka plast, ki jo imenujemo **robna plast** (eng. boundary layer). Koncept bomo bolj natančno obravnavali kasneje, saj se v območjih ki nimajo jasnega roba (v atmosferi) pojavijo novi zapleti.



Slika 4: Posoda, kjer imamo robno plast širine δ in tokovnice u , katerih hitrost se večja, bolj kot smo stran od roba.

Ponovno začnemo z Navier-Stokesovo enačbo, vendar predpostavimo, da nimamo vpliva zunanjih sil tj. $f = 0$.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla)u = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \nu\nabla^2 u.$$

Enačbo skalarno pomnožimo s hitrostjo u

$$u \cdot \frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla)|u|^2 = -\frac{1}{\rho}(u \cdot \nabla p) + \nu(u \cdot \nabla^2 u)$$

Zapišimo vsak člen preko diferencialnega operatorja. Prvi in tretji člen ni težko zapisati preko gradienta:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} u^2 \right) = u \cdot \frac{\partial u}{\partial t}.$$

in

$$\nabla \cdot (up) = p \underbrace{\nabla \cdot u}_{=0} + u \cdot (\nabla p) = u \cdot (\nabla p)$$

Za drugi člen, uporabimo pravilo produkta za gradient

$$\nabla \cdot (|u|^2 u) = \nabla(|u|^2) \cdot u + |u|^2 \underbrace{(\nabla \cdot u)}_{=0} = (2(u \cdot \nabla)u)u$$

$$\implies (u \cdot \nabla)|u|^2 = \nabla \cdot \left(\frac{1}{2} |u|^2 u \right).$$

Zadnji člen pa lahko zapišemo kot:

$$u \cdot \nabla^2 u = \nabla \cdot \left((u \cdot \nabla)u - \nabla \left(\frac{1}{2} |u|^2 \right) \right) - |\nabla u|^2,$$

kjer je

$$|\nabla u|^2 = \sum_{i,j=1}^3 \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)^2. \quad (1.20)$$

Dobljeno enakost

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} u^2 \right) + \nabla \cdot \left(\frac{1}{2} |u|^2 u \right) = -\frac{1}{\rho} \nabla(pu) + \nu \nabla \cdot \left((u \cdot \nabla)u - \nabla \left(\frac{1}{2} |u|^2 \right) \right) - \nu |\nabla u|^2$$

integriramo po omejenem območju Ω z robomo $\partial\Omega$:

$$\int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} u^2 \right) dV + \int_{\Omega} \nabla \cdot \left(\frac{1}{2} |u|^2 u + \frac{1}{\rho} pu - \nu(u \cdot \nabla)u + \nu \nabla \left(\frac{1}{2} |u|^2 \right) \right) dV = \int_V -\nu |\nabla u|^2 d\Omega.$$

Po izreku o divergenci:

$$\int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} u^2 \right) dV + \int_{\partial\Omega} \frac{1}{2} |u|^2 u + \frac{1}{\rho} pu - \nu(u \cdot \nabla)u + \nu \nabla \left(\frac{1}{2} |u|^2 \right) d\vec{S} = \int_{\Omega} -\nu |\nabla u|^2 dV.$$

Ker smo prevzeli robni pogoj $u|_{\partial\Omega} = 0$, srednji člen odpade in nam ostane

$$\int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} u^2 \right) dV = - \int_{\Omega} \nu |\nabla u|^2 dV$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \frac{1}{2} u^2 dV = -\nu \int_{\Omega} |\nabla u|^2 dV$$

Kako interpretiramo dani rezultat? Levi stran enakosti nam pove, kako se kinetična energija v območju Ω spreminja s časom. Desni člen je negativen, saj je integrand pozitiven. Torej kinetična energija toka s časom pada in prehaja v toploto.

Lahko pa povemo še malo več. Naj bo $f \neq 0$ in ponovimo postopek. Dobimo identično enačbo, le da vsebuje še delo zunanje sile

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \frac{1}{2} u^2 dV = -\nu \int_{\Omega} |\nabla u|^2 dV + \int_{\Omega} u \cdot f dV.$$

Če se kinetična energija s časom ne spreminja (miruje) tj. $\frac{\partial}{\partial t} u^2 = 0$:

$$\nu \int_{\Omega} |\nabla u|^2 dV = \int_{\Omega} u \cdot f dV.$$

Ta enakost nam sedaj pove, da je v primeru ko se kinetična energija ohranja, da je energija, ki odhaja iz sistema enaka energiji, ki jo dovajamo z delom telesne sile f . Ta rezultat nam da namig, da smo na pravi poti, kar se tiče analize turbulence in tokov nasplošno, saj je ugotovljeno ekvivalentno 1. zakonu termodinamike:

Definicija 1.9 (1. Zakon termodinamike). Naj bo Ω sistem oz. omejeno območje. Potem je sprememba energije (E) sistema, enaka energiji vhodne (E_{in}) in izhodne energije (E_{out})

$$\Delta E = E_{\text{in}} + E_{\text{out}}. \quad (1.21)$$

Definicija 1.10. Naj bo u rešitev Navier-Stokesove enačbe in zadošča zakonu o ohranitvi mase. Potem je viskozna disipativnost

$$\epsilon = \nu |\nabla u|^2. \quad (1.22)$$

1.6.3 Velikostne skale

Ključna ugotovitev v prvi polovici 20. stoletja, ki je spremenila, kako so ljudje gledali na turbulenco je, da se kljub njenemu kaotičnemu obnašanju, pojavijo urejene strukture. To so vrtinci. V zadnjem razdelku smo videli, da energija pada s časom, na poljubni domeni Ω . Jasno je, če je domena večja, bo večji oddok/prenos energije. Če je turbulenten tok sestavljen iz vrtincev, se pojavi vprašanje kako veliki oz. majhni so taki vrtinci? Ključni so vrtinci "najmanjših" velikosti zaradi naslednjega mehanizma: energija vrtinca se manjša in se prenaša na manjše vrtince. Ta postopek se ponavlja, dokler ne pridemo do vrtincev velikosti, pri katerih se energija ne prenese več na manjše vrtince ampak se zaradi viskoznosti energija začne pretvarjati v toploto. Tem vrtincem pravimo **disipativni vrtinci**.

Še ena opazka: ko govorimo o velikih vrtincih, govorimo tudi o velikih Reynoldsovih številih oz. $Re \gg 1$. Spomnimo se, da smo iz brezdimenzijske Navier-Stokesove enačbe dobili Eulerjevo enačbo 1.18, ki ne vsebuje viskoznega člena. To pomeni, da je $\nu \nabla^2 u \approx 0 \implies \epsilon \approx \text{const.}$ Zato bomo v nadaljevanju predpostavili, da je viskozna disipativnost konstanta (do katerih velikostih ima ta predpostavka smisel?).

Označimo z ℓ premer poljubnega vrtnica in z u povprečna hitrost vrtnica. Definiramo turbulentno Reynoldsovo število $R_t = \frac{u\ell}{\nu}$. V splošnem velja $Re > R_t$, vendar sta primerljiva, zato $R_t \gg 1$.

Ker smo videli kako pomembna je količina ϵ , jo bomo povezali s količinama ℓ in u breko dimenzijske analize. Enota za $\frac{\partial u}{\partial x_i}$, kjer je $i = 1, 2, 3$, je $\frac{m}{s \cdot m} = \frac{1}{s}$, zato je enota za $[\nabla u]^2 = \frac{1}{s^2}$. Enota za ϵ je

$$[\epsilon] = \nu |\nabla u|^2 = \frac{m^2}{s} \frac{1}{s^2} = \frac{m^2}{s^3}.$$

Za primerno izbran čas τ dobimo oceno

$$\epsilon \sim \frac{\ell^2}{\tau^3} = \frac{u^2}{\tau} = \frac{u^3}{\ell}, \quad (1.23)$$

kjer je $u = \frac{\ell}{\tau}$.

(Paradoks: zakaj je ta izraz neodvisen od ν medtem ko je definicija odvisna od ν). Se pa izkaže, da to najboljši način za ocenjevanje velikosti vrtincev. Velik preskok je naredil Andrej Nikolajevič Kolmogorov, ki je postavil hipotezo, da sta hitrost v in dolžina η disipativnih vrtincev odvisna le od viskozne disipativnosti ϵ in kinematične viskoznosti ν . Poiščimo izraz zanj.

Razdalja η se začne, ko začne prevladovati viskozni del Navier-Stokesove enačbe

$$\nu \nabla^2 u > (u \cdot \nabla)u.$$

Aproksimiramo vsakekga posebj preko brezdimenzijske analize

$$\nu \nabla^2 u \sim \nu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \sim \frac{\nu u}{\ell} = \frac{\nu}{\ell \tau}.$$

$$(u \cdot \nabla)u \sim \frac{u^2}{\ell} \sim \frac{\ell}{\tau}$$

$$\implies \nu \nabla^2 u > (u \cdot \nabla)u \iff \frac{\nu}{\ell \tau} > \frac{\ell}{\tau} \iff \ell^2 < \nu \tau.$$

Iz izraza 1.23 izpostavimo τ , kar nam da:

$$l^2 < \nu \tau = \nu \left(\frac{\ell^2}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{3}} \iff l < \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}}.$$

Neenakost, nam da območje velikosti vrtincev, ki nimajo za modeliranje velikega pomena. Zgornja meja hitrosti teh vrtincev:

$$\begin{aligned} v^3 &= \ell \epsilon = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \epsilon = (\epsilon \nu)^{\frac{3}{4}} \\ \implies v &= (\epsilon \nu)^{\frac{1}{4}}. \end{aligned}$$

Definicija 1.11. Naj bosta ν viskoznost in ϵ viskozna disipativnost. Definiramo Kolmogorovo hitrostno skalo

$$v = (\epsilon \nu)^{\frac{1}{4}}. \quad (1.24)$$

in Kolmogorovo dolžinsko skalo

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (1.25)$$

To sta velikost in hitrost najmanjšega možnega vrtnica.

Poglejmo si nekaj posledic. Reynoldsovo število disipativnih vrtincev je

$$R_t = \frac{v\eta}{\nu} = (\epsilon\nu)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{1}{\nu} = 1$$

kar se sklada s z domnevo da ima viskoznost velik vpliv. Poglejmo še koliko večji in hitrejši so veliki vrtinci:

$$\begin{aligned} \frac{\ell}{\eta} &= \frac{l\epsilon^{\frac{1}{4}}}{\nu^{\frac{3}{4}}} \stackrel{1,23}{\sim} \frac{\ell u^{\frac{3}{4}}}{\ell^{\frac{1}{4}}\nu^{\frac{3}{4}}} = \left(\frac{u\ell}{\nu} \right)^{\frac{3}{4}} = R_t^{\frac{3}{4}}, \\ \frac{u}{v} &= \frac{u}{(\epsilon\nu)^{\frac{1}{4}}} \stackrel{1,23}{\sim} \frac{u}{\left(\frac{(\ell^3\eta)}{\ell} \right)^{\frac{1}{4}}} = \left(\frac{u\ell}{\nu} \right)^{\frac{1}{4}} = R_t^{\frac{1}{4}}. \end{aligned}$$

Ker je $R_t \gg 1$, nam izračun nam pove, da so disipativni vrtinci občutno manjši in počasnejši od energijsko bogatih vrtincev.

Primer 1.12. Tipična hitrost in velikost vrtinca v robni plasti atmosfere sta $u \sim 1 \frac{m}{s}$ in $l \sim 10^3 m$ viskoznost zraka pa je $\nu \sim 10^{-5} \frac{kg}{ms}$. Torej je $R_t \sim 10^8$, kar nam da oceni za hitrost in velikost disipativnih vrtincev $u \sim 10^{-2} \frac{m}{s}$ in $\eta \sim 10^{-3} m$. \diamond

Z znanjem ki smo ga pridobili do sedaj lahko hitro pokažemo problem modeliranja turbulence direktno preko Navier-Stokesovih enačb. Ker so najmanjši smiselne dolžine velikosti η , velikost območja, ki ga želimo modelirati naj bo L . Po zgornjem razmisleku, je število potrebnih točk

$$N = \left(\frac{L}{\eta} \right) \sim R_t^{\frac{3}{4}}$$

oz. v treh dimenzijah

$$N = \left(\frac{L}{\eta} \right)^3 \sim R_t^{\frac{9}{4}}.$$

Iz zadnjega primera hitro postane jasno, da je modeliranje direktno preko danih enačb povsem nepraktično, saj je število potrebnih točk približno $N \sim (10^8)^{\frac{9}{4}} = 10^{18}$. Zato so direktne numerične simulacije uporabljajo le za manjša območja, naprimer $R_t \sim 1000$, torej $N \sim 10^{\frac{27}{4}} \sim 10^7$, kar še vedno ni majhna številka.

2 Large eddy simulacije

Nakoncu zadnjega poglavja smo videli, da je direktno reševanje Navier-Stokesovih enačb za velike vrtince oz. tri dimenzionalno turbulentno gibanje tokov. V tem poglavju bomo spoznali orodja s katerimi bomo enačbe, ki opisujejo dane tokove, priredili na tak način, da bomo lahko bolj učinkovito rešili enačba. Simulacije velikih vrtincev (eng. Large eddy simulations) oz. LES razdelimo na štiri korake

- i) Spoznali bomo kocept povprečenja in kako tok razcepimo na dva dela: povprečni del in spremenljivi del. Povprečni del bo predstavljal hitrostno polje velikih vrtincev. Osredotočili se bomo na posebno vrsto povprečja, to je filtracija.
- ii) Preko filtracije Navier-Stokesovih enačb dobimo nove enačbe, ki jih bomo uporabili za numerično reševanje.
- iii) Zaprtje novih enačb. Pri prejšnji točki dobimo nove člene v enačbi, kar povzroči, da imamo več spremenljivk kot enačb. Problem bomo rešili z modeliranjem novih členov.
- iv) Numerično rešimo zaprt sistem enačb, ki opisuje tok.

To je najbolj splošen pristop, je pa pomembno navesti, da obstaja več podvrst LES, ki so odvisne od kompleksnosti in velikosti območja, ki ga obravnavamo.

2.1 Povprečja

Vse odvisne spremenljivke, hitrost, vrtinčnost, tlak, temperatura . . . , so turbulentne. Intuitivno to pomeni, da so v prostori neenakomerno porazdeljene in v vsaki točki v opazovanem območju kaotično oscilirajo. Zaradi naključnega obnašanja je pogosto smiselno turbulenco analizirati z vidika statistike. V delu se temu ne bomo posvetili, omenimo zaradi povprečja, ki temelji na več ponovitvah istega poskusa.

Ideja za povprečji je, da hitrostno polje $U(x, t)$ razcepimo na povprečni del $\bar{U}(x, t)$ in oscilirajoči del $u(x, t)$.

$$U(x, t) = \bar{U}(x, t) + u(x, t). \quad (2.1)$$

Temu razcepu pravimo Reynoldsov razcep.

Zapišimo nekaj lastnosti, ki jih želimo od povprečji. Naj bosta U in V dva tokova in $\alpha, \beta \in \mathbb{R}$:

- i) Linearnost:

$$\overline{\alpha U + \beta V} = \alpha \bar{U} + \beta \bar{V}.$$

- ii) Povprečje konstante C je C :

$$\bar{C} = C.$$

- iii) Idempotentnost:

$$\overline{\bar{U}} = \bar{U}.$$

iv) Povprečje oscilirajočega dela je 0:

$$\bar{u} = \overline{U - \bar{U}} = 0.$$

v) Pravilo produkta:

$$\overline{U \cdot V} = \bar{U} \cdot \bar{V}.$$

vi) Komutiranje z odvajanjem:

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial x_i} = \bar{\frac{\partial U}{\partial x_i}}.$$

Lema 2.1. Če velja lastnost i) potem je iii) \iff iv)

Dokaz.

$$\bar{\bar{U}} = \bar{U} \iff 0 = \bar{U} - \bar{\bar{U}} \stackrel{i)}{=} \overline{U - \bar{U}}.$$

□

2.1.1 Ansambelsko povprečje

Recimo, da opravljamo eksperiment in dobimo nek rezultat. Pogostokrat zaradi napak ali zunanjih vplivov ali majhne verjetnosti pojava željenega rezultata poskus večkrat ponovimo in za naš končni rezultat vzamemo povprečje vseh rezultatov. To je ideja za ansambelskim povprečenjem.

Pri tokovih turbulenca predstavlja naša odstopanja ali šum oz. kaotičen del. Ker se pri zelo majhnih začetnih pogojih, tok lahko zelo spremeni, nam vsaka ponovitev poskusa, da novo rešitev, lahko zgleda zelo drugačna od prejšnje in naslednje. Tem ponovitvam pravimo realizacije in označimo $U(x, t; \alpha)$, za $\alpha \in \mathbb{N}$ realizacijsko število.

Definicija 2.2. Ansambelsko povprečje toka U je

$$U^{\text{avg}}(x, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N U(x, t; \alpha). \quad (2.2)$$

Bolj formalno, na $U(x, t; \alpha)$ gledamo kot slučajni vektor, in zaporedje $U(x, t; 1)$, $U(x, t; 2) \dots, U(x, t; n)$ je zaporedje neodvisno, enako porazdeljenih slučajnih vektorjev. Pričakovana vrednost $E(U_i) = \mu$ za vsak $i \in \mathbb{N}$, zato je po zakonu velikih števil Ansambelsko povprečje konvergentno.

Ansambelsko povprečje zadošča vsem lastnostim i) – vi) zato je temelj za Reynoldsovo-povprečene Navier-Stokesove simulacije (RANS). Omenimo še dve povprečji:

Definicija 2.3. Časovno povprečje je

$$U^T(x, t; T) = \frac{1}{T} \int_0^T U(x, t + \tau) d\tau. \quad (2.3)$$

Definicija 2.4. Prostorsko povprečje je

$$U^T(x, t; L) = \frac{1}{L} \int_0^L U(x + s, t) ds. \quad (2.4)$$

Čeprav so ta povprečja na prvi pogleda nepovazana, pa se v praksi izkaže, da imajo poseben pomen. Naj bo polje U stacionarno tj. $U(x, t) = U(x)$ ali homogeno oz. $U(x, t) = U(t)$. Intuitivno bi pričakovali, da je

$$\lim_{T \rightarrow \infty} U^T(x, t; T) = \lim_{T \rightarrow \infty} U^T(x; T) = U^{\text{avg}}(x)$$

oz.

$$\lim_{T \rightarrow \infty} U^S(x, t; S) = \lim_{T \rightarrow \infty} U^S(t; T) = U^{\text{avg}}(t)$$

Če slučajna spremenljivka U oz. hitrostno polje v našem primeru, zadošča obema lastnostima, pravimo, da je U **ergodično**. V računski dinamiki fluidov se pogosto predpostavi, da je turbulenca ergodična. Temu pravimo ergodična hipoteza. Zato ne obstaja dokaz, vendar mnoge numerične simulacije potrjujejo hipotezo in eksperimenti hipotezo potrjujejo.

Ergodičnost se predpostavi, saj je računanje ansambelskega povprečja težavno, ker potrebujemo veliko poskusov za njegov izračun, med tem ko je prostorko ali časovno povprečje dokaj enostavno.

2.1.2 Filtracija

Sedaj se bomo resno posvetili filtraciji, ki je posebna vrsta povprečja.

Definicija 2.5. Naj bo $U : \mathbb{R}^d \times \mathbb{R}^+ \rightarrow \mathbb{R}^3$ vektorsko polje in $G : \mathbb{R}^d \times \mathbb{R}^d \rightarrow \mathbb{R}$. Potem je filter polja U , polje filtrirano polje \bar{U}

$$\bar{U}(x, t) = \int_{\mathbb{R}^d} G(r, x) U(x - r, t) dr. \quad (2.5)$$

Funkciji G pravimo filtracijska funkcija in zadošča normalizacijskem pogoju

$$\int_{\mathbb{R}^d} G(r, x) dr = 1.$$

Definicija 2.6. Naj bo G filtracijska funkcija in U tok. Potem je residualno polje

$$u'(x, t) = U(x, t) - \overline{U(x, t)}. \quad (2.6)$$

Opomba 2.7.

- Polji \bar{U} in u bomo tudi imenovali razrešen del in podfilterska skala.
- Opazimo, da je definicija filtra skoraj identična definiciji konvolucije, le da je U vektorsko polje in ne skalar, kot običajno.
- Zgornji razcep je analogen Reynoldsovem razcepu, glavna razlika je, da residualni del ni nujno enak 0

$$\overline{u'} \neq 0.$$

Trditev 2.8. *Filtracija zadošča lastnostim i), ii) in komutarnju z časovnim odvodom. Če je filtracijska funkcija G homogeno, velja lastnost vi).*

Dokaz. i) Naj bosta U, V vektorski polji, $\alpha, \beta \in \mathbb{R}$ in G filtracijska funkcija

$$\begin{aligned}\overline{\alpha U + \beta V} &= \int_{\mathbb{R}^d} G(r, x)(\alpha U(x - r, t) + \beta V(x - r, t)) \, dr = \\ &= \int_{\mathbb{R}^d} \alpha G(r, x)U(x - r, t) + \beta G(r, x)V(x - r, t) \, dr = \\ &= \alpha \int_{\mathbb{R}^d} G(r, x)U(x - r, t) \, dr + \beta \int_{\mathbb{R}^d} G(r, x)V(x - r, t) \, dr = \\ &= \alpha \overline{U} + \beta \overline{V}\end{aligned}$$

ii) Naj bo $C \in \mathbb{R}^3$ in G filtracijska funkcija

$$\overline{C} = \int_{\mathbb{R}^d} G(r, x)C \, dr = \underbrace{\left(\int_{\mathbb{R}^d} G(r, x) \, dr \right)}_{\text{normalizacijski pogoj}} C = C.$$

vi) Naj bo U odvedljivo vektorsko polje po časovni spremenljivki in G filtracijska funkcija

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}\overline{U}(x, t) &= \frac{d}{dt} \int_{\mathbb{R}^d} G(r, x)U(x - r, t) \, dr = \\ &= \mathcal{F}^{-1} \mathcal{F} \left(\frac{d}{dt} \int_{\mathbb{R}^d} G(r, x)U(x - r, t) \, dr \right) = \\ &= \mathcal{F}^{-1} \left(i\omega \mathcal{F} \left(\int_{\mathbb{R}^d} G(r, x)U(x - r, t) \, dr \right) \right) = \\ &= \mathcal{F}^{-1} (i\omega \hat{G}(\omega, x) \hat{U}(x, \omega)) = \\ &= \mathcal{F}^{-1} (\hat{G}(\omega, x) \cdot (i\omega \hat{U}(x, \omega))) = \\ &= \int_{\mathbb{R}^d} G(r, x) \frac{d}{dt} U(x - r, t) \, dr = \\ &= \frac{d\overline{U}}{dt}.\end{aligned}$$

Odvajamo še po času in predpostavimo, da lahko zamenjamo vrstni red odvajanja in integracije (kateri pogoji so smiselni, da je to izpolnjejo ali si isti kot pri zgornjem izračunu?)

$$\begin{aligned}\frac{d}{dx_i} \overline{U}(x, t) &= \frac{d}{dx_i} \int_{\mathbb{R}^d} G(r, x)U(x - r, t) \, dr = \\ &= \int_{\mathbb{R}^d} \frac{d}{dx_i} (G(r, x)U(x - r, t)) \, dr = \\ &= \int_{\mathbb{R}^d} \frac{dG}{dx_i}(r, x)U(x - r, t) \, dr + \int_{\mathbb{R}^d} G(r, x) \frac{dU}{dx_i}(x - r, t) \, dr = \\ &= \int_{\mathbb{R}^d} \frac{dG}{dx_i}(r, x)U(x - r, t) \, dr + \frac{d\overline{U}}{dx_i}.\end{aligned}$$

G je homogena torej je $G(r, x) = G(r)$, posledično

$$\frac{dG}{dx_i}(r, x) = \frac{dG}{dx_i}(r) = 0$$

in enakost sledi. □

Opomba 2.9.

- Ker je U vektor, integral deluje po komponentah, zato tudi Fourierova transformacija deluje po komponentah.
- V dokazu smo uporabili dejstvo

$$\mathcal{F}(f')(\omega) = i\omega\mathcal{F}(f)(\omega).$$

Poglejmo si dva filtra, ki se pogosto uporabljata. Primera si bomo pogledali v eni dimenziji, kar se enostavno posploši v višje dimenzije. Od sedaj naprej bomo predpostavili, da je G homogeno tj. $G(r, x) = G(r)$. Matematično, je filter sedaj konvolucija, kar običajno zapišemo

$$\overline{U}(x, t) = (U * G)(x, t). \quad (2.7)$$

Iz konvolucijskega izreka dobimo

$$\hat{\overline{U}} = \mathcal{F}(\overline{U})(\xi, t) = \mathcal{F}(U)(\xi, t) \cdot \mathcal{F}(G)(\xi) = \hat{U}(\xi, t) \cdot \hat{G}(\xi). \quad (2.8)$$

Valovni preklopni filter:

Pokazali smo, da filter zadošča lastnostim $i)$, $ii)$ in $vi)$. Ali lahko za pravo izbiro G dodatno zadostimo še kateri od ostalih lastnosti? Zaradi linearnosti filtra, nam ostaneta le dve lastnosti: Indempotentnost in pravilo produkta. Pravilo produkta bo zadoščeno, če bo za pravo funkcijo G , integral multiplikativen. Take funkcije sicer obstajajo, vendar so zelo raznolike in običajno nimajo fizikalnega pomena. Torej nam ostane le indempotentnost. Poglejmo, kako se izraža $\overline{\overline{U}}$ preko konvolucije:

$$\begin{aligned} \overline{\overline{U}}(x, t) &= \int_{\mathbb{R}} G(r) \overline{U}(x - r, t) dr = \\ &= \int_{\mathbb{R}} G(r) \int_{\mathbb{R}} G(s) U(x - r - s, t) ds dr = \\ &= \int_{\mathbb{R}} (G * U)(x - r, t) dr = G * (G * U)(x, t) \\ &\implies \mathcal{F}(\overline{\overline{U}})(\xi, t) = \mathcal{F}(G)^2(\xi) \cdot \mathcal{F}(U)(\xi, t) = \hat{G}^2(\xi) \cdot \hat{U}(\xi, t) \end{aligned}$$

Če želimo, da je G indempotent

$$\begin{aligned} \overline{U} &= \overline{\overline{U}} \\ \hat{U} \hat{G} &= \hat{U} \hat{G}^2 \\ (\hat{G}^2 - \hat{G}) &= 0. \end{aligned}$$

To pomeni, da lahko G zavzame le vrednosti 0 in 1. Preden si pogledamo bolj specifičen primer, si pogledjmo problem preko Fourierove vrste, kar bo pomembno pri analizi

v nadaljevanju. U razvijemo v kompleksno Fourierovo vrsto na intervalu $[0, L]$ za $L > 0$

$$U(x, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n(t) e^{i\kappa_n x}, \quad (2.9)$$

kjer je $\kappa_n = 2\pi \frac{n}{L}$. Filtriramo ta razvoj

$$\begin{aligned} \bar{U}(x, t) &= \int_{\mathbb{R}^d} G(r) U(x - r, t) \, dr = \\ &= \int_{\mathbb{R}^d} G(r) \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n(t) e^{i\kappa_n(x-r)} \, dr = \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n(t) \left(\int_{\mathbb{R}^d} G(r) e^{-i\kappa_n r} \, dr \right) e^{i\kappa_n x} \, dr = \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n(t) \hat{G}(\kappa_n) e^{i\kappa_n x}, \end{aligned}$$

Kot prej je \hat{G} Fourierova transformiranka funkcije G

$$\hat{G}(\kappa) = \int_{\mathbb{R}^d} G(r) e^{-i\kappa r} \, dr$$

in preko inverzne Fourierove transformacije dobimo

$$G(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}^d} \hat{G}(\kappa) e^{i\kappa x} \, d\kappa.$$

Opomba 2.10. V literaturi se \hat{G} pogosto imenuje prenosna funkcija in se označi s T .

Uporabimo filter na \bar{U}

$$\begin{aligned} \bar{\bar{U}}(x, t) &= \int_{\mathbb{R}} G(r) \bar{U}(x - r, t) \, dr = \\ &= \int_{\mathbb{R}} G(r) \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n(t) T(\kappa_n) e^{i\kappa_n(x-r)} \, dr = \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n(t) T(\kappa_n) e^{i\kappa_n x} \int_{\mathbb{R}} G(r) e^{-i\kappa_n r} \, dr = \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n(t) T^2(\kappa_n) e^{i\kappa_n x} \, dr \end{aligned}$$

Primerjamo koeficiente vrst

$$T^2(\kappa_n) = T(\kappa_n), \quad n \in \mathbb{Z}$$

kar se ujema z dosedaj ugotovljenim. Ta je izpeljava pomembna ker uvede količino κ_n , ki jo imenujemo n -to valovno število. To bo ključno za razreševanje polja \bar{U} na diskretni množici (kar je potrebno za numerično modeliranje). Definiramo nizko-prehodno prenosno funkcijo

$$T_c(\kappa) = \begin{cases} 1; & |\kappa| \leq \kappa_c \\ 0; & |\kappa| > \kappa_c \end{cases}$$

$\kappa_c \in \mathbb{R}$ se imenuje **preklopno valovno število**. Sedaj lahko izračunamo filtracijsko funkcijo G

$$\begin{aligned} G(x) &= \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} T_c(\kappa) e^{-i\kappa x} d\kappa = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\kappa_c}^{\kappa_c} e^{-i\kappa x} d\kappa = \\ &= \frac{i}{2\pi x} e^{-i\kappa x} \Big|_{-\kappa_c}^{\kappa_c} = \\ &= \frac{i}{2\pi x} (e^{-i\kappa_c x} - e^{i\kappa_c x}) = \frac{\sin(\kappa_c x)}{\pi x}. \end{aligned}$$

Definicija 2.11. Enodimenzionalni valovno preklopni filter je filter s filtracijsko funkcijo G

$$G(x) = \frac{\sin(\kappa_c x)}{\pi x}. \quad (2.10)$$

To lahko enostavno posplošimo na poljubno dimenzijo

Definicija 2.12. Za $n \in \mathbb{N}$ definiramo n -dimenzionalni valovno preklopno filtracijsko funkcijo G_n

$$G_n(x) = \prod_{i=1}^n G(x_i) = \prod_{i=1}^n \frac{\sin(\kappa_c x_i)}{\pi x_i}. \quad (2.11)$$

Opomba 2.13. Lahko tudi definiramo visoko-prehodno prenosno funkcijo

$$T_c(\kappa) = \begin{cases} 1; & |\kappa| \geq \kappa_c \\ 0; & |\kappa| < \kappa_c, \end{cases}$$

vendar v tem filtracijska funkcija ne obstaja.

Škatlast filter:

Nekoliko bolj naravna filtracijska funkcija, ki nas spomne prostorsko povprečje je škatlasta funkcija

Definicija 2.14. Naj bodo $\Delta > 0$. Škatlasta funkcija je

$$G(x) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta} & ; x \in \left[-\frac{\Delta}{2}, \frac{\Delta}{2}\right] \\ 0 & ; \text{sicer} \end{cases} \quad (2.12)$$

Prenosno funkcijo lahko izračunamo po zgoraj izpeljani formuli, kar nam da

$$T(\kappa) = \frac{\sin(\kappa \frac{\Delta}{2})}{\kappa \frac{\Delta}{2}}.$$

Navedimo še večdimenzionalno škatlasto funkcijo

Definicija 2.15. Naj bodo $\Delta_1, \dots, \Delta_n > 0$. n -dimenzionalna škatlasta funkcija je

$$G(x_1, \dots, x_n) = \begin{cases} \frac{1}{\prod_{i=1}^n \Delta_i} & ; x_i \in \left[-\frac{\Delta_i}{2}, \frac{\Delta_i}{2}\right] \\ 0 & ; \text{sicer} \end{cases} \quad (2.13)$$

Opomba 2.16.

- Temu filtri se tudi pravi lokalno povprečje.
- V literaturi se občasno pojavi tudi nekoliko drugačna definicija. kjer se integrira po krogli namesto po kvadratu.

Gaussov filter: Poglejmo filtracijsko funkcijo, ki se razlikuje od prejšnjih dveh primerov v dveh pogledih. Za filtracijsko funkcijo vzamemo Gaussovo funkcijo, ki za razliko od prejšnjih dveh primeov zvezna in pomembneje pozitivna

Definicija 2.17. Naj bo $\sigma > 0$. Gaussov filter je filter dan z Gaussovo funkcijo

$$G(x_1, \dots, x_n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}. \quad (2.14)$$

oz. n -dimenzionalni Gaussov filter je dan z

$$G(x_1, \dots, x_n) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{n/2}} e^{-\frac{1}{2\sigma^2}(x_1^2 + \dots + x_n^2)} \quad (2.15)$$

2.2 Filtrirani ohranitveni zakoni

Sedaj je čas, da uporabimo filter na enačbah, ki jih želimo numerično rešiti. V razdelku bomo predpostavili, da je filtracijska funkcija homogena, saj bomo potrebovali lastnost komutiranja filtra z odvajanjem. Do nadaljnjega bomo dodatno predpostavili, da je G poljubna, kasneje ko se bomo posvetili natančnejši analizi, jo bomo specificirali.

2.2.1 Filtriran zakon o ohranitvi mase

Zakon:

$$\nabla \cdot U = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial U}{\partial x_i} = 0.$$

Filtrirana enačba

$$\overline{\nabla \cdot U} = \overline{\sum_{i=1}^3 \frac{\partial U}{\partial x_i}} = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial \bar{U}}{\partial x_i} = \nabla \cdot \bar{U} = 0.$$

Filtriran zakon:

$$\nabla \cdot \bar{U} = 0. \quad (2.16)$$

2.2.2 Filtriran zakon o ohranitvi gibalne količine

Zakon:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + (U \cdot \nabla)U = -\frac{1}{\rho} \nabla U + \nu \nabla^2 U + f.$$

Preden enačbo filtriramo, jo bomo preoblikovali, da se znebimo nelinearnega člena $(U \cdot \nabla)U$. Najprej ga razpišemo, po komponentah

$$(U \cdot \nabla)U = \begin{pmatrix} U_1 \frac{\partial U_1}{\partial x_1} + U_2 \frac{\partial U_1}{\partial x_2} + U_3 \frac{\partial U_1}{\partial x_3} \\ U_1 \frac{\partial U_2}{\partial x_1} + U_2 \frac{\partial U_2}{\partial x_2} + U_3 \frac{\partial U_2}{\partial x_3} \\ U_1 \frac{\partial U_3}{\partial x_1} + U_2 \frac{\partial U_3}{\partial x_2} + U_3 \frac{\partial U_3}{\partial x_3} \end{pmatrix} = \left[\sum_{k=1}^3 U_k \frac{\partial U_j}{\partial x_k} \right]_j$$

in pogledamo kako se odvod produkta izraža

$$\sum_{k=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_k} (U_k U_j) = \sum_{k=1}^3 \left(U_k \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + U_j \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right) = (U \cdot \nabla)U + \underbrace{(\nabla \cdot U)}_{\substack{\text{ohranitev} \\ \text{mase} \\ =0}} U = (U \cdot \nabla)U.$$

Levo stran enakosti lahko bolj kompaktno zapišemo

$$\sum_{k=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_k} (U_k U_j) = \nabla \cdot (U_j U) = \nabla \cdot [UU^T]_j = \nabla \odot [UU^T],$$

kjer je $U \times U$ Hadamardov produkt oz. produkt po komponentah

$$A \odot B = [a_j \cdot b_j]_j.$$

Ta zapis ni najbolj praktičen, zato bomo Navier-Stokesovo enačbo filtrirali po komponentah. Za $j \in \{1, 2, 3\}$ imamo

$$\frac{\partial U_j}{\partial t} + \nabla \cdot (U_j U) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_j} + \nu \nabla^2 U_j + f_j.$$

Filtriramo enačbo, kjer upoštevamo, da filtracija komutira z odvajanjem:

$$\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{U}_j \bar{U}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \nu \nabla^2 \bar{U}_j + \bar{f}_j.$$

Enačbo lahko zapišemo še bolj kompaktno, če uporabimo Einsteinovo konvencijo

$$\sum_{i=1}^n a_i b_i = a_i b_i.$$

Filtriran zakon:

$$\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}_i \bar{U}_j}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_j}{\partial x_i \partial x_i} + \bar{f}_j. \quad (2.17)$$

2.2.3 Filtriran zakon o ohranitvi vrtničnosti

Zakon:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (U \cdot \nabla) \omega = (\omega \cdot \nabla) U + \nu \nabla^2 \omega + \nabla \times f.$$

Podobno kot pri Navier-Stokesovih enačbah, bomo prepisali nelinearna člena v bolj primerno obliko

$$(U \cdot \nabla) \omega = \left[\sum_{k=1}^3 U_k \frac{\partial \omega_j}{\partial x_k} \right]_j$$

$$(\omega \cdot \nabla) U = \left[\sum_{k=1}^3 \omega_k \frac{\partial U_j}{\partial x_k} \right]_j.$$

Fiksiramo komponento $j \in \{1, 2, 3\}$ in pogledamo odvod produkta komponent vrtničnosti in hitrostnega polja:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (U_i \cdot \omega_j) = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} (U_i \cdot \omega_j) = \sum_{i=1}^3 \omega_j \frac{\partial U_i}{\partial x_i} + U_i \frac{\partial \omega_j}{\partial x_i} = \omega_j \underbrace{(\nabla \cdot U)}_{\substack{\text{ohranitev} \\ \text{mase} \\ =0}} + (U \cdot \nabla) \omega$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\omega_i \cdot U_j) = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} (\omega_i \cdot U_j) = \sum_{i=1}^3 U_j \frac{\partial \omega_i}{\partial x_i} + \omega_i \frac{\partial U_j}{\partial x_i} = U_j \underbrace{(\nabla \cdot \omega)}_{\substack{\text{divergenca} \\ \text{rotorja} \\ =0}} + (\omega \cdot \nabla) U.$$

Zakon zapisan v komponentnem zapisu je, pri $j \in \{1, 2, 3\}$:

$$\frac{\partial \omega_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (U_i \cdot \omega_j) = \frac{\partial}{\partial x_i} (\omega_i \cdot U_j) + \nu \nabla^2 \omega_j + \tilde{f}_j \quad (2.18)$$

za $\tilde{f}_j = [\nabla \cdot f]_j$.

Filtriran zakon:

$$\frac{\partial \overline{\omega_j}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{U_i \cdot \omega_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{\omega_i \cdot U_j} + \nu \nabla^2 \overline{\omega_j} + \overline{\tilde{f}_j}. \quad (2.19)$$

2.2.4 Filtriran zakon o ohranitvi skalarja

Zakon:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + U \cdot \nabla c = \gamma \nabla^2 c.$$

V tem primeru bo filtracija enostavna, saj lahko zaradi ohranitva mase, polje U potegnemo notraj gradienta in upoštevamo linearno filtracijo.

Filtriran zakon:

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{c} U) = \gamma \nabla^2 \bar{c}. \quad (2.20)$$

2.2.5 Filtriran materialni odvod

Izpeljane enačbe smo sicer prevedli na enačbe primernejše za modeliranje (pomen filtra bomo pokazali v naslednjem razdelku), vendar če, na primer, primerjamo filtrirano in ne filtrirano Navier-Stokesovo enačbo, sta enačbi fundamentalno drugačni, saj imamo v drugem členu v enem primeru odvod skalarja $\overline{U_i U_j}$ v drugem pa odvod produkta skalarjev $U_i U_j$. Radi bi torej v filtrirani enačbi uvedli člen $\overline{U_i} \cdot \overline{U_j}$. Vendar pa se pojavi problem, saj $\overline{U_i U_j} - \overline{U_i} \overline{U_j}$.

Definicija 2.18. Naj bo U vektorsko polje in \overline{U} njena filtracija. Količini

$$\tau_{ij}^R = \overline{U_i U_j} - \overline{U_i} \overline{U_j} \quad (2.21)$$

pravimo **rezidualni napetostni tenzor**.

Iz definicije tenzorja τ^R se naravno pojavita dodatni definiciji

Definicija 2.19. Rezidualna kinetična energija je

$$k_r = \frac{1}{2} \tau_{ii}^R = \frac{1}{2} \text{tr}(\tau^R). \quad (2.22)$$

Definicija 2.20. Izotropni rezidualni napetostni tenzor je dan z

$$\tau_{ij}^{\text{izo}} = \frac{2}{3} k_r \delta_{ij} \quad (2.23)$$

anizotropni rezidualni napetostni tenzor pa z

$$\tau_{ij}^{\text{anizo}} = \tau_{ij}^R - \tau_{ij}^{\text{izo}}. \quad (2.24)$$

Zapišemo filtrirano Navier-Stokesovo enačbo preko teh definicij

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{U_i U_j}}{\partial x_i} &= \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{U_i} \overline{U_j} + \tau_{ij}^R) = \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{U_i} \overline{U_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \tau_{ij}^R \\ \implies \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{U_i} \overline{U_j}}{\partial x_i} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^R}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{U_j}}{\partial x_i \partial x_i} + \overline{f_j}. \end{aligned}$$

Zapišemo še preko τ^{anizo} tenzorja:

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^R}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{U_j}}{\partial x_i \partial x_i} + \overline{f_j} = \\ & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_j} - \frac{\partial (\tau_{ij}^{\text{izo}} + \tau_{ij}^{\text{anizo}})}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{U_j}}{\partial x_i \partial x_i} + \overline{f_j} = \\ & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial (\overline{p} + \rho \tau^{\text{izo}})}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^{\text{anizo}}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{U_j}}{\partial x_i \partial x_i} + \overline{f_j} \\ \implies \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{U_i} \overline{U_j}}{\partial x_i} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^{\text{anizo}}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{U_j}}{\partial x_i \partial x_i} + \overline{f_j}, \end{aligned}$$

kjer je $\overline{P} = \overline{p} + \rho \tau^{\text{izo}}$ modiciran filtriran tlak (zakaj se ga uvede?). Iz te enačbe je jasno kako definirati filtrirani materialni odvod

Definicija 2.21. Filtriran materialni odvod za vektorko polje U je

$$\frac{\overline{D}}{\overline{D}t} = \frac{\partial}{\partial t} + \overline{U} \cdot \nabla. \quad (2.25)$$

2.3 Razreševanje filtriranih polj

Sedaj bomo videli, zakaj smo uvedli filtrirane enačbe, saj če trenutno primerjamo z nefiltriranimi enačbami nevidimo bistvene razlike.

Omejimo, se na enodomenzionalni primer polja u in interval $[0, L)$, $L > 0$. Če polje u evalviramo na $N \in \mathbb{N}$ točkah, nas zanima kolikšen mora biti velik korak $h = \frac{L}{N}$, da lahko primerno aproksimiramo polje u in določimo željene informacije (ekvivaletno lahko fiksiramo korak in določamo število točk N)?

Na to uprašanje bomo odgovorili z uporabo diskretne Fourierove analize.

2.3.1 Diskretna Fourierova analiza

Definicija 2.22. Naj bo $u : [a, b) \rightarrow \mathbb{C}$ periodična funkcija, $a < b$ in $N \in \mathbb{N}$. Diskretna Fourierova transformacija funkcije u je zaporedje

$$U(x(n)) = \sum_{k=0}^{N-1} u(x(k)) e^{\frac{-2\pi kni}{N}}, \quad n = 0, 1, \dots, N-1, \quad (2.26)$$

Inverzna diskretna Fourierova transformacija pa je definirana kot

$$U^{-1}(x(n)) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} u(x(k)) e^{\frac{2\pi kni}{N}}, \quad n = 0, 1, \dots, N-1. \quad (2.27)$$

V obeh primerih je $x(k) = a + \frac{k}{N}(b-a)$, kar bomo označili kot $x_k = x(k)$.

Opomba 2.23. Če funkcijo u iz definicije trasliramo, je dovolj če se omejimo na interval $[0, L]$. V tem primeru je $x(k) = \frac{kL}{N}$.

Pričakovali bi, da imata diskretni Fourierovi transformaciji podobne lastnosti kot klasična Fourierova transformacija, kar povemo z naslednjim izrekom

Izrek 2.24. Naj bo $u : [a, b) \rightarrow \mathbb{C}$ periodična funkcija in $N \in \mathbb{N}$. Potem velja

$$U^{-1}(U(x_n)) = u(x_n) = U(U^{-1}(x_n)). \quad (2.28)$$

Dokaz.

$$\begin{aligned} U^{-1}(U(x_n)) &= \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} U(x_k) e^{\frac{2\pi kni}{N}} = \\ &= \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} u(x_j) e^{\frac{-2\pi ijk}{N}} e^{\frac{2\pi ikn}{N}} = \\ &= \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} u(x_j) e^{\frac{-2\pi ik(n-j)}{N}} = \end{aligned}$$

Označimo $x = e^{\frac{2\pi i(n-j)}{N}}$ in zamenjamo vrstni red seštevanja v zadnji enakosti

$$= \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} u(x_j) \sum_{k=0}^{N-1} x^k.$$

Notranja vsota je geometrijska vsota in je enaka

$$\sum_{k=0}^{N-1} x^k = \begin{cases} \frac{x^N - 1}{x - 1} & ; x \neq 1 \\ N & ; x = 1 \end{cases}$$

Ker je $n - j \in \mathbb{Z}$, je $x^N = e^{2\pi i(n-j)} = 1$, zato lahko dodatno poenostavimo

$$\begin{aligned} \sum_{k=0}^{N-1} x^k &= \begin{cases} 0 & ; x \neq 1 \\ N & ; x = 1 \end{cases} = \begin{cases} 0 & ; j \neq n \\ N & ; j = n \end{cases} = N\delta_{jn} \\ &= \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} u(x_j) \sum_{k=0}^{N-1} x^k = \sum_{j=0}^{N-1} u(x_j) \delta_{jn} = u(x_n). \end{aligned}$$

Enak način dokažemo tudi drugo enakost. □

Poglejmo si še nekaj pomembnih lastnosti diskretne Fourierove transformacije

Trditev 2.25. Naj bo $u : [a, b) \rightarrow \mathbb{C}$ periodična funkcija, $N \in \mathbb{N}$ in $t, n \in \{0, 1, \dots, N-1\}$. Potem veljajo naslednje lastnosti:

i) Periodičnost:

$$U(x_n) = U(x_{n+N}). \quad (2.29)$$

ii) Invarianca za translacijo indeksa:

$$\sum_{k=t}^{N-1+t} u(x_k) e^{\frac{-2\pi i k n}{N}} = \sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) e^{\frac{-2\pi i k n}{N}}. \quad (2.30)$$

iii) Prostorski premik: transformiranka funkcije $u(x - t)$ je

$$U^s(x_n) = U(x_n) e^{\frac{-2\pi i k m t}{N}}. \quad (2.31)$$

iv) Konjugacijska simetrija:

$$\overline{U(x_n)} = U(x_{N-n}). \quad (2.32)$$

v) Plancherel izrek:

$$\sum_{k=0}^{N-1} |u(x_k)|^2 = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} |U(x_k)|^2. \quad (2.33)$$

Dokaz.

i)

$$\begin{aligned} U(x_{n+N}) &= \sum_{k=0}^{N-1} u(x_{k+N}) e^{\frac{-2\pi i k (n+N)}{N}} = \\ &= \sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) e^{\frac{-2\pi i k n}{N}} e^{-2\pi i k} = \\ &= \sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) e^{\frac{-2\pi i k n}{N}} = U(x_n). \end{aligned}$$

ii)

$$\begin{aligned} \sum_{k=t}^{N-1+t} u(x_k) e^{\frac{-2\pi i k n}{N}} &= \sum_{k=0}^{N-1} u(x_{k+t}) e^{\frac{-2\pi i (k+t)n}{N}} = \\ &= \sum_{k=0}^{N-t-1} u(x_{k+t}) e^{\frac{-2\pi i (k+t)n}{N}} + \sum_{k=N-t}^{N-1} u(x_{k+t}) e^{\frac{-2\pi i (k+t)n}{N}} = \end{aligned}$$

Obravnavamo vsako vsoto posebaj:

$$\begin{aligned} \sum_{k=0}^{N-t-1} u(x_{k+t}) e^{\frac{-2\pi i (k+t)n}{N}} &= \sum_{k=t}^{N-1} u(x_k) e^{\frac{-2\pi i k n}{N}} \\ \sum_{k=N-t}^{N-1} u(x_{k+t}) e^{\frac{-2\pi i (k+t)n}{N}} &= \sum_{k=-t}^{-1} u(x_{N+k+t}) e^{\frac{-2\pi i (k+t+N)n}{N}} = \\ &= \sum_{k=-t}^{-1} u(x_{k+t}) e^{\frac{-2\pi i (k+t)n}{N}} \\ &= \sum_{k=0}^{t-1} u(x_k) e^{\frac{-2\pi i k n}{N}} \end{aligned}$$

končna vsota je

$$= \sum_{k=t}^{N-1} u(x_k) e^{\frac{-2\pi i k n}{N}} + \sum_{k=0}^{t-1} u(x_k) e^{\frac{-2\pi i k n}{N}} = \sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) e^{\frac{-2\pi i k n}{N}}$$

iii) Označimo transformiranko od $u(x-t)$ s U^s . Potem je

$$\begin{aligned} U^s(x_n) &= \sum_{k=0}^{N-1} u(x_{k-t}) e^{\frac{-2k\pi i n}{N}} = \\ &= \sum_{k=-t}^{N-1-t} u(x_k) e^{\frac{-2(k+t)\pi i n}{N}} = \\ &= e^{\frac{-2\pi i t n}{N}} \sum_{k=-t}^{N-1-t} u(x_k) e^{\frac{-2k\pi i n}{N}} \stackrel{ii)}{=} \\ &= e^{\frac{-2\pi i t n}{N}} \sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) e^{\frac{-2k\pi i n}{N}} \stackrel{ii)}{=} \\ &= e^{\frac{-2\pi i t n}{N}} U(x_n). \end{aligned}$$

iv)

$$\begin{aligned} \overline{U(x_n)} &= \overline{\sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) e^{\frac{-2\pi i k n}{N}}} = \sum_{k=0}^{N-1} \overline{u(x_k) e^{\frac{-2\pi i k n}{N}}} = \\ &= \sum_{k=0}^{N-1} \overline{u(x_k)} e^{\frac{2\pi i k n}{N}} = \\ &= \sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) e^{-\frac{2\pi i (N-k)n}{N}} = \\ &= U(x_{N-n}). \end{aligned}$$

v)

$$\begin{aligned}
|U(x_n)|^2 &= U(x_n) \overline{U(x_n)} = \\
&= \sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) e^{\frac{-2\pi i k n}{N}} \sum_{j=0}^{N-1} \overline{u(x_j)} e^{\frac{2\pi i j n}{N}} = \\
&= \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} u(x_k) \overline{u(x_j)} e^{\frac{-2\pi i (k-j)n}{N}} = \\
\Rightarrow \sum_{n=0}^{N-1} |U(x_n)|^2 &= \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} u(x_k) \overline{u(x_j)} e^{\frac{-2\pi i (k-j)n}{N}} = \\
&= \sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) \sum_{j=0}^{N-1} \overline{u(x_j)} \sum_{n=0}^{N-1} e^{\frac{-2\pi i (k-j)n}{N}} =
\end{aligned}$$

Kot pri dokazu izreka 2.24 zapišemo

$$\sum_{n=0}^{N-1} e^{\frac{-2\pi i (k-j)n}{N}} = N \delta_{kj}.$$

Dokaz sedaj hitro sledi

$$\begin{aligned}
&= \sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) \sum_{j=0}^{N-1} \overline{u(x_j)} \sum_{n=0}^{N-1} e^{\frac{-2\pi i (k-j)n}{N}} = \\
&= N \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} u(x_k) \overline{u(x_j)} \delta_{kj} = \\
&= N \sum_{k=0}^{N-1} |u(x_k)|^2.
\end{aligned}$$

□

Poglejmo sedaj si pogledimo nekaj posledic dokazanih lastnosti in malo širšo sliko našega cilja.

Očitna ampak močna posledica izreka 2.24 je, da lahko vrednost funkcije zapišemo kot končno vsoto eksponentnih funkcij

$$u(x_n) = \sum_{k=0}^{N-1} a_k e^{\frac{2\pi i k n}{N}}, \tag{2.34}$$

kjer so koeficienti a_k diskretne Fourierove transformiranke

$$a_k = \frac{1}{N} U(x_k) = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} u(x_j) e^{\frac{-2\pi i j k}{N}}. \tag{2.35}$$

Iz definije DFT (diskretne Fourierove transformacije) se spomnimo, da je argument $x_k = \frac{kL}{N}$, kjer je L dolžina intervala. Zapišimo razvoj 2.34 preko tega argumenta

$$e^{\frac{-2\pi i k n}{N}} = e^{\frac{-2\pi k}{L} \frac{nL}{N} i} = e^{i\kappa_k x_n}$$

torej je

$$u(x_n) = \sum_{k=0}^{N-1} a_k e^{i\kappa_k x_n}, \quad (2.36)$$

kjer je $\kappa_k = \frac{2\pi k}{L}$ valovna število ali frekvenca. To število smo že srečali, ko smo govorili o valovnem preklonem filtru, ki se bo pokazalo, da je ključno pri velikosti koraka h za numerično reševanje filtriranih enačb. Še zadnjno spremembo, ki jo opravimo je, da zamaknemo vrsto, da bo (čim bolj) simetrična okoli ničle. Po lastnosti *iii*) lahko zamaknemo indeks seštevanja k za $N/2 - 1$, pri predpostavki, da je N sodo število

$$u(x_n) = \sum_{k=1-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}} a_k e^{i\kappa_k x_n}. \quad (2.37)$$

V praksi se DFS uporablja, ker Fourierovo transformacijo in Fourierovo vrsto le redko kdaj lahko izračunamo analitično. Izkaže se, da pri obravnavanih lahko to naredimo točno

Izrek 2.26. *Naj bo $u : [0, L] \rightarrow \mathbb{R}$ periodična funkcija s periodo $N \in \mathbb{N}$, katere Fourierov razvoj obstaja. Potem je*

$$u(x_n) = \sum_{k=1-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}} a_k e^{i\kappa_k x_n} = \sum_{k=-\infty}^{\infty} b_k e^{i\kappa_k x_n}, \quad (2.38)$$

zveza med koeficienti a_k in b_k je

$$a_k = \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_{k+mN}. \quad (2.39)$$

Dokaz. Razvijemo vrednost $u(x_n)$ v Fourierovo vrsto

$$u(x_n) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} b_k e^{i\kappa_k x_n}$$

in ločimo na dva primera:

- i) Naj bo $b_k = 0$ za $|\kappa_k| \geq \kappa_{\max}$, kjer je $\omega_{\max} = \omega_{N/2}$. Potem je vsota indeksirana od $-(\frac{1}{2} - 1)$ do $\frac{1}{2}N - 1$

$$u(x_n) = \sum_{k=1-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} b_k e^{i\kappa_k x_n}$$

in je očitno, da so $b_k = c_k$.

- ii) Poglejmo si sedaj splošen primer, brez omejitve na koeficiente c_k . Naj bo $k \in \{-(\frac{1}{2}N - 1), \dots, (\frac{1}{2}N - 1)\}$. Po osnovnem izreku o deljenju, poljuben indeks zapišemo kot $k + mN$ za $m \in \mathbb{Z}$. Valovno število za ta indeks je

$$\kappa_{k+mN} = \frac{2\pi(k + mN)}{L} = \frac{2\pi k}{L} + 2m \frac{2\pi \frac{N}{2}}{L} = \kappa_k + 2m\kappa_{\max}$$

EkspONENTI se poenostavijo

$$e^{i\kappa_{k+mN}x_n} = e^{i\kappa_k x_n} e^{2mi\kappa_{\max}x_n} = e^{i\kappa_k x_n} e^{2\pi i k m} = e^{i\kappa_k x_n}$$

Potem se Fourierova vrsta zreducira na

$$\begin{aligned} u(x_n) &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} b_k e^{i\kappa_k x_n} = \\ &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(\sum_{k=1-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} b_{k+mN} e^{i\kappa_{k+mN} x_n} \right) = \\ &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(\sum_{k=1-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} b_{k+mN} e^{i\kappa_k x_n} \right) = \\ &= \sum_{k=1-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} e^{i\kappa_k x_n} \left(\sum_{m=-\infty}^{\infty} b_{k+mN} \right) = \\ &= \sum_{k=1-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} a_k e^{i\kappa_k x_n}, \end{aligned}$$

kjer so koeficienti a_k enaki

$$a_k = \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_{k+mN}.$$

□

Ta rezultat pomeni, da lahko Fourierovo vrsto, ki je v splošnem nemoremo točno izračunati, v tem primeru točno prevedemo na končno vsoto preko diskretne Fourierove transformacije.

Naj bo hitrostno polje $u : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ periodično z periodo L . Potem lahko u razvijemo kot v 2.37:

$$u(x) = \sum_{k=1-\frac{N_{\max}}{2}}^{\frac{N_{\max}}{2}} a_k e^{i\kappa_k x}.$$

za nek $N \in 2\mathbb{N}$, $a_k \in \mathbb{C}$ in $\kappa_k = \frac{2\pi k}{L}$. Za funkcijo u torej potrebujemo vsaj N_{\max} vrednosti, ločene s korakom h_{\max} , $u(nh_{\max})$, $n = 0, 1, 2, \dots, N - 1$, da jo točno predstavimo. Na začetku razdelk smo videli, da je korak h_{\max} dan z

$$h_{\max} = \frac{L}{N_{\max}}.$$

To prevedemo na maksimalno valovno število, ki je pojavi v DFS razvoju

$$h_{\max} = \frac{L}{N_{\max}} = \frac{\pi L}{L\kappa_{N_{\max}/2}} = \frac{\pi}{\kappa_{N_{\max}/2}}.$$

Ker delamo s filtriranimi polji, pogledjmo še Fourierovo vrsto filtriranega polja:

$$\bar{u}(x) = \sum_{k=1-\frac{N_{\max}}{2}}^{\frac{N_{\max}}{2}} \bar{a}_k e^{i\kappa_k x}. \quad (2.40)$$

Da poišemo zvezo med koeficienti a_n in \bar{a}_n , filtriramo polje u

$$\begin{aligned} \bar{u}(x) &= \overline{\sum_{k=1-\frac{N_{\max}}{2}}^{\frac{N_{\max}}{2}} a_k e^{i\kappa_k x}} = \\ &= \sum_{k=1-\frac{N_{\max}}{2}}^{\frac{N_{\max}}{2}} a_k \overline{e^{i\kappa_k x}} = \\ &= \sum_{k=1-\frac{N_{\max}}{2}}^{\frac{N_{\max}}{2}} a_k \int_{\mathbb{R}^n} G(r) \cdot e^{i\kappa_k(x-r)} dr = \\ &= \sum_{k=1-\frac{N_{\max}}{2}}^{\frac{N_{\max}}{2}} a_k e^{i\kappa_k x} \int_{\mathbb{R}^n} G(r) \cdot e^{-i\kappa_k r} dr = \\ &= \sum_{k=1-\frac{N_{\max}}{2}}^{\frac{N_{\max}}{2}} a_k \hat{G}(\kappa_k) e^{i\kappa_k x} \end{aligned}$$

kjer je \hat{G} Fourierova transformiranka filtracijske funkcije G . Zveza med koeficienti je torej

$$\bar{a}_k = \hat{G}(\kappa_k) a_k = T(\kappa_k) a_k. \quad (2.41)$$

Sedaj lahko uporabimo izpeljano teorijo, da določimo velikost koraka h za konkretne filtre v eni dimenziji.

Opomba 2.27. Nauk razdelka, je da lahko polje u točno predstavimo, z končnim naborom vrednosti oz. od neke točke naprej, ne bo dobili nič boljši rezultat, če uporabimo več funkcijskih vrednosti.

2.3.2 Valovno preklonni filter

Spomnimo se, da je valovno preklonni filter je dan z prenosno funkcijo

$$T_c(\kappa) = \begin{cases} 1; & |\kappa| \leq \kappa_c \\ 0; & |\kappa| > \kappa_c \end{cases}$$

za $\kappa_c < \kappa_{\max} = \kappa_{N_{\max}/2}$. κ_c izberemo tako, da je

$$N = \frac{\kappa_c L}{\pi} \in 2\mathbb{N}.$$

Koeficienti \bar{a}_k so enaki

$$\bar{a}_k = \begin{cases} a_k; & |\kappa_k| \leq \kappa_c \\ 0; & |\kappa_k| > \kappa_c \end{cases}$$

Zapišemo pogoje preko vrednosti N

$$|\kappa_k| = \left| \frac{2\pi k}{L} \right| \leq \kappa_c = \frac{N\pi}{L} \implies |k| \leq \frac{N}{2}$$

Torej je

$$\bar{a}_k = \begin{cases} a_k; & |k| \leq \frac{N}{2} \\ 0; & |k| > \frac{N}{2} \end{cases}$$

in Fourierova vrsta filtriranega polja

$$\bar{u}(x) = \sum_{k=1-\frac{1}{2}N}^{\frac{1}{2}N} a_n e^{i\kappa_k x}. \quad (2.42)$$

Brez izgube informacij, lahko vrednosti $\bar{u}(nh)$ predstavimo na mreži z razmikom

$$h = \frac{L}{N} = \frac{\pi}{\kappa_c}. \quad (2.43)$$

Tej dolžini pravimo **karakteristična filterska dolžina** in jo označimo z Δ . Sedaj se prvič vidi bistvo filtracije. Vemo, da za neko število $N \in \mathbb{N}$, lahko u točno predstavimo, vendar je to pogosto neučinkovito, saj, prostorska in časovna zahtevnost zelo hitro raste. Če pa izberemo κ_c primerno majhen, se število členov v vsoti zmanjša. Sicer rešitev zgubi natančnost, vendar pa pridobimo na učinkovitosti reševanja. Kako izbrati mejo (v tem primeru κ_c) t.j. kako natančno želimo, da naša rešitev je in koliko pridobimo na učinkovitosti, bo tema naslednjega poglavja.

2.3.3 Gaussov filter

Sedaj bomo obravnavali Gaussov filter. Uporabimo razvoj 2.40

$$\bar{u}(x) = \sum_{k=1-\frac{N_{\max}}{2}}^{\frac{N_{\max}}{2}} \bar{a}_k e^{i\kappa_k x}$$

in poiščimo koeficiente \bar{a}_k , v odvisnosti od a_k .

$$\begin{aligned} T(\kappa_k) &= \int_{\mathbb{R}} G(r) \cdot e^{-i\kappa_k r} dr = \\ &= \int_{\mathbb{R}} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \cdot e^{-i\kappa_k r} dr = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \int_{\mathbb{R}} e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2} - i\kappa_k r} dr = \end{aligned}$$

Dopolnimo izraz $-\frac{r^2}{2\sigma^2} - i\kappa_k r$ do popolnega kvadrata

$$\begin{aligned} -\frac{r^2}{2\sigma^2} - i\kappa_k r &= -\frac{1}{2\sigma^2}(r^2 + 2\sigma^2 i\kappa_k r) = \\ &= -\frac{1}{2\sigma^2}((r + i\sigma^2 \kappa_k)^2 + \sigma^4 \kappa_k^2) = \\ &= -\left(\frac{r + i\sigma \kappa_k}{\sqrt{2}}\right)^2 - \frac{1}{2}\sigma^2 \kappa_k^2. \end{aligned}$$

Integral postane

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \int_{\mathbb{R}} e^{-\left(\frac{r+i\sigma\kappa_k}{\sqrt{2}}\right)^2 - \frac{1}{2}\sigma^2\kappa_k^2} dr = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{1}{2}\sigma^2\kappa_k^2} \int_{\mathbb{R}} e^{-\left(\frac{r+i\sigma\kappa_k}{\sqrt{2}}\right)^2} dr = \\ &\quad \text{uvedemo } x = \frac{r + i\sigma\kappa_k}{\sqrt{2}} \implies dx = \frac{1}{\sqrt{2}} dr \\ &= \frac{1}{\sigma\sqrt{\pi}} e^{-\frac{1}{2}\sigma^2\kappa_k^2} \int_{\mathbb{R}} e^{-x^2} dx = \frac{1}{\sigma} e^{-\frac{1}{2}\sigma^2\kappa_k^2} \end{aligned}$$

Literatura

- [1] J. C. Wyngaard, *Turbulence in the atmosphere*, Turbulence in the Atmosphere, Cambridge University Press, Cambridge, 2010.