

UNIVERZA V LJUBLJANI
FAKULTETA ZA MATEMATIKO IN FIZIKO

Matematika – 2. stopnja

Uroš Kosmač

**TURBULENCE IN SIMULACIJE VELIKIH
TURBULENTNIH VRTINCEV**

Magistrsko delo

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

Ljubljana, 2025

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	6
1.4	Zakon o ohranitvi vrtnčnosti	9
1.5	Zakon o ohranitvi skalarja	10
1.6	Lastnosti turbulence	12
1.6.1	Reynoldsovo število	12
1.6.2	Kinetična energija in viskozna disipativnost	13
1.6.3	Velikostne skale	15
2	Large eddy simulacije	18
2.1	Povprečja	18
2.1.1	Ansambelsko povprečje	19
2.1.2	Filtracija	20
2.2	Filtrirani ohranitveni zakoni	25
2.2.1	Filtriran zakon o ohranitvi mase	25
2.2.2	Filtriran zakon o ohranitvi gibalne količine	26
2.2.3	Filtriran zakon o ohranitvi vrtnčnosti	27
2.2.4	Filtriran zakon o ohranitvi skalarja	27
2.2.5	Filtriran materialni odvod	28
2.3	Razreševanje filtriranih polj	29
2.3.1	Diskretna Fourierova analiza	29
2.3.2	Valovno preklonni filter	35
2.3.3	Gaussov filter	36
2.3.4	Škatlast filter	37
3	Energija in spektralna analiza	38
3.1	Osnovni pojmi	38
3.2	Hipoteze Kolomogorova	44
3.3	Energijsko spektralna funkcija	45
3.4	Kolmogorov spekter	47
3.5	Napake filtriranih polj	53
4	Modeliranje majhnih skal in problem zaprtja	57
4.1	Modeliranje z invariantami in posledice	57
4.2	Boussinesqova aproksimacija in modeliranje tenzorja τ^R	61
4.2.1	Model Smagorinskega	64
4.2.2	Dinamični model Smagorinskega	64
	Literatura	67

Program dela

Mentor naj napiše program dela skupaj z osnovno literaturo.

Osnovna literatura

1. J. C. Wyngaard, *Turbulence in the atmosphere*, Cambridge University Press, Cambridge, 2010.
2. S. B. Pope, *Turbulent flows*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2000.
3. H. Hanche-Olsen, *The Buckingham Pi Theorem: Dimensional Analysis*, [ogled 19.7.2025], dostopno na <https://hanche.folk.ntnu.no/notes/buckingham/buckingham-a4.pdf>.
4. B. P. Roger Lewandowski, *The Kolmogorov Law of turbulence, What can rigorously be proved ? Part II*, Teh. poročilo, [ogled 16.7.2025], dostopno na <https://hal.science/hal-01244651v1/document>.
5. M. Oberlack, *Invariant modeling in large-eddy simulation of turbulence*, [ogled 19.7.2025], dostopno na <https://web.stanford.edu/group/ctr/ResBriefs97/Oberlack.pdf>.
6. D. Barbi in G. Münster, *Renormalization group analysis of turbulent hydrodynamics*, [ogled 19.7.2025], dostopno na <https://arxiv.org/pdf/1012.0461>.
7. J. Anderson John D., *Computational fluid dynamics: the basics with applications*, McGraw-Hill, New York, 1995.
8. M. Spieg, *Conservation Equations*, Teh. poročilo, [ogled 19.7.2025], dostopno na <https://www.stat.uchicago.edu/~guillaumbal/COURSES/E3102/MSpieg-Conserveq.pdf>.
9. E. Bouchbinder, *Solution to Tensor Analysis (Q1)*, [ogled 19.7.2025], dostopno na <https://www.weizmann.ac.il/chembiophys/bouchbinder/sites/chemphys.bouchbinder/files/uploads/Courses/2023/HW/Q1-TensorsAnalysis-sol.pdf>.
10. M. Rösler, *The Smagorinsky turbulence model*, rosler, magistrsko delo, [ogled 19.7.2025], dostopno na https://wias-berlin.de/people/john/BETREUUNG/bachelor_roesler.pdf.

11. D. Razafindralandy, A. Hamdouni in O. Martin, *New turbulence models preserving symmetries*, symmetries, [ogled 19.7.2025], dostopno na <https://hal.science/hal-00312562v1/document>.
12. C. Foias in dr. *Navier-stokes equations and turbulence*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2001.

Podpis mentorja:

Podpis somentorja:

Turbulence in simulacije velikih turbulentnih vrtincev

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, ki se nanašajo nanjo, še vedno ne znamo odgovoriti. Že vprašanje, kaj je turbulenca, nima univerzalnega odgovora. So pa opažanja in eksperimenti pokazali, da lahko turbulence karakteriziramo z določenimi lastnostmi. To so:

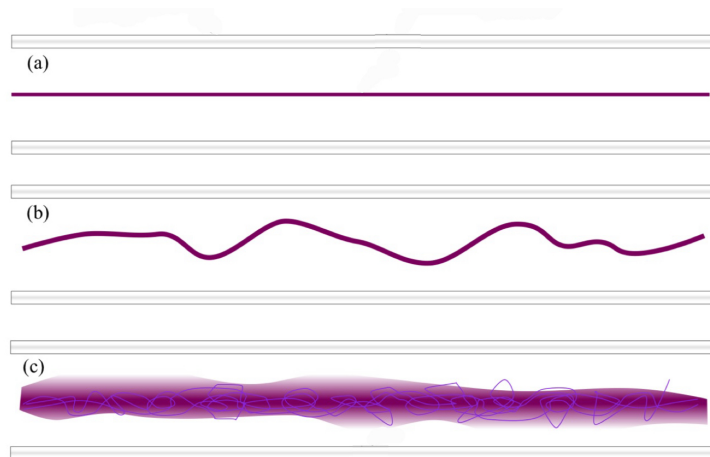
- **Kaotičnost:** Turbulentni tok je kaotičen oz. nepredvidljiv. To pomeni, če začetno stanje toka malo spremenimo (spremenimo hitrost, tlak ...), bo končno stanje popolnoma drugačno, kot pred spremembo. Zato je v praksi zelo težko deterministično napovedati dogajanje. Teoretično obstajajo Navier-Stokesove 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



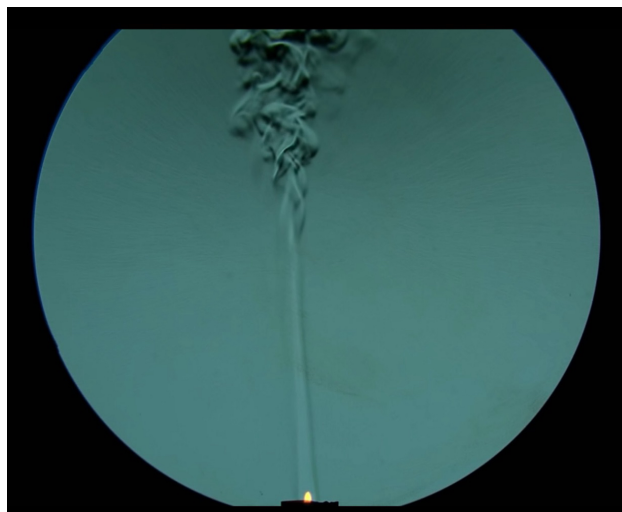
Slika 1: Leva slika prikazuje velike vrtince, ki se pojavijo v atmosferi planeta Jupitra in imajo lahko premer več 1000 kilometrov, medtem ko desna slika prikazuje turbulenco zraka v sobi, kjer se tok zraka prikaže s pomočjo laserja in lahko vidimo vrtince velikosti nekaj mikrometrov.

- **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. Vidna je na sliki 2
- **Reynoldsovo število:** Podoben eksperiment, kot na 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 ν , manj verjetno bo, da pride do turbulence. To zapišemo preko brezdimenzijske konstante $Re = \frac{uL}{\nu}$. Do turbulence pride pri velikih Reynoldsovih številih, običajno pri $Re \geq 5000$.

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



Slika 2: V cev 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 je tok turbulenten in se barva razširi po celotni cevi.



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

V delu se bom predvsem osredotočil na turbulenco v atmosferi, kjer je obravnava določenih enačb gibanja in fizikalnih količin nekoliko drugačna, kot pri drugih vrstah turbulence (kot so na primer turbulence tekočin). Omejili se bomo na prostor \mathbb{R}^3 , čeprav bi lahko določene koncepte obravnavali v višjih dimenzijah, vendar nam za

naše potrebe to ne bo prineslo veliko praktične vrednosti. V splošnem se kakršenkoli tok obravnavava na enega od sledečih načinov:

- **Eulerjev pristop:** Recimo, da opazujemo neko domeno $\Omega \subseteq \mathbb{R}^3$, skozi katero teče tok. Zanima nas hitrostno polje

$$\begin{aligned}\mathbf{u} : \Omega \times \mathbb{R}^+ &\rightarrow \mathbb{R}^3 \\ (\mathbf{x}, t) &\mapsto \mathbf{u}(\mathbf{x}, t).\end{aligned}$$

V tem primeru smo fiksirali koordinatni sistem (glede na zemljo).

- **Lagrangeev pristop:** Pri tem pristopu opazujemo, s kakšno hitrostjo se delec \mathbf{X} premika skozi čas. Označimo

$$\begin{aligned}\mathbf{X} : \mathbb{R}^+ &\rightarrow \mathbb{R}^3 \\ t &\mapsto \mathbf{X}(t; \mathbf{x}_0),\end{aligned}$$

kjer je \mathbf{x}_0 začetna pozicija delca in velja $\mathbf{X}(t_0; \mathbf{x}_0) = \mathbf{x}_0$. Z drugimi besedami \mathbf{X} je trajektorija delca, ki se premika skozi čas, tok pa je nabor vseh trajektorij.

Kateri pristop uporabimo, je odvisno od lastnosti, ki jih želimo analizirati. Eulerjev pristop se osredotoči na fiksno domeno in opazujemo kako se lastnosti tekočine spreminjajo v njej skozi čas. Za analizo turbulence in globalnih procesov je ta način boljši, medtem ko je Lagrangeva analiza boljša za analizo mehanike delcev, disperzije in različnih procesov mešanja (difuzija).

V delu bomo primarno uporabljali Eulerjev-jev pristop, vendar pa nam lahko analiza enega pomaga pri analizi drugega. Naj bo \mathbf{u} Eulerjevo polje hitrosti na poljubni domeni in $X = X(t; \mathbf{x}_0)$ trajektorija delca po Lagrangevem opisu ob času t in začetni pozicija \mathbf{x}_0 . Zveza med Lagrangeovo trajektorijo in Eulerjevo hitrostjo je

$$X(t_0; \mathbf{x}_0) = \mathbf{x}_0, \quad (1.1)$$

$$\frac{dX}{dt}(t; \mathbf{x}_0) = \mathbf{u}(X(t; \mathbf{x}_0), t). \quad (1.2)$$

Definiramo Langrangevo polje hitrosti

$$U(t; \mathbf{x}_0) := \mathbf{u}(X(t; \mathbf{x}_0), t). \quad (1.3)$$

Poglejmo kako se izraža pospešek delca

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}U(t; \mathbf{x}_0) &= \frac{\partial}{\partial t}\mathbf{u}(X(t; \mathbf{x}_0), t) = \\ &= \frac{d}{dt}X(t; \mathbf{x}_0) \cdot \left(\text{grad}_{\mathbf{x}}\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)\right)_{\mathbf{x}=X(t; \mathbf{x}_0)} + \left(\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)\right)_{\mathbf{x}=X(t; \mathbf{x}_0)} = \\ &= \left(\mathbf{u}(t; \mathbf{x}_0) \cdot \text{grad}_{\mathbf{x}}\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) + \frac{\partial}{\partial t}\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)\right)_{\mathbf{x}=X(t; \mathbf{x}_0)}.\end{aligned}$$

Definicija 1.1. Naj bo $\Omega \subset \mathbb{R}^n$ in $\mathbf{v} : \Omega \times \mathbb{R}^+ \rightarrow \mathbb{R}^n$ vektorsko polje. Diferencialni operator $\frac{D}{Dt} : C^1(\Omega \times \mathbb{R}^+, \mathbb{R}^n) \rightarrow C^0(\Omega \times \mathbb{R}^+, \mathbb{R}^n)$ dan s predpisom

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{x}} \right) \mathbf{u} = \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla_x) \mathbf{u} \quad (1.4)$$

se imenuje **materialni odvod**.

Pospešek, zapisan preko materialnega odvoda je

$$\frac{d}{dt} U(t; \mathbf{x}_0) = \left(\frac{D\mathbf{u}}{Dt}(\mathbf{x}, t) \right)_{\mathbf{x}=X(t; \mathbf{x}_0)}. \quad (1.5)$$

Podoben rezultat dobimo, če namesto hitrosti, odvajamo gostoto

$$\frac{d}{dt} P(t; \mathbf{x}_0) = \left(\frac{D\rho}{Dt}(x, t) \right)_{\mathbf{x}=X(t; \mathbf{x}_0)}. \quad (1.6)$$

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. Za vektorsko polje $\mathbf{v} : \mathbf{v} \cdot \nabla \neq \nabla \cdot \mathbf{v}$.

1.2 Ohranitveni zakoni

V tem razdelku začnemo matematični opis enega najbolj pomembnih konceptov dinamike fluidov (in fizike na splošno), ki je ključen za razumevanje turbulentnih tokov.

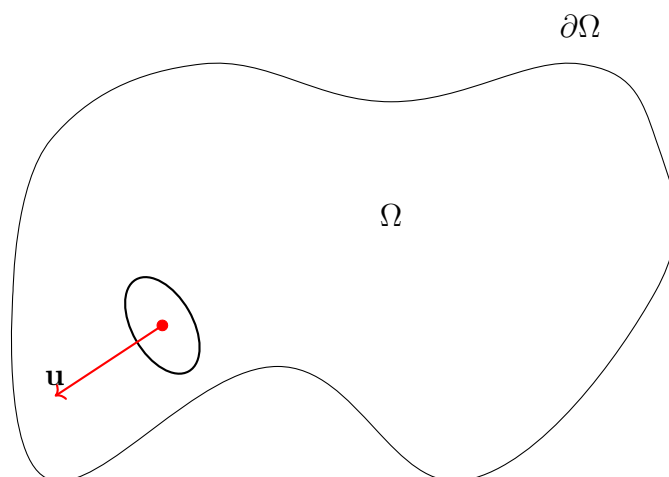
Opomba 1.3. V nadaljevanju ne bomo navajali vseh potrebnih predpostavk, ki bodo upravičile naše izpeljave. Na primer

- Domene, s katerimi bomo imeli opravka, bodo gladke orientabilne mnogoterosti.
- Vektorska polja bodo gladka, v naslednjem poglavju pa bomo predpostavili, da obstaja razvoj v Fourierovo vrsto.
- Menjave vrstnega reda limit bo potrebno upravičiti, zato bomo zahtevali, da je vektorsko polje \mathbf{u} tudi v L^2 prostoru.

1.2.1 Zakon o ohranitvi mase

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

$$m(\Omega) = \int_{\Omega} \rho(\mathbf{x}, t) dV. \quad (1.7)$$



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

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

Ker je domena Ω končna in ρ gladka lahko zamenjamo vrstni red odvajanja in integriranja

$$\int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} \rho(x, t) \, dV = - \int_{\partial\Omega} \rho \mathbf{u} \, d\mathbf{S}.$$

Izrek o divergenci pravi, da je:

$$\int_{\partial\Omega} \rho \mathbf{u} \, d\mathbf{S} = \int_{\Omega} \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) \, dV$$

Dobimo

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

Naslednja lema nam bo povedala, da je integrand enak 0.

Lema 1.4. *Naj bo $f : \Omega \subset \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ zvezna. Če za vsako podmnožico $\Omega' \subset \Omega$ velja*

$$\int_{\Omega'} f(\mathbf{x}) \, dV = 0,$$

potem je

$$f(\mathbf{x}) = 0, \quad \forall \mathbf{x} \in \Omega.$$

Dokaz. Recimo, da je $f(\mathbf{x}_0) \neq 0$ za $\mathbf{x}_0 \in \Omega' \subset \Omega$. Brez škode splošnosti predpostavimo $f(\mathbf{x}_0) > 0$. Zaradi zveznosti funkcije f obstaja tak $\delta > 0$, da je

$$f(\mathbf{x}) > 0, \quad \forall \mathbf{x} \in B(\mathbf{x}_0, \delta) \subset \Omega'.$$

Integriramo nenegativno funkcijo

$$\int_{\Omega'} f(\mathbf{x}) \, dV = \int_{B(\mathbf{x}_0, \delta)} f(\mathbf{x}) \, dV > 0.$$

To vodi je protislovje, torej je $f(\mathbf{x}) = 0$.

□

Ker enakost velja za vsako domeno Ω iz leme sledi enakost

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0. \quad (1.8)$$

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

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

Definicija 1.5. Tok je **nestisljiv**, če velja

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (1.9)$$

1.3 Zakon o ohranitvi gibalne količine

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

$$m = \int_{\Omega} \rho dV = \rho \int_{\Omega} dV = \rho \cdot V, \quad (1.10)$$

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

$$\begin{aligned} \sum_{k=1}^n \mathbf{p}_k &= \text{const.} \\ \sum_{k=1}^n \frac{d\mathbf{p}_k}{dt} &= 0. \end{aligned}$$

Gibalna količina je dana s $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$, kar ekvivalentno zapišemo

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{p}}{dt} &= \frac{d(m\mathbf{v})}{dt} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = m\mathbf{a} = \mathbf{F} \implies \\ \sum_{k=1}^n \mathbf{F}_k &= 0. \end{aligned}$$

To je ravno 1. Newtonov zakon. Ob upoštevanju 2. Newtonov zakona, dobimo obliko:

$$\sum_{k=1}^n \mathbf{F}_k = m\mathbf{a}. \quad (1.11)$$

Zapišimo ta zakon za tokove, preko materialnega odvoda.

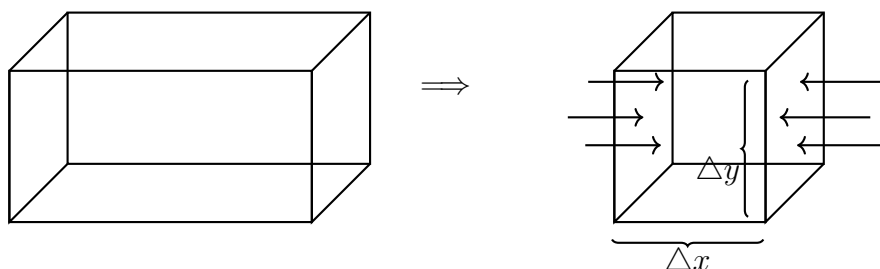
$$\begin{aligned} m\mathbf{a} &= \rho V \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \sum_{k=1}^n \mathbf{F}_k \\ \rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} &= \sum_{k=1}^n \frac{\mathbf{F}_k}{V}. \end{aligned}$$

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, ...)

Izraz $\frac{F_k}{V}$ bomo zapisali preko količin \mathbf{u} in p . Izpeljave naredimo v enodimenzionalnem primeru, kar se enostavno sploši na višje dimenzije.

Normalna sila oz. tlak:



Recimo, da imamo majhno pravokotno domeno z volumnom $V = \Delta x \Delta y \Delta z$. Poglejmo, kako se sila izraža v x -smeri, ko 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:

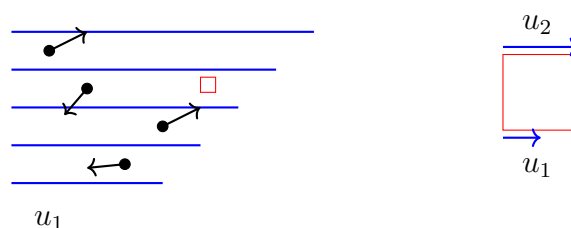
$$\begin{aligned}
 F_x &= p_1 A_1 - p_2 A_2 = \quad (A_1 = A_2 = A) \\
 F_x &= (p_1 - p_2) A = \Delta p A \implies \\
 \frac{F_x}{V} &= \frac{\Delta p \Delta y \Delta z}{\Delta x \Delta y \Delta z} = \frac{\Delta p}{\Delta x}
 \end{aligned}$$

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 y in z smeri. V vektorskem zapisu: $\frac{\mathbf{F}}{V} = \nabla p$. **Tangencialna sila oz. viskoznost:**

Viskoznost ima podobno vlogo kot koeficient trenje. To je merilo za koliko tekočina „ustavlja“ samo sebe. Sila med tokovima, ki je posledica premikanja oz. drsenja med njima imenujemo strižna napetost. Definirana je enako kot tlak, vendar kaže v drugo smer, tj. $\tau = \frac{F}{A}$.



Pogledamo spremembo hitrosti v x - smeri

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

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

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

Naredimo podobno analizo, kot pri tlaku



Če sta strižni napetosti različni, imamo neničelno 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 $\Delta y \rightarrow 0$

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

Delec volumna se premika le v x - smeri, vendar strižna napetost deluje na vse njegove površine, zato, je sila izraža preko Laplaceovega operatorja

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

V vektorski notaciji: $\frac{\mathbf{F}}{V} = \mu \nabla^2 \mathbf{u}$.

Telesne sile:

V splošnem je veliko različnih sil, tu pa bomo upoštevali le gravitacijo (v modeliranju atmosfere, je ključno, da upoštevamo Coriolisovo silo). Gravitacijska sila v primeru tokov

$$\frac{\mathbf{F}}{V} = \frac{m \mathbf{g}}{V} = \frac{\rho V \mathbf{g}}{V} = \rho \mathbf{g}.$$

Ko združimo vse tri sile, dobimo enačbo

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

Ker je hitrost vektorska količina, imamo 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 zapišemo

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \rho \mathbf{g},$$

kjer sta $\mathbf{u} = (u, v, w)$ in $\mathbf{g} = (g_x, g_y, g_z)$. Tem enačbam pravimo Navier-Stokesove enačbe. Običajno se zadnjo enačbo deli z gostoto ρ in uvede **kinematično viskoznost** $\nu = \frac{\mu}{\rho}$. Če razpišemo materialni odvod, se celotna enačba glasi

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \rho \mathbf{g}. \quad (1.12)$$

Opomba 1.6.

- Če ne poznamo telesnih sil ali jih imamo več, v zadnji enačbi sumand $\rho \mathbf{g}$ zamenjamo s \mathbf{f} .
- Količine deljene z gostoto, imenujemo kinematične količine.

1.4 Zakon o ohranitvi vrtničnosti

Naslednja pomembna količina je vrtničenja $\boldsymbol{\omega}$. Kot že ime pove, je to količina, ki opisuje vrtenje toka okoli neke točke.

Definicija 1.7. Naj bo $\mathbf{u} \in C^1(\Omega)$, $\Omega \subset \mathbb{R}^3$. Vrtničenje $\boldsymbol{\omega}$ je rotor polja \mathbf{u}

$$\boldsymbol{\omega} \equiv \nabla \times \mathbf{u}. \quad (1.13)$$

Ohranitveno enačbo za $\boldsymbol{\omega}$ dobimo preko Navier-Stokesove enačbe. Predpostavimo, da je vektorsko polje $\mathbf{u} \in C^2$ na poljubni domeni. Vzamemo rotor enačbe (1.12):

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

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

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

Vzamemo rotor zadnje enakosti:

$$\begin{aligned}
\nabla \times (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} &= \underbrace{\nabla \times (\nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}))}_{=0} - \nabla \times (\mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega}) \\
&= \nabla \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u}) \\
&= (\mathbf{u} \cdot \nabla) \boldsymbol{\omega} - (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \underbrace{\boldsymbol{\omega} (\nabla \cdot \mathbf{u})}_{=0 \text{ po (1.9)}} + \underbrace{\mathbf{u} (\nabla \cdot \boldsymbol{\omega})}_{=0}
\end{aligned}$$

Vstavimo v prvotno enačbo

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

Enačba, ki opiše zakon

$$\frac{D\boldsymbol{\omega}}{Dt} = \frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \boldsymbol{\omega} = (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nu \nabla^2 \boldsymbol{\omega} + \nabla \times \mathbf{f}. \quad (1.14)$$

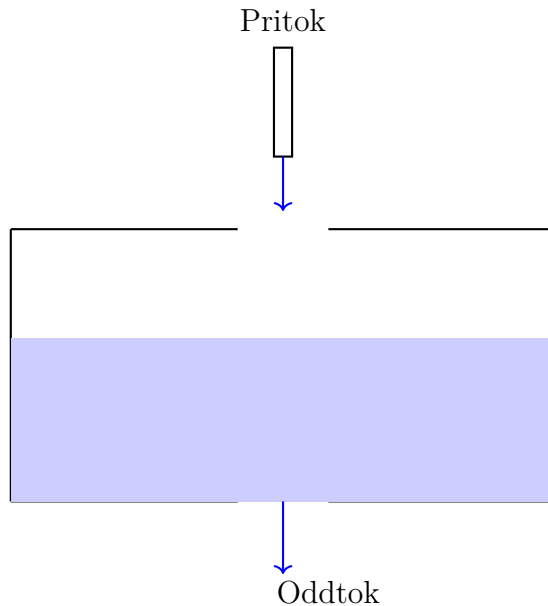
1.5 Zakon o ohranitvi skalarja

Sedaj bomo posplošili zakon o ohranitvi mase, za poljubno zvezno odvedljivo skalarno polje $c : \Omega \times \mathbb{R}^+ \rightarrow \mathbb{R}$ na $\Omega \subset \mathbb{R}^3$. 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 zapišemo:

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} c dV = - \int_S \mathbf{F} \cdot d\mathbf{S} - \int_S c \mathbf{u} d\mathbf{S} + \int_{\Omega} H dV, \quad (1.15)$$

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

Primer 1.8. 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 odtok mase (tekočine) in je $H_0 > 0$. Celotni H je razlika $H = H_p - H_0$.



◇

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

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

Po lemi 1.4 dobimo :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{F} + c\mathbf{u}) - H = 0. \quad (1.16)$$

Poglejmo si dva primera

Primer 1.9.

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

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

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 $\mathbf{F} = -k \nabla T$, 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

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (T \vec{u}) = \kappa \nabla^2 T, \quad (1.17)$$

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

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla T = \kappa \nabla^2 T \quad (1.18)$$

◇

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 hranitvi skalarja

$$\frac{Dc}{Dt} = \frac{\partial c}{\partial t} + u \cdot \nabla c = \gamma \nabla^2 c. \quad (1.19)$$

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 (1.12), kjer namesto sile teže, zapišemo poljubno zunanjo silo \mathbf{f} :

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

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

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

Vstavimo v enačbo:

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

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

$$Re = \frac{\rho U L}{\mu} = \frac{U L}{\nu}. \quad (1.20)$$

Izbera konstant U in L je odvisna od konteksta. Kot smo prikazali v uvodu, se turbulenca pojavlja pri zelo različnih velikostnih skalah, zato je smiselno, da lahko L (in prav tako U) izberemo na zelo različne smiselne načine. 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)

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nabla p = \mathbf{f}. \quad (1.21)$$

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. Z drugačno transformacijo, lahko izluščimo novo informacijo. Ni težko pokazati, da je nova izbira enačba

$$Re \frac{D\tilde{\mathbf{u}}}{D\tilde{t}} = -\tilde{\nabla} \tilde{p} + \tilde{\nabla}^2 \tilde{\mathbf{u}} + \tilde{\mathbf{f}} \quad (1.22)$$

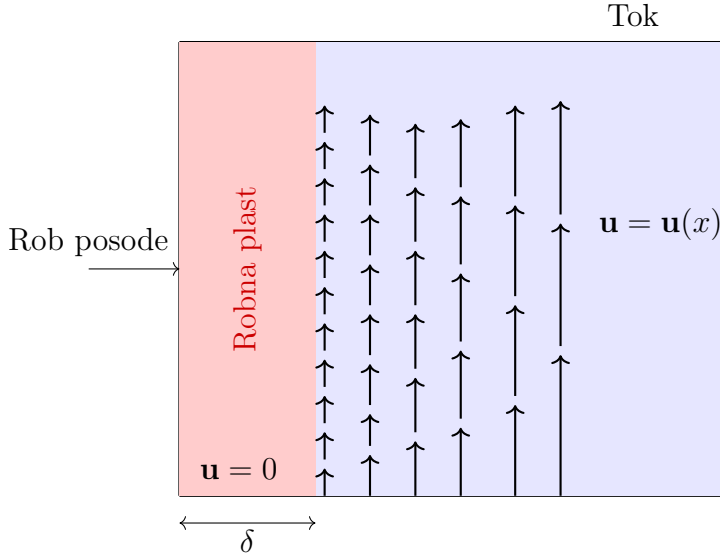
V limiti $Re \rightarrow 0$:

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

Če poznamo tlak \tilde{p} in je $\tilde{\mathbf{f}}$ neodvisen od \mathbf{u} (recimo v primeru sile teže), dobimo Poissonovo enačbo za u , kar je lažje rešiti kot primer velikih Reynoldsovih števil. Malo bolj zanimiva opazka je, če je zunanja sila neodvisna od časa (v primeru sile teže) in tlak neodvisen od časa (v primeru raznih vodnih tokov) to implicira, da je \mathbf{u} neodvisen od časa in lahko določen proces, na primer mešanje snovi v tekočini, 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. $\mathbf{u}|_{\partial\Omega} = 0$. 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 \mathbf{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. $\mathbf{f} = 0$.

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

Enačbo skalarno pomnožimo s hitrostjo u

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

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

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

in

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

Za drugi člen, uporabimo pravilo produkta za gradient

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

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

Za zadnji člen se poslužimo naslednje identitete

Lema 1.10. *Naj bo $\mathbf{u} \in C^2$ vektorsko polje. Velja*

$$\mathbf{u} \cdot \nabla^2 \mathbf{u} = \nabla \cdot \left((\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \nabla \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \right) \right) - |\nabla \mathbf{u}|^2, \quad (1.23)$$

kjer je

$$|\nabla \mathbf{u}|^2 = \sum_{i,j=1}^3 \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)^2. \quad (1.24)$$

Dobljeno enakost

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

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

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

Po izreku o divergenci:

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

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

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

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

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 $\mathbf{f} \neq 0$ in ponovimo postopek. Dobimo identično enačbo, le da vsebuje še delo zunanje sile

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 dV = -\nu \int_{\Omega} |\nabla \mathbf{u}|^2 dV + \int_{\Omega} \mathbf{u} \cdot \mathbf{f} dV. \quad (1.25)$$

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

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

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

Definicija 1.11 (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})

$$\Delta E = E_{\text{in}} + E_{\text{out}}. \quad (1.26)$$

Definicija 1.12. Naj bo \mathbf{u} rešitev Navier-Stokesove enačbe in zadošča zakonu o ohranitvi mase. **Viskozna disipativnost** je

$$\epsilon = \nu |\nabla \mathbf{u}|^2. \quad (1.27)$$

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 odtok/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 večjega 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 1.21, ki ne vsebuje viskoznega člena. To pomeni, da je $\nu \nabla^2 \mathbf{u} \approx 0 \implies \epsilon \approx \text{konst.}$ Zato bomo v nadaljevanju predpostavili, da je viskozna disipativnost konstantna (do katerih velikosti ima ta predpostavka smisel?).

Označimo z ℓ premer poljubnega vrtinca in z u povprečno hitrost vrtinca. Definiramo turbulentno Reynoldsovo število $R_t = \frac{u\ell}{\nu}$. V splošnem velja $Re > R_t$, vendar

sta primerljiva, zato $R_t \gg 1$.

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

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

Za primerno izbran čas τ dobimo oceno

$$\epsilon \sim \frac{\ell^2}{\tau^3} = \frac{u^2}{\tau} = \frac{u^3}{\ell}, \quad (1.28)$$

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

(Paradoks: zakaj je ta izraz neodvisen od ν medtem ko je definicija odvisna od ν). Izkaže se, da je to zelo dober 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

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

Aproksimiramo vsakega posebej preko brezdimenzijske analize

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

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

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

Iz izraza 1.28 izpostavimo τ , kar nam da:

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

Neenakost nam da območje, kjer se začne proces disipativnosti. 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 1.13. Naj bosta ν viskoznost in ϵ viskozna disipativnost. Definiramo Kolmogorovo hitrostno skalo

$$v = (\epsilon \nu)^{\frac{1}{4}}. \quad (1.29)$$

in Kolmogorovo dolžinsko skalo

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (1.30)$$

To sta velikost in hitrost najmanjšega možnega vrtinca.

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 z domnevo, da ima viskoznost velik vpliv. Poglejmo še, koliko večji in hitrejši so veliki vrtinci:

$$\begin{aligned} \frac{\ell}{\eta} &= \frac{l\epsilon^{\frac{1}{4}}}{\nu^{\frac{3}{4}}} \stackrel{1.28}{\sim} \frac{\ell u^{\frac{3}{4}}}{\ell^{\frac{1}{4}}\nu^{\frac{3}{4}}} = \left(\frac{u\ell}{\nu}\right)^{\frac{3}{4}} = R_t^{\frac{3}{4}}, \\ \frac{u}{v} &= \frac{u}{(\epsilon\nu)^{\frac{1}{4}}} \stackrel{1.28}{\sim} \frac{u}{\left(\frac{(\ell^3\eta)}{\ell}\right)^{\frac{1}{4}}} = \left(\frac{u\ell}{\nu}\right)^{\frac{1}{4}} = R_t^{\frac{1}{4}}. \end{aligned}$$

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

Primer 1.14. 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 neposredno preko Navier-Stokesovih enačb. Najmanjše smiselne dolžine so 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 neposredno 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, na primer $R_t \sim 1000$, torej $N \sim 10^{\frac{27}{4}} \sim 10^7$, kar še vedno ni majhno število.

2 Large eddy simulacije

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

- i) Spoznali bomo koncept povprečenja in kako tok razcepimo na dva dela: povprečni del in spremenljivi/turbulentni 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 teh vrst simulacij, 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 prostoru neenakomerno porazdeljene in v vsaki točki v opazovanem območju kaotično oscilirajo. Zaradi naključnega obnašanja je pogosto smiselno turbulenco analizirati z vidika statistike. Več o tem pogledu na turbulenco bomo povedali v 3. poglavju

Ideja za povprečji je, da hitrostno polje $\mathbf{U}(\mathbf{x}, t)$ razcepimo na povprečni del $\overline{\mathbf{U}}(\mathbf{x}, t)$ in oscilirajoči/turbulentni del $\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t)$.

$$\mathbf{U}(\mathbf{x}, t) = \overline{\mathbf{U}}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{u}'(\mathbf{x}, t). \quad (2.1)$$

Temu razcepu pravimo Reynoldsov razcep.

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

- i) Linearnost:

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

- ii) Povprečje konstante \mathbf{C} je \mathbf{C} :

$$\overline{\mathbf{C}} = \mathbf{C}.$$

- iii) Indempotentnost:

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

iv) Povprečje oscilirajočega dela je $\mathbf{0}$:

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

v) Pravilo produkta:

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

vi) Komutiranje z odvajanjem:

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

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

Dokaz.

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

□

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.

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

Definicija 2.2. Ansambelsko povprečje toka \mathbf{U} je

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

Bolj formalno na $\mathbf{U}(\mathbf{x}, t; \alpha)$ gledamo kot na slučajni vektor ter na zaporedje $\mathbf{U}(\mathbf{x}, t; 1), \mathbf{U}(\mathbf{x}, t; 2) \dots, \mathbf{U}(\mathbf{x}, t; n)$ kot na zaporedje neodvisno, enako porazdeljenih slučajnih vektorjev. Pričakovana vrednost $E(\mathbf{U}_i(\mathbf{x}, t; \alpha)) = \mu(\mathbf{x}, t)$ 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

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

Definicija 2.4. Prostorsko povprečje je

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

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

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

oz.

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

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

Ergodičnost se predpostavi, saj je računanje ansambelskega povprečja težavno, ker potrebujemo veliko poskusov za njegov izračun, medtem ko je prostorsko 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 $\mathbf{U} : \mathbb{R}^d \times \mathbb{R}^+ \rightarrow \mathbb{R}^3$ vektorsko polje in $G : \mathbb{R}^d \times \mathbb{R}^d \rightarrow \mathbb{R}$. Potem je filter polja \mathbf{U} , filtrirano polje $\bar{\mathbf{U}}$

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

Funkciji G pravimo filtracijska funkcija in zadošča normalizacijskem pogoju

$$\int_{\mathbb{R}^d} G(r, x) dr = 1. \quad (2.6)$$

Definicija 2.6. Naj bo G filtracijska funkcija in \mathbf{U} tok. Potem je residualno polje

$$\mathbf{u}'(x, t) = \mathbf{U}(x, t) - \overline{\mathbf{U}(x, t)}. \quad (2.7)$$

Opomba 2.7.

- Polji $\bar{\mathbf{U}}$ 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

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

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

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

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

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

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

vi) Naj bo \mathbf{U} odvedljivo vektorsko polje po časovni spremenljivki in G filtracijska funkcija

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

Odvajamo še po prostorski spremenljivki 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? G in \mathbf{U} odvedljivi)

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

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 \mathbf{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 homogena tj. $G(r, x) = G(r)$. Matematično je filter sedaj konvolucija, kar običajno zapišemo

$$\overline{\mathbf{U}}(x, t) = (\mathbf{U} * G)(x, t). \quad (2.8)$$

Iz konvolucijskega izreka dobimo

$$\hat{\overline{\mathbf{U}}} = \mathcal{F}(\overline{\mathbf{U}})(\xi, t) = \mathcal{F}(\mathbf{U})(\xi, t) \cdot \mathcal{F}(G)(\xi) = \hat{\mathbf{U}}(\xi, t) \cdot \hat{G}(\xi). \quad (2.9)$$

Valovni preklonni 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. Pravilu 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 idempotentnost. 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 idempotent

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

Ker je $U \neq 0$, G zavzame vrednosti 0 in 1. Preden si pogledimo 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 $L > 0$

$$U(\mathbf{x}, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n(t) e^{i\kappa_n x}, \quad (2.10)$$

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 izpeljava je 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

$$G(x) = \frac{\sin(\kappa_c x)}{\pi x}. \quad (2.11)$$

Rezultat lahko enostavno posplošimo na poljubno dimenzijo:

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

$$G_n(x) = \prod_{i=1}^n G(x_i) = \prod_{i=1}^n \frac{\sin(\kappa_c x_i)}{\pi x_i}. \quad (2.12)$$

Opomba 2.13. Definiramo lahko tudi 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 spomne na prostorsko povprečje, je škatlasta funkcija:

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

$$G(x) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta} & ; x \in \left[-\frac{\Delta}{2}, \frac{\Delta}{2}\right] \\ 0 & ; \text{sicer.} \end{cases} \quad (2.13)$$

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 bo $\Delta_1, \dots, \Delta_n > 0$. n -dimenzionalna škatlasta funkcija je

$$G(x_1, \dots, x_n) = \begin{cases} \frac{1}{\prod_{i=1}^n \Delta_i} & ; x_i \in \left[-\frac{\Delta_i}{2}, \frac{\Delta_i}{2}\right] \\ 0 & ; \text{sicer.} \end{cases} \quad (2.14)$$

Opomba 2.16.

- Drugo ime za ta filter je lokalno povprečje.
- V literaturi se občasno pojavi tudi nekoliko drugačna definicija, kjer se integrira po kroglu 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 je za razliko od prejšnji dveh primeov zvezna in še pomembneje pozitivna.

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

$$G(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}. \quad (2.15)$$

oz. n -dimenzionalni Gaussov filter je dan z

$$G(x_1, \dots, x_n) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{n/2}} e^{-\frac{1}{2\sigma^2}(x_1^2 + \dots + x_n^2)} \quad (2.16)$$

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 nadaljnega 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:

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

Filtrirana enačba:

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

Filtriran zakon:

$$\nabla \cdot \overline{\mathbf{U}} = 0. \quad (2.17)$$

2.2.2 Filtriran zakon o ohranitvi gibalne količine

Zakon:

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

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

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

in pogledamo kako se izraža odvod produkta

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

Levo stran enakosti lahko bolj kompaktno zapišemo

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

kjer je \odot 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

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

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

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

Enačbo lahko zapišemo še bolj kompaktno, če uporabimo Einsteinovo konvencijo

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

Filtriran zakon:

$$\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}_i \bar{U}_j}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_j}{\partial x_i \partial x_i} + \bar{f}_j. \quad (2.18)$$

2.2.3 Filtriran zakon o ohranitvi vrtničnosti

Zakon:

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

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

$$\begin{aligned} (\mathbf{U} \cdot \nabla) \boldsymbol{\omega} &= \left[\sum_{k=1}^3 U_k \frac{\partial \omega_j}{\partial x_k} \right]_j \\ (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \mathbf{U} &= \left[\sum_{k=1}^3 \omega_k \frac{\partial U_j}{\partial x_k} \right]_j. \end{aligned}$$

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

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

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

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

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

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

Filtriran zakon:

$$\frac{\partial \overline{\omega_j}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{U_i \cdot \omega_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{\omega_i \cdot U_j} + \nu \nabla^2 \overline{\omega_j} + \overline{\tilde{f}_j}. \quad (2.20)$$

2.2.4 Filtriran zakon o ohranitvi skalarja

Zakon:

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

V tem primeru bo filtracija enostavna, saj lahko zaradi ohranitve mase, polje U potegnemo znotraj gradienta in upoštevamo linearnost filtracije.

Filtriran zakon:

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{c} \mathbf{U}) = \gamma \nabla^2 \bar{c}. \quad (2.21)$$

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 $\overline{U_i U_j} - \overline{U_i} \overline{U_j} \neq 0$.

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

$$\tau_{ij}^R = \overline{U_i U_j} - \overline{U_i} \overline{U_j} \quad (2.22)$$

pravimo **rezidualni napetostni tenzor**.

Iz definicije tenzorja τ^R se naravno pojavita dodatni definiciji

Definicija 2.19. Rezidualna oz. turbulentna kinetična energija je

$$k_r = \frac{1}{2} \tau_{ii}^R = \frac{1}{2} \text{tr}(\tau^R). \quad (2.23)$$

Definicija 2.20. Izotropni rezidualni napetostni tenzor je dan z

$$\tau_{ij}^{\text{izo}} = \frac{2}{3} k_r \delta_{ij} \quad (2.24)$$

anizotropni rezidualni napetostni tenzor pa z

$$\tau_{ij}^{\text{anizo}} = \tau_{ij}^R - \tau_{ij}^{\text{izo}}. \quad (2.25)$$

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:

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

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

Definicija 2.21. Filtriran materialni odvod za vektorsko polje \mathbf{U} in $\Omega \subseteq \mathbb{R}^n$ je preslikava $\frac{\overline{D}}{\overline{D}t} : C^1(\Omega) \rightarrow C^0(\Omega)$ dana s predpisom

$$\frac{\overline{D}\mathbf{V}}{\overline{D}t} = \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\overline{\mathbf{U}} \cdot \nabla) \mathbf{V}. \quad (2.26)$$

2.3 Razreševanje filtriranih polj

Sedaj bomo videli, zakaj je smiselno uvesti filtrirane enačbe, saj direktna primerjava z nefiltriranimi enačbami ne pokaže 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

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

Inverzna diskretna Fourierova transformacija pa je definirana kot

$$U^{-1}(x(n)) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} u(x(k)) e^{\frac{2\pi kni}{N}}, \quad n = 0, 1, \dots, N-1. \quad (2.28)$$

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

$$U^{-1}(U(x_n)) = u(x_n) = U(U^{-1}(x_n)). \quad (2.29)$$

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

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

Na 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:*

$$U(x_n) = U(x_{n+N}). \quad (2.30)$$

ii) *Invarianca za translacijo indeksa:*

$$\sum_{k=t}^{N-1+t} u(x_k) e^{\frac{-2\pi i k n}{N}} = \sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) e^{\frac{-2\pi i k n}{N}}. \quad (2.31)$$

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

$$U^s(x_n) = U(x_n) e^{\frac{-2\pi k m t}{N}}. \quad (2.32)$$

iv) *Konjugacijska simetrija:*

$$\overline{U(x_n)} = U(x_{N-n}). \quad (2.33)$$

v) *Plancherel-ov izrek:*

$$\sum_{k=0}^{N-1} |u(x_k)|^2 = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} |U(x_k)|^2. \quad (2.34)$$

Dokaz.

i)

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

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 si 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

$$u(x_n) = \sum_{k=0}^{N-1} a_k e^{\frac{2\pi i k n}{N}}, \quad (2.35)$$

kjer so koeficienti a_k diskretne Fourierove transformiranke

$$a_k = \frac{1}{N} U(x_k) = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} u(x_j) e^{\frac{-2\pi i j k}{N}}. \quad (2.36)$$

Iz definije DFT (diskretne Fourierove transformacije) se spomnimo, da je argument $x_k = \frac{kL}{N}$, kjer je L dolžina intervala. Zapišimo razvoj 2.35 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

$$u(x_n) = \sum_{k=0}^{N-1} a_k e^{i\kappa_k x_n}, \quad (2.37)$$

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. Zadnja sprememba ki jo opravimo je, da premaknemo indeks seštevanja vrste na tak način, da bo vrst (čim bolj) simetrična okoli ničle. Po lastnosti *iii*) lahko zamaknemo indeks seštevanja k za $N/2 - 1$, pri predpostavki, da je N sodo število

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

V praksi se DFS uporablja, ker Fourierovo transformacijo in Fourierovo vrsto le redko kdaj lahko izračunamo analitično. Izkaže se, da v pravem kontekstu enačimo Fourierovo vrsto in diskretno Fourierovo vrsto

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*

$$u(x_n) = \sum_{k=1-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}} a_k e^{i\kappa_k x_n} = \sum_{k=-\infty}^{\infty} b_k e^{i\kappa_k x_n}, \quad (2.39)$$

zveza med koeficienti a_k in b_k je

$$a_k = \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_{k+mN}. \quad (2.40)$$

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 $\kappa_{\max} = \kappa_{N/2}$. Potem je vsota indeksirana od $-(\frac{1}{2}N - 1)$ 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 b_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 reducira 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 2.38:

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

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:

$$\bar{u}(x) = \sum_{k=1-\frac{N_{\max}}{2}}^{\frac{N_{\max}}{2}} \bar{a}_k e^{i\kappa_k x}. \quad (2.41)$$

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

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

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

$$\bar{a}_k = \hat{G}(\kappa_k) a_k = T(\kappa_k) a_k. \quad (2.42)$$

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 dobimo nič bolj natančen 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

$$\bar{u}(x) = \sum_{k=1-\frac{1}{2}N}^{\frac{1}{2}N} a_n e^{i\kappa_k x}. \quad (2.43)$$

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

$$h = \frac{L}{N} = \frac{\pi}{\kappa_c}. \quad (2.44)$$

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 rešitev in koliko pridobimo na učinkovitosti, bo tema naslednjega poglavja.

2.3.3 Gaussov filter

Sedaj bomo obravnavali Gaussov filter. Uporabimo razvoj 2.41

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

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

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

Integral postane

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

Upoštevamo definicijo $\kappa_k = \frac{2\pi k}{L}$, so potem koeficienti \bar{c}_k

$$\bar{a}_k = e^{-\frac{2\pi^2\sigma^2 k^2}{L^2}} a_k. \quad (2.45)$$

Naj bo $N < N_{\max}$ in pogledimo aproksimacijo

$$\bar{u}(x) \approx \tilde{u}(x) = \sum_{k=1-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}} \tilde{a}_k e^{i\kappa_k x}, \quad (2.46)$$

kjer je največje valovno število $\kappa_r = \kappa_{N/2} = \frac{\pi}{h}$. Razmerje valovnih števil, nam da

$$\frac{\kappa_c}{\kappa_r} = \frac{\frac{\pi}{\Delta}}{\frac{\pi}{h}} = \frac{h}{\Delta}.$$

Koliko moramo skrajšati vrsto \tilde{u} , oz. kakšno razmerje $\frac{h}{\Delta}$ izbrati, da dobimo dobro aproksimacijo in kaj sploh pomeni, dobra aproksimacija odgovorimo v naslednjem poglavju.

2.3.4 Škatlast filter

Poglejmo si še zadnji filter, ki smo ga omenili, to je škatlast filter, za katerega prenosno funkcijo že poznamo. t.j.

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

koeficineti filtriranega polja izraženi preko teh pa so

$$\bar{a}_k = \frac{\sin(\kappa_k \frac{\Delta}{2})}{\kappa_k \frac{\Delta}{2}} a_k = \frac{\sin(k\pi \frac{\Delta}{L})}{\pi k \frac{\Delta}{L}} a_k.$$

3 Energija in spektralna analiza

V tem poglavju bomo turbulenten tok obravnavali z vidika statistike, vendar se bomo hitro začeli nanašati na Fourierovo analizo, ki se je v prejšnjem poglavju pokazala za zelo uporabno. Ta način modeliranja turbulence je prvi razvil Kolmogorov, ideja za tak opis pa predvsem pride iz kaotičnosti turbulence. Iz tega razloga se privzame, da je hitrostno polje \mathbf{u} slučajno.

3.1 Osnovni pojmi

Spomnimo se nekaj osnovnih pojmov

Definicija 3.1. Trojici (Ω, \mathcal{F}, P) pravimo **verjetnostni prostor**, kjer je Ω vzorčni prostor, \mathcal{F} sigma algebra in P verjetnostna mera. Preslikava $x : \Omega \rightarrow [0, 1]$ je **slučajna spremenljivka**, če je merljiva glede na \mathcal{F} . **Slučajni vektor** je preslikava $\mathbf{X} : \Omega \rightarrow [0, 1]^n$, za $n \in \mathbb{N}$, kjer so komponente X_i slučajne spremenljivke.

Mi se bomo omejili na primer, ko je $\Omega = \mathbb{R}^4$, \mathcal{F} Lebesguevova sigma algebra, verjetnostna mera P pa ni znana. Dodatno bomo predpostavili, da imamo slučajnost le v prostorskih spremenljivkah, čas pa naj bo za tok determinističen.

Definicija 3.2. Naj bo \mathbf{U} slučajni vektor na verjetnostnem prostoru (Ω, \mathcal{F}, P) , kjer je $\Omega \subseteq \mathbb{R}^n$, $\mathcal{F} \in \mathcal{P}(\mathbb{R})$ in P probabilistična mera. Kumulativna porazdelitve funkcija je

$$F_{\mathbf{U}}(V; x, t) = P(U_1(x, t) < V_1, \dots, U_n(x, t) < V_n) \quad (3.1)$$

za $i = 1, \dots, n$ in $V \in \Omega$. Porazdelitvena gostota pa je

$$f_{\mathbf{U}}(V; x, t) = \frac{\partial^n F}{\partial x_1 \dots \partial x_n}(x, t) \quad (3.2)$$

Opomba 3.3. Predpostavimo, da je probabilistična mera P dovolj gladka, da je definicija dobra.

Definicija 3.4. Naj bo \mathbf{U} slučajni vektor. Srednja (pričakovana) vrednost je

$$\langle \mathbf{U}(x, t) \rangle = \int_{\mathbb{R}^n} V \cdot f(V; x, t) dV. \quad (3.3)$$

Definicija 3.5. Naj bosta \mathbf{U} in \mathbf{V} slučajna vektorja. Kovarianca je

$$\text{cov}(\mathbf{U}, \mathbf{V}) = \langle (\mathbf{U} - \langle \mathbf{U} \rangle) \cdot (\mathbf{V} - \langle \mathbf{V} \rangle)^T \rangle \quad (3.4)$$

Opomba 3.6. Enakost iz prejšnje definicije z malo računanja lahko prepišemo v

$$\text{cov}(\mathbf{U}, \mathbf{V}) = \langle \mathbf{U} \cdot \mathbf{V}^T \rangle - \langle \mathbf{U} \rangle \langle \mathbf{V} \rangle^T \quad (3.5)$$

F oz. f nepoznamo. V praksi ali teoriji se pogosto definira različne vrste povprečji, ki jih je ali lažje obravnavati (prostorsko povprečje) ali lažje izračunati (ensambelsko povprečje). V določenih scenarijih približna povprečja konvergirajo k pravemu ali celo konvergirajo ena k drugemu (ergodična hipoteza).

Definicija 3.7. Naj bo $\mathbf{U} : \mathbb{R}^n \times \mathbb{R}^+ \rightarrow \mathbb{C}^m$ periodična v prvi spremenljivki za $L > 0$ t.j.

$$\forall N \in \mathbb{Z}^n : \mathbf{U}(\mathbf{x} + L\mathbf{N}, t) = \mathbf{U}(\mathbf{x}, t).$$

Kompleksna Fourierova vrsta preslikave \mathbf{U} je

$$\mathbf{U}(\mathbf{x}, t) = \sum_{\mathbf{k} \in \mathbb{Z}^n} \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}}, t) e^{i\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{x}}, \quad (3.6)$$

$\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} = \frac{2\pi}{L}\mathbf{k}$ in koeficienti $\hat{\mathbf{u}}_{\mathbf{k}}$ dani z

$$\hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}}, t) = \frac{1}{L^n} \int_{[0, L]^n} \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) e^{-i\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x}. \quad (3.7)$$

Definicija 3.8. Za slučajen \mathbf{U} , definiramo turbulenten del toka \mathbf{U}

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) := \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) - \langle \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) \rangle \quad (3.8)$$

oz. razcep \mathbf{U} na povprečen in turbulenten del

$$\mathbf{U}(\mathbf{x}, t) = \langle \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) \rangle + \mathbf{u}(\mathbf{x}, t). \quad (3.9)$$

Če \mathbf{U} zapišemo v Fourierovo vrsto, so koeficienti $\mathbf{a}_{\mathbf{k}}$ slučajni.

Poglejmo si nekaj **statističnih lastnosti**, ki jih slučajni vektor \mathbf{U} lahko prikaže

- **Homogenost:** $f(V; \mathbf{x} + \mathbf{x}_0, t) = f(V; \mathbf{x}, t)$ za $\mathbf{x}_0 \in \mathbb{R}^3$ t.j. \mathbf{U} je translacijsko invariantna.
- **Stacionarnost:** $f(V; \mathbf{x}, t + t_0) = f(V; \mathbf{x}, t)$ za $t > 0$ t.j. \mathbf{U} je časovno invariantna.
- **Izotropičnost:** $f(V; R\mathbf{x}, t) = f(V; \mathbf{x}, t)$ za $R \in O(n)$ in \mathbf{U} je homogeno t.j. \mathbf{U} je invariantna za rotacije, zrcaljenja in translacije.

Lema 3.9. *Naj bo slučajni vektor \mathbf{U} homogen. Potem je pričakovana vrednost $\langle \mathbf{U} \rangle$ neodvisna od \mathbf{x} .*

Dokaz. Naj za slučajni vektor \mathbf{U} velja:

$$\forall \mathbf{x}_0, \mathbf{x} \in \mathbb{R}^n : f(V; \mathbf{x} + \mathbf{x}_0, t) = f(V; \mathbf{x}, t).$$

Po definiciji pričakovane vrednosti

$$\langle \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) \rangle = \int_{\mathbb{R}^n} \mathbf{V} \cdot f(\mathbf{V}; \mathbf{x}, t) d\mathbf{V} = \int_{\mathbb{R}^n} \mathbf{V} \cdot f(\mathbf{V}; \mathbf{x} + \mathbf{x}_0, t) d\mathbf{V} = \langle \mathbf{U}(\mathbf{x} + \mathbf{x}_0, t) \rangle$$

Ker enakost velja za vsak \mathbf{x}_0 in \mathbf{x} :

$$\langle \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) \rangle = \langle \mathbf{U}(\mathbf{x} + \mathbf{x}_0, t) \rangle = \langle \mathbf{U}(\mathbf{x}_0 + \mathbf{x}, t) \rangle = \langle \mathbf{U}(\mathbf{x}_0, t) \rangle$$

Fiksiramo \mathbf{x}_0 in trditev sledi. □

Enostavna posledica trditve je, da za primerno izbran koordinatni sistem, lahko za homogen slučajni vektor nastavimo $\langle \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) \rangle = 0$.

Sedaj definiramo količino, ki bo ključna za nadaljno obravnavo energije.

Definicija 3.10. Naj bo \mathbf{U} slučajni vektor. Količini

$$R(\mathbf{r}, \mathbf{x}, t) = \langle \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{U}^T(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t) \rangle \quad (3.10)$$

pravimo **dvo-točkovna korelacija**.

Intuitivno ta količina pove, kako podobno se hitrosti u_i in u_j obnašata t.j. večja, kot bo količina R_{ij} bolj sta si hitrosti podobni (npr. dva žogici v vodnem toku, ki sta zelo blizu imata podobno pot) oz. manjša kot je korelacija bolj sta si hitrosti različni (npr. dva lista, ki padeta iz drevesa in sta zelo narazen, bosta skoraj gotovo imela zelo različno pot).

Lema 3.11. Če je \mathbf{U} homogen slučajni vektor, je dvo-točkovna korelacija $R(\mathbf{r}, \mathbf{x}, t)$ neodvisna od druge komponente. Označimo

$$R(\mathbf{r}, \mathbf{x}, t) = R(\mathbf{r}, 0, t) = R(\mathbf{r}, t)$$

Dokaz. Z enakim argumentom, kot v dokazu 3.9, dobimo, da je porazdelitvena gostota neodvisna od \mathbf{x} . Zato je tudi produkt slučajnih vektorje $\mathbf{U}(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{U}^T(\mathbf{x}, t)$ neodvisen od \mathbf{x} . \square

Lema 3.12. Naj bo \mathbf{U} slučajni vektor. Za dvo-točkovno korelacijo velja

$$(R(\mathbf{r}, \mathbf{x}, t))^T = R(-\mathbf{r}, \mathbf{x} + \mathbf{r}, t). \quad (3.11)$$

Če je \mathbf{U} homogen, velja

$$(R(\mathbf{r}, t))^T = R(-\mathbf{r}, t). \quad (3.12)$$

Dokaz.

$$\begin{aligned} R(-\mathbf{r}, \mathbf{x} + \mathbf{r}, t) &= \langle \mathbf{U}(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{U}^T((\mathbf{x} + \mathbf{r}) - \mathbf{r}, t) \rangle = \\ &= \langle \mathbf{U}(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{U}^T(\mathbf{x}, t) \rangle = \\ &= \langle (\mathbf{U}(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{U}(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t))^T \rangle = \\ &= \langle \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{U}^T(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t) \rangle^T = \\ &= (R(\mathbf{r}, \mathbf{x}, t))^T. \end{aligned}$$

Po prejnji lemi 3.11, druga enakost sledi. \square

Sedaj si pogledjmo, kako nam dani koncepti pomagajo pri analizi energije. Naj bo \mathbf{U} homogen slučajni vektor, periodičen v $L > 0$, ki predstavlja naš tok. Lahko predpostavimo, da je $\langle \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) \rangle = 0$. Naslednja smiselna statistika za analizo je kovarianca oz. če obravnavamo eno slučajno spremenljivko varianca

$$\text{var}(\mathbf{U}) = \text{cov}(\mathbf{U}, \mathbf{U}) = \langle \mathbf{U}\mathbf{U}^T \rangle - \langle \mathbf{U} \rangle \cdot \langle \mathbf{U} \rangle^T = \langle \mathbf{U}\mathbf{U}^T \rangle$$

Ker je direktna analiza polja \mathbf{U} težavna, razvijemo \mathbf{U} v Fourierovo vrsto. Ta pristop je uporaben, saj določena valovna števila $\kappa_{\mathbf{k}}$ močneje vplivajo na obnašanje toka, kot druga, in lahko analizo omejimo le na ta.

$$\begin{aligned}
\mathbf{U}(\mathbf{x}, t) &= \sum_{\mathbf{k} \in \mathbb{Z}^n} \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}}, t) e^{i\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{x}} \\
\Rightarrow \langle \mathbf{U} \mathbf{U}^T \rangle &= \left\langle \left(\sum_{\mathbf{k} \in \mathbb{Z}^n} \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}}, t) e^{i\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{x}} \right) \cdot \left(\sum_{\mathbf{l} \in \mathbb{Z}^n} \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{l}}, t) e^{i\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{l}} \cdot \mathbf{x}} \right)^T \right\rangle = \\
&= \left\langle \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{l} \in \mathbb{Z}^n} \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}}, t) \hat{\mathbf{u}}^T(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{l}}, t) e^{i(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} + \boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{l}}) \cdot \mathbf{x}} \right\rangle = \\
&= \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{l} \in \mathbb{Z}^n} \langle \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}}, t) \hat{\mathbf{u}}^T(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{l}}, t) \rangle e^{i(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} + \boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{l}}) \cdot \mathbf{x}}
\end{aligned}$$

Poenostavimo povprečen člen v vsoti:

$$\langle \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}}, t) \hat{\mathbf{u}}^T(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{l}}, t) \rangle = \left\langle \left(\frac{1}{L^n} \int_{[0, L]^n} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) e^{-i\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{x}} \right) \cdot \left(\frac{1}{L^n} \int_{[0, L]^n} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) e^{-i\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{l}} \cdot \mathbf{x}} \right)^T \right\rangle =$$

Ker je \mathbf{u} zvezna, po Fubinijevem izreku lahko zapišemo

$$= \left\langle \frac{1}{L^{2n}} \int_{[0, L]^n} \int_{[0, L]^n} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{u}^T(\mathbf{x}', t) e^{-i(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{x} + \boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{l}} \cdot \mathbf{x}')} d\mathbf{x} d\mathbf{x}' \right\rangle$$

Uvedemo novo neznanko v notranji integral $\mathbf{x} = \mathbf{r} + \mathbf{x}' \Rightarrow d\mathbf{x} = d\mathbf{r}$, ter operacijo povprečenja lahko premaknemo v integrand, ker je \mathbf{u} gladko:

$$= \frac{1}{L^{2n}} \int_{[0, L]^n} \int_{[0, L]^n - \mathbf{x}'} \langle \mathbf{u}(\mathbf{x}' + \mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{u}^T(\mathbf{x}', t) \rangle e^{-i((\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} + \boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{l}}) \cdot \mathbf{x}' + \boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r})} d\mathbf{r} d\mathbf{x}'$$

Količina v integrandu je dvo-točkovna korelacija, ki je neodvisna od \mathbf{x}' zato lahko preuredimo integral

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{L^{2n}} \int_{[0, L]^n} \int_{[0, L]^n - \mathbf{x}'} R(\mathbf{r}, t) e^{-i((\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} + \boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{l}}) \cdot \mathbf{x}' + \boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r})} d\mathbf{r} d\mathbf{x}' \\
&= \frac{1}{L^n} \int_{[0, L]^n} e^{-i(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} + \boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{l}}) \cdot \mathbf{x}'} \left(\frac{1}{L^n} \int_{[0, L]^n - \mathbf{x}'} R(\mathbf{r}, t) e^{-i\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \right) d\mathbf{x}'
\end{aligned}$$

Potrebujemo še eno lemo, ki nam pove, da je notranji integral neodvisen od \mathbf{x}'

Lema 3.13. Naj bo $\mathbf{f} \in C([0, L]^n)$ vektorsko polje, ki je periodično za $L > 0$ in $\mathbf{a} \in \mathbb{R}^n$. Potem je

$$\int_{[0, L]^n + \mathbf{a}} \mathbf{f}(\mathbf{x}) d\mathbf{x} = \int_{[0, L]^n} \mathbf{f}(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$$

Dokaz. Definiramo funkcijo

$$g(\mathbf{a}) := \int_{[0, L]^n + \mathbf{a}} \mathbf{f}(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$$

Razpišemo integrale po intervalih in izračunamo parcialni odvod

$$\frac{\partial g}{\partial a_i}(\mathbf{a}) = \frac{\partial}{\partial a_i} \int_{a_1}^{L+a_1} \cdots \int_{a_i}^{L+a_i} \cdots \int_{a_n}^{L+a_n} \mathbf{f}(x_1, \dots, x_n) dx_1 \dots dx_i \dots dx_n.$$

Parcialni odvod lahko zamenjamo z integrali zaradi odvedljivosti \mathbf{f} in končnosti intervalov, vrstne rede integriranja pa zaradi Fubinijevega izreka

$$\frac{\partial g}{\partial a_i}(\mathbf{a}) = \int_{a_1}^{L+a_1} \cdots \int_{a_n}^{L+a_n} \left(\frac{\partial}{\partial a_i} \int_{a_i}^{L+a_i} \mathbf{f}(x_1, \dots, x_n) dx_i \right) dx_1 \dots dx_n.$$

Notranji integral zapišemo preko primitivne funkcije

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial a_i} \int_{a_i}^{L+a_i} \mathbf{f}(x_1, \dots, x_n) dx_i &= \\ &= \frac{\partial}{\partial a_i} (\mathbf{F}(x_1, \dots, x_{i-1}, L+a_i, x_{i+1}, \dots, x_n) - \mathbf{F}(x_1, \dots, x_{i-1}, a_i, x_{i+1}, \dots, x_n)) = \\ &= \mathbf{f}(x_1, \dots, x_{i-1}, L+a_i, x_{i+1}, \dots, x_n) - \mathbf{f}(x_1, \dots, x_{i-1}, a_i, x_{i+1}, \dots, x_n) = \\ &= \mathbf{f}(x_1, \dots, x_{i-1}, a_i, x_{i+1}, \dots, x_n) - \mathbf{f}(x_1, \dots, x_{i-1}, a_i, x_{i+1}, \dots, x_n) = \\ &= 0, \end{aligned}$$

kjer zadnja enakost sledi iz periodičnosti \mathbf{f} . Ker je odvod funkcije \mathbf{g} po vseh parcialnih odvodih enak 0 je $\mathbf{g}(\mathbf{a}) = \mathbf{g}_0 \in \mathbb{R}^n$ za vsak $\mathbf{a} \in \mathbb{R}^n$. Če vstavimo $\mathbf{a} = \mathbf{0}$ trditev sledi. \square

Sedaj lahko zaključimo izpeljavo kovariance. Ker je notranji integral po zadnji lemi neodvisen od \mathbf{x}' dobimo

$$= \frac{1}{L^n} \int_{[0,L]^n} e^{-i(\boldsymbol{\kappa}_k + \boldsymbol{\kappa}_l)\mathbf{x}'} \left(\frac{1}{L^n} \int_{[0,L]^n} R(\mathbf{r}, t) e^{-i\boldsymbol{\kappa}_k \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \right) d\mathbf{x}'$$

Ponovno uporabimo Fubinijev izrek

$$\begin{aligned} &= \left(\frac{1}{L^n} \int_{[0,L]^n} e^{-i(\boldsymbol{\kappa}_k + \boldsymbol{\kappa}_l)\mathbf{x}'} d\mathbf{x}' \right) \cdot \left(\frac{1}{L^n} \int_{[0,L]^n} R(\mathbf{r}, t) e^{-i\boldsymbol{\kappa}_k \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \right) \\ &= \hat{R}(\boldsymbol{\kappa}_k, t) \cdot \delta_{(\boldsymbol{\kappa}_k + \boldsymbol{\kappa}_l), 0} \end{aligned}$$

Kovarianca se poenostavi

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{U} \mathbf{U}^T \rangle &= \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{l} \in \mathbb{Z}^n} \langle \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}_k, t) \hat{\mathbf{u}}^T(\boldsymbol{\kappa}_l, t) \rangle e^{i(\boldsymbol{\kappa}_k + \boldsymbol{\kappa}_l) \cdot \mathbf{x}} = \\ &= \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{l} \in \mathbb{Z}^n} \hat{R}(\boldsymbol{\kappa}_k, t) \cdot \delta_{(\boldsymbol{\kappa}_k + \boldsymbol{\kappa}_l), 0} e^{i(\boldsymbol{\kappa}_k + \boldsymbol{\kappa}_k) \cdot \mathbf{x}} = \\ &= \sum_{\mathbf{k} \in \mathbb{Z}^n} \hat{R}(\boldsymbol{\kappa}_k, t) \end{aligned}$$

Kovarianca oz. kovariančna matrika vsebuje vse informacije o kinetični energiji toka, v danem valovnem številu. \mathbf{U} , zgornja izpeljava pa je pokazala, da je za analizo te energije potrebno obravnavati \hat{R} . To je motivacija za naslednjo definicijo, preden jo zapišemo, lahko dobljeni rezultat malo posplošimo. Preko transformacije $\mathbf{x} = \mathbf{s} - \frac{L}{2}(1, \dots, 1)$, se integral premakne na simetrične intervale $\left[-\frac{L}{2}, \frac{L}{2}\right]^n$. Limita $L \rightarrow \infty$ izraza je Fourierova transformacija :

$$\lim_{L \rightarrow \infty} \hat{R}(\boldsymbol{\kappa}_k, t) = \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{\mathbb{R}^n} \mathbf{R}(\mathbf{x}, t) e^{-i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x} = \hat{R}(\boldsymbol{\kappa}, t).$$

Prednost uporabe tega zapisa je, da periodičnost ni več potrebna. Čeprav v določenih primerih, kjer so domene majhne, ta približek ne bo nujno dober, je za primere atmosfere zelo natančen. Druga prednost tega zapisa je, da je spremenljivka $\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} \rightarrow \boldsymbol{\kappa}$ zvezna in ne diskretna.

Definicija 3.14. Naj bo \mathbf{U} slučajni vektor in $\boldsymbol{\kappa} \in \mathbb{R}^n$. **Hitrostno-spektralni tenzor** je

$$\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) = \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{\mathbb{R}^n} R(\mathbf{x}, t) e^{-i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x} = \hat{R}(\boldsymbol{\kappa}, t) \quad (3.13)$$

Poglejmo si nekaj lastnosti hitrostno-spektralnega tenzorja

Trditev 3.15. Naj bo $\boldsymbol{\kappa} \in \mathbb{R}^n$ in $\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t)$ hitrostno spektralni tenzor, prirejen slučajnemu vektorju \mathbf{U} . Potem velja:

- i) $\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) = (\Phi(-\boldsymbol{\kappa}, t))^T = (\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t))^*$
- ii) $\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t)$ je pozitivno semidefiniten, $\forall \mathbf{v} \in \mathbb{R}^n : \mathbf{v}^T \Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) \mathbf{v} > 0$.
- iii) Če velja $\nabla \cdot \mathbf{U} = 0$, potem je $\boldsymbol{\kappa}^T \Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) = \Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) \boldsymbol{\kappa} = 0$.

Dokaz. i)

$$\begin{aligned} \Phi^*(\boldsymbol{\kappa}, t) &= \frac{1}{(2\pi)^n} \left(\int_{\mathbb{R}^n} R(\mathbf{x}, t) e^{-i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x} \right)^* = \\ &= \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{\mathbb{R}^n} R(\mathbf{x}, t)^* e^{i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x} = \\ &= \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{\mathbb{R}^n} (R(\mathbf{x}, t))^T e^{i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x} = \\ &= \frac{1}{(2\pi)^n} \left(\int_{\mathbb{R}^n} R(\mathbf{x}, t) e^{i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x} \right)^T = \\ &= (\Phi(-\boldsymbol{\kappa}, t))^T. \end{aligned}$$

Nadaljujemo iz zadnjih enakosti:

$$\begin{aligned} \Phi^*(\boldsymbol{\kappa}, t) &= \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{\mathbb{R}^n} (R(\mathbf{x}, t))^T e^{i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x} = \\ &\stackrel{3.12}{=} \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{\mathbb{R}^n} R(-\mathbf{x}, t) e^{i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x} = \\ &\stackrel{x \rightarrow -x}{=} \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{\mathbb{R}^n} R(\mathbf{x}, t) e^{-i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x} = \\ &= \Phi(\boldsymbol{\kappa}, t). \end{aligned}$$

ii) Naj bo $\mathbf{v} \in \mathbb{R}^n$. Definiramo $g(\boldsymbol{\kappa}) := \mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}, t)$. Imamo

$$\begin{aligned} 0 &\leq \langle g^*(\boldsymbol{\kappa}) \cdot g(\boldsymbol{\kappa}) \rangle = \langle (\mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}, t))^* \cdot (\mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}, t)) \rangle = \\ &= \langle (\hat{\mathbf{u}}^*(\boldsymbol{\kappa}, t)) \cdot (\mathbf{v}^* \cdot \mathbf{v}) \cdot \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}, t) \rangle = \\ &= \langle (\mathbf{v}^* \mathbf{v}) \cdot (\hat{\mathbf{u}}^*(\boldsymbol{\kappa}, t) \cdot \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}, t)) \rangle = \\ &= (\mathbf{v}^T \mathbf{v}) \langle \hat{\mathbf{u}}^*(\boldsymbol{\kappa}, t) \cdot \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}, t) \rangle = \end{aligned}$$

Kot pri izpeljivi kovariančne matrike, je izraz enak

$$= (\mathbf{v}^T \mathbf{v}) \cdot \hat{R}(\boldsymbol{\kappa}, t) = \mathbf{v}^T \hat{R}(\boldsymbol{\kappa}, t) \mathbf{v} = \mathbf{v}^T \Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) \mathbf{v} \geq 0.$$

iii) Enakost zapišemo v spektralnem protstoru

$$\begin{aligned} 0 = \mathcal{F}(\nabla \cdot \mathbf{U})(\boldsymbol{\kappa}) &= \mathcal{F}\left(\sum_{i=1}^n \frac{\partial u_i}{\partial x_i}\right) = \sum_{i=1}^n \mathcal{F}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i}\right)(\boldsymbol{\kappa}) = i \sum_{i=1}^n \boldsymbol{\kappa}_i \hat{u}_i(\boldsymbol{\kappa}, t) = \\ &= i \boldsymbol{\kappa} \cdot \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}, t) \end{aligned}$$

$$\boldsymbol{\kappa}^T \Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) = \boldsymbol{\kappa}^T \langle \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}, t) \cdot \hat{\mathbf{u}}^*(\boldsymbol{\kappa}, t) \rangle = \langle (\boldsymbol{\kappa}^T \mathbf{u}(\boldsymbol{\kappa}, t)) \cdot \hat{\mathbf{u}}^*(\boldsymbol{\kappa}, t) \rangle = 0.$$

Za drugo enakost, izpeljano transponirano

$$0 = (\boldsymbol{\kappa}^T \Phi(\boldsymbol{\kappa}, t))^T = \Phi^T(\boldsymbol{\kappa}, t) \cdot \boldsymbol{\kappa} \stackrel{i)}{=} \Phi(-\boldsymbol{\kappa}, t) \cdot \boldsymbol{\kappa} \stackrel{\boldsymbol{\kappa} \rightarrow -\boldsymbol{\kappa}}{=} -\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) \cdot \boldsymbol{\kappa}.$$

□

3.2 Hipoteze Kolmogorova

Pionir teorije turbulence je sovjetski matematik Andrej Nikolajevič Kolmogorov. Na podlagi opažanj in rezultatov, ki pridejo iz Navier-Stokesovih enačb, je leta 1941 formuliral tri hipoteze, ki so še do danes osnova za razumevanje in analiziranje turbulentnih tokov.

Naj bo \mathbf{U} slučajni vektor, ki predstavlja hitrostno polje, na domeni $\Omega \subseteq \mathbb{R}^3$ in $\mathbf{x}^{(0)}, \mathbf{x}^{(1)}, \dots, \mathbf{x}^{(N)} \in \Omega$. Definiramo nove koordinate in novo hitrostno polje:

$$\begin{aligned} \mathbf{y} &= \mathbf{x} - \mathbf{x}^{(0)} \\ \mathbf{V}(\mathbf{y}, t) &= \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) - \mathbf{U}(\mathbf{x}^{(0)}, t) \end{aligned}$$

Porazdelitvena gostota za \mathbf{V} v N točkah $\mathbf{y}^{(1)}, \dots, \mathbf{y}^{(N)}$ označimo $f_{\mathbf{V}}^{(N)}$.

Definicija 3.16 (Lokalna homogenost). Slučajna spremenljivka \mathbf{V} je lokalno homogena na domeni $\Omega \subseteq \mathbb{R}^n$, če za vsak $N \in \mathbb{N}$ in $\mathbf{y}^{(n)}$, kjer je $n = 1, \dots, N$, velja, da je porazdelitvena gostota $f_{\mathbf{V}}^{(N)}$ neodvisna od $\mathbf{x}^{(0)}$ in $\mathbf{U}(\mathbf{x}^{(0)}, t)$.

Definicija 3.17 (Lokalna izotropičnost). Slučajna spremenljivka \mathbf{V} je lokalno izotropična na domeni $\Omega \subseteq \mathbb{R}^n$, če je lokalno homogena in je porazdelitvena gostota $f_{\mathbf{V}}^{(N)}$ invariantna na rotacije in zrcaljenja.

Sedaj preko danih definicij lahko navedemo hipoteze Kolmogorova.

- i) **Hipoteza o lokalni izotropiji**: Naj bo \mathbf{U} slučajni vektor, ki opisuje turbulenten tok na domeni $\Omega \subseteq \mathbb{R}^3$ in $Re \gg 1$, za $L, U, \nu > 0$. Če za vsak $x \in \Omega$, obstaja okolica $G \subset \Omega$ za \mathbf{x} , da za vsak $\mathbf{y} \in G$ velja

$$|\mathbf{y} - \mathbf{x}| \ll L,$$

potem je $f_{\mathbf{V}}^{(N)}$ lokalno izotropična na G .

- ii) **Prva podobnostna hipoteza:** Naj bo \mathbf{U} slučajni vektor, ki opisuje turbulenten tok na domeni $\Omega \subseteq \mathbb{R}^3$ in $Re \gg 1$, za $L, U, \nu > 0$. Potem je porazdelitvena funkcija $f_{\mathbf{V}}^{(N)}$ enolično določena z viskozno disipativnostjo ϵ in viskoznostjo ν .
- iii) **Druga podobnostna hipoteza:** Naj bo \mathbf{U} slučajni vektor, ki opisuje turbulenten tok na domeni $\Omega \subseteq \mathbb{R}^3$ in $Re \gg 1$, za $L, U, \nu > 0$, ter $N \in \mathbb{N}$. Če za vsak $n, m \in \{1, \dots, N\}$ in $n \neq m$ velja

$$\begin{aligned} |\mathbf{y}^{(n)} - \mathbf{y}^{(m)}| &\gg \eta, \\ |\mathbf{y}^{(n)}| &\gg \eta, \end{aligned}$$

kjer je η Kolmogorova dolžina, potem je $f_{\mathbf{V}}^{(N)}$ enolično določena z ϵ .

3.3 Energijsko spektralna funkcija

Do sedaj smo videli pomembnost dvo-točkovne korelacije in kovariance. Zaradi hipoteze o lokalni izotropiji, se lahko pri obravnavi energije turbulentnih tokov, omejimo na hitrostno-spektralni tenzor $\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t)$. Nažalost, tudi če se omejimo na tri dimenziionalen primer, je tenzor daleč on enostavnega. Bomo pa v tem razdelku videli, da nam predpostavka o izotropiji omogoča, da tenzor Φ zapišemo preko enostavnejše funkcije, ki ji pravimo energijsko spektralna funkcija. Obliko te, bo pa posledica Kolmogorovih podobnostnih hipotez.

Definicija 3.18. Naj bo \mathbf{U} slučajni vektor, in $\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t)$ hitrostno-spektralni tenzor, prirejen \mathbf{U} . Potem je **energijsko spektralna funkcija** $E : [0, \infty) \rightarrow \mathbb{R}$, dana s predpisom

$$E(\kappa, t) = \oint_{|\boldsymbol{\kappa}|=\kappa} \frac{1}{2} \text{tr}(\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t)) d\boldsymbol{\kappa} \quad (3.14)$$

in enodimenzionalna spektralna funkcija enaka

$$E_{ij}^k(\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{e}_k) = \frac{1}{\pi} \int_{\mathbb{R}} R_{ij}(r\mathbf{e}_k) e^{-i(\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{e}_k)r} dr. \quad (3.15)$$

Opomba 3.19.

- Ker je Φ pozitivno semidefiniten, je E pozitivna funkcija. To hitro sledi, če vzamemo enostki vektor e_i za $i \in \mathbb{N}$:

$$0 \leq e_i^T \Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) e_i = \Phi_{ii}(\boldsymbol{\kappa}, t) \implies \text{tr}(\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t)) \geq 0.$$

- E_{ij}^k je povezana s Φ preko

$$E_{ii}^k(\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{e}_k) = 2 \int_{\mathbb{R}^{n-1}} \Phi_{ii}(\boldsymbol{\kappa}) d\hat{\boldsymbol{\kappa}}_k,$$

kjer je $d\hat{\boldsymbol{\kappa}}_k = d\kappa_1 \dots d\kappa_{k-1} d\kappa_{k+1} \dots d\kappa_n$

Navedimo še dve definiciji, ki sta pomembni pri obravnavi energije turbulentnih tokov in nam, da razlog za obravnavo tenzorja Φ

Definicija 3.20. Turbulentna kinetična energija je funkcija $k : \mathbb{R}^+ \rightarrow \mathbb{R}^+$ dana s predpisom

$$k(t) = \frac{1}{2} \text{tr}(R(0, t)) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \langle u^2(0, t) \rangle = \int_0^\infty E(\kappa, t) d\kappa \quad (3.16)$$

Definicija 3.21. Viskozna disipativnost je funkcija $\epsilon : \mathbb{R}^+ \rightarrow \mathbb{R}^+$ dana s predpisom

$$\epsilon(t) = \int_{\mathbb{R}^n} \nu |\kappa|^2 \text{tr}(\Phi(\kappa, t)) d\kappa. \quad (3.17)$$

Opomba 3.22. Da se preveriti, da ta definicija viskozne disipativnosti sovpada s tisto iz prvega poglavja.

Funkcija E vsebuje manj informacij, kot Φ , primarno opazimo, da smo izgubili informacijo energije v različnih smereh. Vendar nam intuicija pravi, ker delamo pod predpostavko izotropičnosti, bi morala obstajati relacija med E in Φ . Začnemo z naslednjim izrekom

Izrek 3.23. Naj bo $T : \mathbb{R}^n \rightarrow M_n(\mathbb{R})$ izotropična tenzorska funkcija. Potem obstaja skalarni funkcija $A, B : [0, \infty) \rightarrow \mathbb{R}$ in razcep funkcije T :

$$T(\kappa) = A(|\kappa|)I + B(|\kappa|)\kappa\kappa^T, \quad (3.18)$$

Dokaz. Ne najdem... □

Uporabimo izrek, da dobimo razcep za Φ

$$\Phi(\kappa, t) = A(|\kappa|, t)I + B(|\kappa|, t)\kappa\kappa^T, \quad (3.19)$$

za $A, B : [0, \infty) \rightarrow \mathbb{R}$ in $t \in \mathbb{R}$. Enakost množimo z κ^T , ter upoštevamo nestisljivostni pogoj 3.15

$$\begin{aligned} 0 &= \kappa^T \Phi(\kappa, t) = A(|\kappa|, t)\kappa^T + B(|\kappa|, t)(\kappa^T \kappa)\kappa^T = (A(|\kappa|, t) + B(|\kappa|, t)(\kappa^T \kappa))\kappa^T \\ &\implies A(|\kappa|, t) + B(|\kappa|, t)(\kappa^T \kappa) = 0 \\ &\implies A(|\kappa|, t) = -B(|\kappa|, t)|\kappa|^2. \end{aligned}$$

Dobili smo zvezo med funkcijama A in B . Poiščimo še zvezo med A, B in E .

$$\begin{aligned} \text{tr}(\Phi(\kappa, t)) &= \text{tr}(A(|\kappa|, t)I + B(|\kappa|, t)\kappa\kappa^T) = \\ &= A(|\kappa|, t)\text{tr}(I) + B(|\kappa|, t)\text{tr}(\kappa\kappa^T) = \\ &= A(|\kappa|, t)n + B(|\kappa|, t)|\kappa|^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \implies E(\kappa, t) &= \oint_{|\kappa|=\kappa} \frac{1}{2} \text{tr}(\Phi(\kappa, t)) d\kappa = \oint_{|\kappa|=\kappa} \frac{1}{2} (A(|\kappa|, t)n + B(|\kappa|, t)|\kappa|^2) d\kappa = \\ &= \frac{nA(\kappa, t)}{2} \oint_{|\kappa|=\kappa} d\kappa + \frac{B(\kappa, t)\kappa^2}{2} \oint_{|\kappa|=\kappa} d\kappa = \\ &= (nA(\kappa, t) + B(\kappa, t)\kappa^2) \frac{S_{n-1}(\kappa)}{2} = \\ &= (-nB(\kappa, t)\kappa^2 + B(\kappa, t)\kappa^2) \frac{S_{n-1}(\kappa)}{2}, \end{aligned}$$

kjer je $S_{n-1}(\kappa)$ površina $n - 1$ -dimenzionalne krogle z radijem κ

$$S_{n-1}(\kappa) = \frac{2\pi^{\frac{n}{2}}}{\Gamma(\frac{n}{2})} \kappa^{n-1}.$$

Iz zadnje izpeljave izrazimo B in vstavimo v Φ

$$\begin{aligned} \Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) &= A(|\boldsymbol{\kappa}|, t)I + B(|\boldsymbol{\kappa}|, t)\boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\kappa}^T = \\ &= B(|\boldsymbol{\kappa}|, t)(-|\boldsymbol{\kappa}|^2 I + \boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\kappa}^T) = \\ &= \frac{2E(|\boldsymbol{\kappa}|, t)}{|\boldsymbol{\kappa}|^2 S_{n-1}(|\boldsymbol{\kappa}|)(1-n)} (-|\boldsymbol{\kappa}|^2 I + \boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\kappa}^T) = \\ &= \frac{2E(|\boldsymbol{\kappa}|, t)}{S_{n-1}(|\boldsymbol{\kappa}|)(n-1)} \left(I - \frac{1}{|\boldsymbol{\kappa}|^2} \boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\kappa}^T \right) = \\ &= \frac{2E(|\boldsymbol{\kappa}|, t)}{S_{n-1}(|\boldsymbol{\kappa}|)(n-1)} P(\boldsymbol{\kappa}), \end{aligned} \quad (3.20)$$

kjer smo s P označili ortogonalno projekcijo

$$P(\boldsymbol{\kappa}) = I - \frac{1}{|\boldsymbol{\kappa}|^2} \boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\kappa}^T.$$

V 3-dimenzionalnem primeru, dobimo

$$\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) = \frac{E(|\boldsymbol{\kappa}|)}{4\pi|\boldsymbol{\kappa}|^2} P(\boldsymbol{\kappa}) \quad (3.21)$$

3.4 Kolmogorov spekter

Ker se tenzor Φ izraža preko količine E , se pojavi vprašanje ali lahko določimo E ? V splošne je odgovor ne, vendar nam v posebnem primeru Kolmogorovi podobnostni hipotezi omogočata, da določimo E na pravem območju.

Obstajajo empirične izpeljave te porazdelitve, mi pa se bomo lotili, problema bolj formalno. Naslonili se bomo na izrek Buchingham π . Preden ga navedemo in dokažemo, navedimo nekaj pojmov.

Definicija 3.24. Naj bodo $1, F_1, \dots, F_n$ formalne spremenljivke, ki predstavljajo osnovne fizikalne enote. Definiramo množico osnovnih \mathcal{B} , kot množico urejenih parov:

$$\mathcal{B} = \{(\alpha_i, F_i) \mid i = 1, \dots, n, \alpha_i \geq 0\} \cup \{(\alpha_0, 1) \mid \alpha_0 \geq 0\}.$$

Bolj intuitivno bomo par označevali kot: $\alpha_i(F_i) \cdot [F_i] = \alpha_i \cdot [F_i]$. Za dane pare definiramo

- Množenje dveh osnovnih enot definiramo kot

$$(\alpha_i(F_i) \cdot [F_i]) \cdot (\beta_j(F_j) \cdot [F_j]) = (\alpha_i \beta_j) [F_i F_j].$$

- Enoto za ta produkt označimo z

$$(1, 1) = 1.$$

- ter obrljiv element kot

$$(\alpha_i(F_i) \cdot [F_i])^{-1} = \frac{1}{\alpha_i(F_i)} \cdot [F_i^{-1}].$$

Potem je **fizikalen prostor** \mathcal{F} enak

$$\mathcal{F} = \{\alpha \cdot \prod_{i=1}^n [F_i^{k_i}] \mid \alpha \geq 0, k_i \in \mathbb{Z}\}$$

Opomba 3.25. • Če množimo enake osnovne enote bomo označevali

$$\underbrace{[F_i \cdot \dots \cdot F_i]}_n = [F_i^n]$$

$$\underbrace{[F_i^{-1} \cdot \dots \cdot F_i^{-1}]}_n = [F_i^{-n}]$$

- Splošno enoto iz \mathcal{F} bomo označevali

$$[F] = \prod_{i=1}^n [F_i^{k_i}]$$

Naslednja trditev, katere dokaz je enostaven in ga izpustimo, vendar je pomemben:

Trditev 3.26. *Prostor \mathcal{F} opremljen z operacijo*

$$\mathbb{R} \times \mathcal{F} \rightarrow \mathcal{F}$$

$$(\lambda, \alpha[F]) \mapsto (\lambda \cdot \alpha)[F]$$

je vektorski prostor nad \mathbb{R} .

Primer 3.27. Poglejmo si glaven primer, ki predstavlja fiziko. Naj bodo T (sekunda), L (meter), M (kilogram), K (kelvin), N (mol), I (amper) in C (kandela). Potem je \mathcal{F} prostor vseh fizikalnih količin

$$\mathcal{F} = \{\alpha \cdot [T^{k_1} L^{k_2} M^{k_3} K^{k_4} N^{k_5} I^{k_6} C^{k_7}] \mid i = 1, \dots, 7 : k_i \in \mathbb{Z}\}.$$

Na primer enota $T^{-2}L^1M^1$ predstavlja silo. Zaradi trditve, lahko vsako enoto predstavimo, kot vektor v \mathbb{Z}^7 , torej lahko silo zapišemo kot $(-2, 1, 1, 0, 0, 0, 0)$ \diamond

Ključna koncept, ki se bo pojavil pri dokazu izreka je pretvorba enote npr. iz metra v centimetre ali iz sekunde v uro. Intuicija nam pravi, da bi naslednja formalna izpeljava morala veljati: naj bodo $x_1, \dots, x_n > 0$ in $\alpha \cdot [F] \in \mathcal{F}$ ter zapišemo $[F_i] = [x_i \hat{F}_i]$

$$\alpha \cdot [F] = \alpha \cdot \prod_{i=1}^n [F_i^{k_i}] = \alpha \cdot \prod_{i=1}^n [(x_i \hat{F}_i)^{k_i}] = \alpha \cdot \prod_{i=1}^n (x_i)^{k_i} [\hat{F}_i^{k_i}] =$$

$$= \underbrace{\left(\alpha \prod_{i=1}^n x_i^{k_i} \right)}_{\hat{\alpha}} \cdot \prod_{i=1}^n [\hat{F}_i^{k_i}] = \hat{\alpha} \cdot [\hat{F}]$$

Definicija 3.28. Naj bo $\alpha \cdot [F] \in \mathcal{F}$ in $x_1, \dots, x_n > 0$. Potem pretvorbo enot F_i za faktor x_i definiramo kot

$$\alpha \cdot [F] \rightarrow \left(\alpha \prod_{i=1}^n x_i^{k_i} \right) \cdot [F] \quad (3.22)$$

Definicija 3.29. Naj bo $f : \mathbb{R}^+ \rightarrow \mathbb{R}^+$ funkcija in $k_1, \dots, k_n \in \mathbb{Z}$. Fizikalna preslikava je preslikava dana z

$$\Phi : \mathcal{F}^n \rightarrow \mathcal{F}$$

$$(\alpha_1 R_1, \dots, \alpha_n R_n) \mapsto f(\alpha, \dots, \alpha_n) \cdot \prod_{i=1}^n [F_i^{b_i}],$$

kjer so vrednosti b_1, \dots, b_n izbrane tako, da velja

$$\prod_{i=1}^n [R_i] = \prod_{i=1}^n [F_i^{b_i}]$$

in velja pretvorbena lastnost

$$\prod_{i=1}^n [\hat{R}_i] = \prod_{i=1}^n [\hat{F}_i^{b_i}] \quad (3.23)$$

Opomba 3.30. Vrednosti b_i iz definicije so enolično določene, ker so F_i bazni vektorji za \mathcal{F} .

Lema 3.31. Če enote $R_1, \dots, R_n \in \mathcal{F}$ pretvorimo z $x_1, \dots, x_n > 0$, za fizikalno preslikavo velja $\Phi : \mathcal{F}^n \rightarrow \mathcal{F}$ velja

$$\Phi \left(\alpha_1 \prod_{j=1}^n x_j^{k_{1j}} R_1, \dots, \alpha_n \prod_{j=1}^n x_j^{k_{nj}} R_n \right) = \left(\prod_{i=1}^n x_i^{b_i} \right) \cdot \Phi(\alpha_1 R_1, \dots, \alpha_n R_n) \quad (3.24)$$

Dokaz. Za pretvorbo \hat{R}_i velja

$$[\hat{R}_i] = \prod_{j=1}^n [(x_j F_j)^{k_{ij}}] = \left(\prod_{j=1}^n x_j^{k_{ij}} \right) \cdot \prod_{j=1}^n [F_j^{k_{ij}}] = \left(\prod_{j=1}^n x_j^{k_{ij}} \right) \cdot [R_i]$$

Poglejmo, kako se transformira Φ :

$$\Phi(\alpha_1 \hat{R}_1, \dots, \alpha_n \hat{R}_n) = f(\alpha_1, \dots, \alpha_n) \cdot \prod_{i=1}^n [\hat{R}_i] =$$

Ker velja lastnost 3.23, sledi

$$\begin{aligned} &= f(\alpha_1, \dots, \alpha_n) \cdot \prod_{i=1}^n [\hat{R}_i] = f(\alpha_1, \dots, \alpha_n) \cdot \prod_{i=1}^n [\hat{F}_i^{b_i}] = \\ &= f(\alpha_1, \dots, \alpha_n) \cdot \prod_{i=1}^n [(x_i F_i)^{b_i}] = f(\alpha_1, \dots, \alpha_n) \left(\prod_{i=1}^n x_i^{b_i} \right) \cdot \prod_{i=1}^n [F_i^{b_i}] = \\ &= \prod_{i=1}^n x_i^{b_i} \cdot \left(f(\alpha_1, \dots, \alpha_n) \cdot \prod_{i=1}^n [F_i^{b_i}] \right) = \prod_{i=1}^n x_i^{b_i} \cdot \Phi(\alpha_1 R_1, \dots, \alpha_n R_n). \end{aligned}$$

□

Sedaj lahko navedemo in dokažemo Buchingham π izrek.

Izrek 3.32 (Buchingham π). *Naj bo $\Phi : \mathcal{F}^n \rightarrow \mathcal{F}$ fizikalna preslikava in $R_1, \dots, R_n \in \mathcal{F}$ fizikalne spremenljivke. Naj bo fizikalni zakon dan z*

$$\Phi(R_1, \dots, R_n) = 0. \quad (3.25)$$

Potem obstaja funkcija $F : \mathcal{F}^n \rightarrow \mathcal{F}$ in brezdimenzijske fizikalne spremenljivke $\pi_1, \dots, \pi_{n-k} \in \mathcal{F}$ za $k \in \{0, \dots, n-1\}$, da velja

$$F(\pi_1, \dots, \pi_{n-k}) = 0. \quad (3.26)$$

Dokaz. Brez škode splošnosti lahko za fiksne enote R_1, \dots, R_n , namesto funkcije Φ vzamemo funkcijo

$$R_1^{c_1} \cdot \dots \cdot R_n^{c_n} \Phi(R_1, \dots, R_n),$$

kjer so koeficienti $c_1, \dots, c_n \in \mathbb{Z}$ izbrani tako, da je nova funkcija brezdimenzijska tj. enote te funkcije so

$$[F_1^{b_1} \cdot \dots \cdot F_n^{b_m}] = [F_1^0 \cdot \dots \cdot F_n^0] = [1],$$

oz. $b_1 = \dots = b_m = 0$ za bazne enote F_i funkcije Φ in $m \in \mathbb{N}$. Ker imamo n elementov vektorskega prostora \mathcal{F} , obstaja linearno neodvisna podmnožica $\{R_1, \dots, R_r\}$ za $r \leq n$ ali ekvivaletno

$$R_1^{\lambda_1} \cdot \dots \cdot R_n^{\lambda_n} = 1 \implies \lambda_1 = \dots = \lambda_n = 0.$$

Sedaj lahko za $k > r$ enoto R_k izrazimo kot

$$R_k = R_1^{d_1} \cdot \dots \cdot R_r^{d_r}$$

za $d_1, \dots, d_r \in \mathbb{Z}$. Potem je spremenljivka $R_k \cdot R_1^{-d_1} \cdot \dots \cdot R_r^{-d_r}$ brezdimenzijska in jo lahko zapišemo preko brezdimenzijskih količin $\pi_1^{h_1}, \dots, \pi_{n-r}^{h_{n-r}}$

$$R_k = R_1^{d_1} \cdot \dots \cdot R_r^{d_r} \cdot \pi_1^{h_1} \cdot \dots \cdot \pi_{n-r}^{h_{n-r}}$$

za primerno izbrane $h_1, \dots, h_{n-r} \in \mathbb{Z}$. Za neka funkcijo $\psi : \mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L}$ sedaj velja korespondenca med danimi spremenljivkami

$$\Phi(R_1, \dots, R_n) = \psi(R_1, \dots, R_r, \pi_1, \dots, \pi_{n-r}).$$

Pokažimo, da je ψ neodvisna od R_1, \dots, R_r . Naj bodo $x_1, \dots, x_m > 0$. Potem po lemi 3.31 velja

$$\begin{aligned} \psi\left(\alpha_1 \prod_{j=1}^m x_j^{k_{1j}} R_1, \dots, \alpha_r \prod_{j=1}^m x_j^{k_{rj}} R_r, \pi_1, \dots, \pi_{n-r}\right) &= \\ &= \left(\prod_{i=1}^m x_i^{b_i}\right) \psi(\alpha_1 R_1, \dots, \alpha_r R_r, \pi_1, \dots, \pi_{n-r}) = \\ &= \psi(\alpha_1 R_1, \dots, \alpha_r R_r, \pi_1, \dots, \pi_{n-r}), \end{aligned}$$

kjer zadnja enakost velja, ker smo predpostavili, da je Φ brezdimenzijska. Za zaključek dokaza, moramo pokazati, da lahko vrednosti x_1, \dots, x_n izberemo tako, da velja

$$\prod_{j=1}^m x_j^{k_{ij}} = \frac{1}{\alpha_i}, \quad i = 1, \dots, r.$$

Ker so vse vrednosti v izrazu pozitivne, enačbo logaritmeramo

$$\sum_{j=1}^m k_{ij} \ln x_j = -\ln \alpha_i, \quad i = 1, \dots, r.$$

oz. v matričnem zapisu

$$\begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} & \cdots & k_{1m} \\ k_{21} & k_{22} & \cdots & k_{2m} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ k_{r1} & k_{r2} & \cdots & k_{rm} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ln x_1 \\ \ln x_2 \\ \vdots \\ \ln x_m \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} \ln \alpha_1 \\ \ln \alpha_2 \\ \vdots \\ \ln \alpha_r \end{bmatrix}.$$

Vrstice matrike, predstavljajo enote (oz. njihovo potenco), za katere pa smo predpostavili, da je prvih r neodvisnih, zato je ta matrika polnega ranga in enačba ima rešitev. \square

Opomba 3.33. Iz izreka lahko izluščimo še malo več. Prezdimenzijske parametre π_1, \dots, π_{n-r} lahko določimo na sledeč način. Če zapišemo spremenljivke R_1, \dots, R_n preko baznih spremenljivk F_1, \dots, F_m . Iz dokaza smo videli, da je R_k (za $k > r$) odvisen od $R_1^{d_1}, \dots, R_r^{d_r}$, zato je dovolj da zahtevamo, da je $R_1^{d_1} \cdots R_r^{d_r}$, neodvisna količina. Vendar to pomeni:

$$[R_1^{d_1} \cdots R_r^{d_r}] = \prod_{i=1}^m [F_i^{k_{i1}d_1} \cdots F_i^{k_{ir}d_r}] = \prod_{i=1}^m F_i^{k_{i1}d_1 + \cdots + k_{ir}d_r},$$

kjer želimo, da je eksponent enak 0. Z drugimi besedami, brezdimenzijske grupe π , elementi vektorja v , ki leži v jedru matrike iz dokaza. Ker pa ima ta matrika, enak rang, kot če vzamemo matriko vseh spremenljivk, je dovolj poiskati jedro le te

$$M = \begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} & \cdots & k_{1n} \\ k_{21} & k_{22} & \cdots & k_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ k_{m1} & k_{m2} & \cdots & k_{mn} \end{bmatrix}$$

Matriki M pravimo **dimenzijska matrika**.

Poglejmo sedaj uporabo izreka. Naj bo $\text{Re} \gg 1$ in \mathbf{U} slučajni vektor. Potem je po prvi podobnostni hipotezi \mathbf{U} odvisen le od ϵ in ν . Ker predpostavimo, da je \mathbf{U} izotropen, je tudi energijska spektralna funkcija E odvisna le od ϵ in ν . Torej obstaja zakon

$$f(E, \epsilon, \nu, \kappa) = 0$$

za $f : \mathcal{F} \rightarrow \mathbb{R}$. Za ϵ in ν že vemo, da imata enote $[\epsilon] = [L^2 T^{-3}]$ in $[\nu] = [M^1 L^{-1} T^{-1}]$. Ker je $\kappa = \frac{2\pi}{L}$ pomeni, da je $[\kappa] = [L^{-1}]$. Hitrostno-spektralni tenzor Φ je

$$\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) = \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{\mathbb{R}^n} R(\mathbf{x}, t) e^{-i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x}.$$

Po definiciji R predstavlja kinetično energijo, torej ima enoto $[L^2 T^{-2}]$. Eksponentni del integranda je brezdimenzijski, diferencial pa ima enoto $[L^n]$. zato je enota tenzorja Φ enaka $[L^2 T^{-2} L^n] = [L^{n+2} T^{-2}]$. Iz enačbe 3.20 izrazimo enoto za E , kar nam da $[L^{n+2} T^{-2} L^{-2}] = [L^n T^{-2}]$. Sedaj lahko zapišemo dimenzijsko matriko M v bazi $\{L, T, M\}$

	E	ϵ	ν	k
L	n	2	-1	-1
T	-2	-3	-1	0
M	0	0	1	0

Z malo računanja, dobimo jedro matrike M :

$$\ker M = \text{Lin} \left\{ \begin{bmatrix} 3 \\ -2 \\ 0 \\ 3n-4 \end{bmatrix} \right\}$$

Število π -grup je enako $4-3 = 1$ in, če vzamemo iz jedra, kar vektor $(3, -2, 0, 3n-4)$, dobimo

$$\pi = E^3 \epsilon^{-2} \kappa^{3n-4},$$

ki zadošča $F(\pi) = 0$, za neko neznano funkcijo F . Ker je π brezdimenzijska količina, oz. konstanta količina, lahko zapišemo

$$E^3 \epsilon^{-2} \kappa^{3n-4} = C \in \mathbb{R}, \quad (3.27)$$

ali ekvivalentno

$$E(\kappa) = C \epsilon^{\frac{2}{3}} \kappa^{\frac{4-3n}{3}}. \quad (3.28)$$

V posebnem za $n = 3$ dobimo

$$E(\kappa) = C \epsilon^{\frac{2}{3}} \kappa^{-\frac{5}{3}}, \quad (3.29)$$

kar je znameniti **Kolmogorov spekter**.

3.5 Napake filtriranih polj

Koncepte, ki smo jih spoznali v tem in prejšnjem poglavju bomo uporabili, da ocenimo kako "dobra" je rešitev filtriranih enačb.

Definicija 3.34. Naj bo \mathbf{U} slučajni vektor. **Filtrirana dvo-točkovno korelacija** je

$$\bar{R}(\mathbf{x}, \mathbf{r}, t) = \langle \bar{\mathbf{U}}(\mathbf{x}, t) \cdot \bar{\mathbf{U}}^T(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t) \rangle \quad (3.30)$$

in filtrirana energijsko spektralna funkcija \bar{E}

$$\bar{E}(\kappa, t) = \oint_{|\kappa|=\kappa} \frac{1}{2} \text{tr}(\hat{\bar{R}}(\boldsymbol{\kappa}, t)) d\boldsymbol{\kappa}, \quad (3.31)$$

kjer $\hat{\cdot}$ označuje Fourierovo transformacijo.

Opomba 3.35.

- Definicija je filtrirane spektralne funkcije je identična kot nefiltrirane le da je slučajni vektor filtriran.
- Kot R je tudi \bar{R} neodvisna od x , zato ga bomo izpuščali.

Lema 3.36. Naj bo \mathbf{U} homogen slučajni vektor in G filtracijska funkcija. Velja:

$$\bar{E}(\kappa, t) = |\hat{G}(\kappa)|^2 E(\kappa, t). \quad (3.32)$$

Dokaz. Ker je sled tr aditivna je dovolj preveriti le za primer, ko je \mathbf{U} enodimenziionalen. Označimo ga z u in sledimo definiciji in uporabimo lastnost invariance R v prvi komponenti

$$\begin{aligned} \bar{R}(\mathbf{x}, \mathbf{r}, t) &= \langle \bar{u}(x+r) \bar{u}(x) \rangle = \\ &= \left\langle \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} G(y) G(z) u(x+r-y, t) u(x-z, t) dy dz \right\rangle = \\ &= \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} G(y) G(z) \langle u(x+r-y, t) u(x-z, t) \rangle dy dz = \\ &\stackrel{x \rightarrow x+z}{=} \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} G(y) G(z) \langle u(x+r+z-y, t) u(x, t) \rangle dy dz = \\ &= \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} G(y) G(z) R(r+z-y, t) dy dz \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{E}(\kappa, t) &= \frac{1}{\pi} \int_{\mathbb{R}} \bar{R}(r, t) e^{-i\kappa r} dr = \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} G(y) G(z) R(r+z-y, t) e^{-i\kappa r} dy dz dr = \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} (G(y) e^{-i\kappa y}) (G(z) e^{i\kappa z}) R(r+z-y, t) e^{-i\kappa(r+z-y)} dy dz dr = \end{aligned}$$

po Fubinijevem izreku lahko zamenjamo vrstne rede integracije:

$$\frac{1}{\pi} \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} (G(y) e^{-i\kappa y}) (G(z) e^{i\kappa z}) \left(\int_{\mathbb{R}} R(r+z-y, t) e^{-i\kappa(r+z-y)} dr \right) dy dz =$$

z uvedbo neznanke $r + z - y = s \implies dr = ds$ dobimo invarianco notranjega integrala od spremenljivk z in y

$$\begin{aligned}
&= \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} (G(y)e^{-i\kappa y})(G(z)e^{i\kappa z}) \left(\frac{1}{\pi} \int_{\mathbb{R}} R(s, t)e^{-i\kappa s} ds \right) dy dz = \\
&= E(\kappa, t) \int_{\mathbb{R}} (G(y)e^{-i\kappa y} dy) \overline{\int_{\mathbb{R}} (G(z)e^{-i\kappa z} dz)} = \\
&= E(\kappa, t) G(\kappa) \overline{G(\kappa)} = \\
&= |G(\kappa)|^2 E(\kappa, t).
\end{aligned}$$

□

Najprej si bomo pogledali enodimenzionalni primer, za katerega bomo potrebovali poseben primer enodimenzionalne spektralne funkcije. Le-to pa moramo povezati z $E(\kappa)$, katere porazdelitev poznamo (označevali bomo $\boldsymbol{\kappa}^2 = \kappa^2$). Iz prejšnjih razdelkov vemo naslednje:

$$\begin{aligned}
E_{ij}^k(\kappa_k) &= 2 \int_{\mathbb{R}^{n-1}} \Phi_{ij}(\boldsymbol{\kappa}) d\hat{\boldsymbol{\kappa}} = \\
&\stackrel{3.20}{=} \frac{2\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)}{(n-1)\pi^{\frac{n}{2}}} \int_{\mathbb{R}^{n-1}} \frac{E(\kappa)}{\kappa^{n-1}} \left(1 - \frac{\kappa_i \kappa_j}{\kappa^2}\right) d\hat{\boldsymbol{\kappa}}_k = \\
&\stackrel{i=j=k}{=} \frac{2\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)}{(n-1)\pi^{\frac{n}{2}}} \int_{\mathbb{R}^{n-1}} \frac{E(\kappa, t)}{\kappa^{n-1}} \left(1 - \frac{\kappa_k^2}{\kappa^2}\right) d\hat{\boldsymbol{\kappa}}_k =
\end{aligned}$$

Zapišemo

$$\kappa_r^2 = \kappa^2 - \kappa_k^2 = \kappa_1^2 + \dots + \kappa_{k-1}^2 + \kappa_{k+1}^2 + \dots + \kappa_n^2$$

in uvedemo sferične koordinate

$$\begin{aligned}
\kappa_1 &= r \cos(\phi_1) \\
&\vdots \\
\kappa_{k-1} &= r \sin(\phi_1) \dots \sin(\phi_{k-3}) \cos(\phi_{k-2}) \\
\kappa_{k+1} &= r \sin(\phi_1) \dots \sin(\phi_{k-2}) \cos(\phi_{k-1}) \\
&\vdots \\
\kappa_{n-1} &= r \sin(\phi_1) \dots \sin(\phi_{n-3}) \cos(\phi_{n-2}) \\
\kappa_n &= r \sin(\phi_1) \dots \sin(\phi_{n-3}) \sin(\phi_{n-2})
\end{aligned}$$

Diferencial je enak

$$\begin{aligned}
d\hat{\boldsymbol{\kappa}}_k &= \left(r^{n-2} \prod_{i=1}^{n-3} \sin^{n-2-i} \phi_i \right) dr d\phi_1 \dots d\phi_{n-2} = \\
&= r^{n-2} dr d\Omega_{n-2}.
\end{aligned}$$

Integral se transformira kot

$$= \frac{2\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)}{(n-1)\pi^{\frac{n}{2}}} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_{[0, \pi]^{n-3}} \frac{E(\sqrt{\kappa_k^2 + r^2})}{(\kappa_k^2 + r^2)^{(n-1)/2}} \left(1 - \frac{\kappa_k^2}{(\kappa_k^2 + r^2)}\right) r^{n-2} dr d\Omega_{n-2}.$$

Integral po kotih ϕ_i za $i = 1, \dots, n-2$ nam da volumen $n-1$ sfere, kar označimo z S_{n-1} :

$$\begin{aligned} &= \frac{2\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)S_{n-1}}{(n-1)\pi^{\frac{n}{2}}} \int_0^\infty \frac{E(\sqrt{\kappa_k^2 + r^2})}{(\kappa_k^2 + r^2)^{(n-1)/2}} \left(1 - \frac{\kappa_k^2}{(\kappa_k^2 + r^2)}\right) r^{n-2} dr = \\ &= \frac{2}{n-1} \int_0^\infty \frac{E(\sqrt{\kappa_k^2 + r^2})}{(\kappa_k^2 + r^2)^{(n-1)/2}} \cdot \left(\frac{r^n}{\kappa_k^2 + r^2}\right) dr = \end{aligned}$$

uvedemo novo neznanko $\kappa = \sqrt{\kappa_k^2 + r^2} \implies d\kappa = \frac{r}{\sqrt{\kappa}} dr$:

$$= \frac{2}{n-1} \int_{|\kappa_k|}^\infty \frac{E(\kappa)}{\kappa^n} \cdot (\kappa^2 - \kappa_k^2)^{(n-1)/2} d\kappa =$$

Privzamemo predpostavke hipotez Kolmogorova in vstavimo Kolmogorov spekter:

$$= \frac{2}{n-1} C \epsilon^{2/3} \int_{|\kappa_k|}^\infty \frac{\kappa^{-5/3}}{\kappa^n} \cdot (\kappa^2 - \kappa_k^2)^{(n-1)/2} d\kappa.$$

Integral lahko eksplicitno izračunamo preko Gamma funkcije, vendar bo za naše potrebe dovolj za primer $n = 3$

$$= \frac{18}{55} C \epsilon^{2/3} \kappa_k^{-5/3}$$

Sedaj si pogledjmo prvi pravi primer

Primer 3.37. Naj bo dana $G(x) = \sqrt{\frac{6}{\pi\kappa_c^2}} \cdot e^{\frac{-6x^2}{\kappa_c^2}}$ filtracijska funkcija za $\kappa_c > 0$ valovno število, da velja 2.43 in u homogeno enodimenzionalno hitrostno polje. Pogledjmo koliko polja $\frac{d\bar{u}}{dx}$ lahko razrešimo. Ker za Fourierovo transformacijo velja

$$\frac{\widehat{\frac{d\bar{u}(x,t)}{dx}}}{dx} = i\kappa \widehat{\bar{u}(\kappa,t)}$$

je spekter od $\frac{d\bar{u}}{dx}$ enak

$$\kappa^2 \bar{E}(\kappa, t).$$

Po zadnji lemi imamo

$$\kappa^2 \bar{E}(\kappa, t) = \kappa^2 |\hat{G}(\kappa)|^2 E(\kappa, t).$$

Znana formula za Fourierovo transformacijo Gaussove funkcije nam da

$$|\hat{G}(\kappa)|^2 = e^{-\frac{\pi^2 \kappa^2}{12\kappa_c^2}}$$

in celoten spekter enak

$$\kappa^2 \bar{E}(\kappa, t) = \frac{18}{55} C \epsilon^{2/3} \kappa^{1/3} e^{-\frac{\pi^2 \kappa^2}{12\kappa_c^2}}$$

Sedaj izberemo κ_r , da je u predstavljen s Fourierovo vrsto do željene natančnosti. Potem je količina turbulentna energija, ki jo lahko predstavimo enako

$$\frac{\int_0^{\kappa_r} \kappa^2 \bar{E}(\kappa, t) d\kappa}{\int_0^\infty \kappa^2 \bar{E}(\kappa, t) d\kappa} = \frac{\int_0^{\kappa_r} \kappa^{1/3} e^{-\frac{\pi^2 \kappa^2}{12\kappa_c^2}} d\kappa}{\int_0^\infty \kappa^{1/3} e^{-\frac{\pi^2 \kappa^2}{12\kappa_c^2}} d\kappa} = \frac{\int_0^{(\pi^2/12)(\kappa_r/\kappa_c)^2} t^{-1/3} e^{-t} dt}{\int_0^\infty \kappa^{1/3} e^{-t} d\kappa} = P\left(\frac{\kappa_r}{\kappa_c}\right).$$

Dve standardni izbiri za kvocient $\frac{\kappa_r}{\kappa_c}$ sta $\frac{1}{2}$ in 1. Dobimo vrednosti $P\left(\frac{1}{2}\right) \approx 0.98$ in $P(1) \approx 0.72$. To pomeni, da je prva izbira za 26% boljša, vendar potrebujemo približno 16x več točk. \diamond

Primer 3.38. Kinetična energija rezidulnega polja je

$$k_r = \int_0^\infty (1 - \hat{G}^2(\kappa)) E(\kappa) d\kappa.$$

Recimo, da uporabimo valovno preklonni T_c filter za $\kappa_c = \frac{\pi}{\delta}$ in naj veljajo predpostavke hipotez Kolmogorova, ter označimo dolžino domene, ki opazujemo z L . Poglejmo kolikšen del hitrostnega polja razrešimo sedaj.

Ocena za celotno kinetično energijo $k = L^{\frac{2}{3}} \epsilon^{\frac{2}{3}}$. Za filter T_c se k_r izrazi kot

$$k_r = \int_{\kappa_c}^\infty E(\kappa) d\kappa.$$

Uporabimo Kolmogorov spekter:

$$\begin{aligned} k_r &= \int_{\kappa_c}^\infty E(\kappa) d\kappa = \int_{\kappa_c}^\infty C \epsilon^{\frac{2}{3}} \kappa^{-\frac{5}{3}} d\kappa = \\ &= C \epsilon^{\frac{2}{3}} \left(-\frac{3}{2} \kappa^{-\frac{2}{3}} \right) \Big|_{\kappa_c}^\infty = \frac{3}{2} C \epsilon^{\frac{2}{3}} \kappa_c^{-\frac{2}{3}}. \end{aligned}$$

Kvocient količin je

$$\frac{k_r}{k} = \frac{\frac{3}{2} C \epsilon^{\frac{2}{3}} \kappa_c^{-\frac{2}{3}}}{L^{\frac{2}{3}} \epsilon^{\frac{2}{3}}} = \frac{3}{2} C (\kappa_c L)^{-\frac{2}{3}}.$$

Ena standardna izbira za κ_c je, da velja $\kappa_c L = \left(\frac{15}{2} C\right)^{\frac{3}{2}} \approx 38$, kar nam da

$$\frac{k_r}{k} \approx 0.2.$$

Z drugimi besedami, približno 80% celotne energije lahko razrešimo za dan filter v tridimenzionalnem primeru. \diamond

4 Modeliranje majhnih skal in problem zaprtja

V tem poglavju se vrnemo nazaj na filtrirane Navier-Stokevove enačbe:

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{U}} = \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_j} = 0$$

$$\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}_i \bar{U}_j}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^R}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_j}{\partial x_i \partial x_i} + \bar{f}_j,$$

za $j = 1, 2, 3$ in $\tau_{ij}^R = \bar{U}_i \bar{U}_j - \bar{U}_i \bar{U}_j$. Pri reševanju te enačbe pa hitro naletimo na problem. Člen $\bar{U}_i \bar{U}_j$ je nepoznan, saj sistem rešujemo za \bar{U} , ki pa mi direktno vezana na $\bar{U}_i \bar{U}_j$. To pomeni, da imamo več neznanih količin, kot imamo enačb. Iz linearne algebre vemo, da za linearne sisteme redko kdaj pričakujemo enolično rešitev, običajno pa jih je neskočno. Takemu problemu pravimo **problem zaprtja**. Zato moramo poskati model oz. aproksimacijo za τ_{ij}^R , ki nam bo problem zaprl. Rešitev bomo iskali v obliki

$$\tau_{ij}^R = F(\bar{U}), \quad (4.1)$$

za funkcional $F : C(\mathbb{R}^3) \rightarrow \mathbb{R}$. Ne moremo pričakovati, da bo F enolično določen, vendar pa lahko na podlagi Navier-Stokesovih enačb zahtevamo/želimo, da zadošča določenim lastnostim. Te lastnosti bodo invariante Navier-Stokevih enačb.

4.1 Modeliranje z invariantami in posledice

V tem razdelku bomo pogledali, kaj so invariante Navier-Stokesovih enačb, ki nam bodo dale neke vrst kriterij oz. potreben pogoj, ki mu bo moral model zadoščati. Več kot imamo pogojev, ki jim model ne zadošča, slabši je model.

Definicija 4.1. Naj bo $\mathbf{u} : \Omega \subseteq \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^m$ vektorsko polje in $\mathcal{T} : C(\mathbb{R}^n) \rightarrow C(\mathbb{R}^n)$. Pravimo, da je \mathbf{u} **invariantna za \mathcal{T}** , če velja

$$\mathcal{T}(\mathbf{u}) = \mathbf{u}(\mathbf{x}) \quad (4.2)$$

Definicija 4.2. Naj bo $\mathbf{u} : \Omega \subseteq \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ in $F : \mathbb{R}^{n^k} \times \mathbb{R}^{n^{k-1}} \dots \mathbb{R}^n \times \mathbb{R} \times \Omega \rightarrow \mathbb{R}$. Pravimo, da je parcialna diferencialna enačba

$$F(D^k u, D^{k-1} u, \dots, Du, u, x) = 0,$$

za parcialni diferencialni operator D , **invariantna za \mathcal{T}** , če za vsako rešitev enačbe velja, da je tudi $\mathcal{T}(u(\mathbf{x}))$ rešitev.

Trditev 4.3. Naj bo $\mathbf{u} : \mathbb{R}^n \times \mathbb{R}^+ \rightarrow \mathbb{R}^n$ rešitev Navier-Stokesove enačbe. Potem ima naslednje invariante:

i) Časovna invarianca: za $a \in \mathbb{R}$:

$$\mathcal{T} : (t, \mathbf{x}, \mathbf{u}, p, \nu) \mapsto (t + a, \mathbf{x}, \mathbf{u}, p, \nu)$$

ii) Rotacijska invarianca: za $R \in SO(n)$:

$$\mathcal{T} : (t, \mathbf{x}, \mathbf{u}, p, \nu) \mapsto (t, R\mathbf{x}, R\mathbf{u}, p, \nu)$$

iii) Invarianca zrcaljenja:

$$\mathcal{T} : (t, \mathbf{x}, \mathbf{u}, p, \nu) \mapsto (t, \Lambda \mathbf{x}, \Lambda \mathbf{u}, p, \nu)$$

za

$$\begin{bmatrix} \iota_1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \iota_2 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & \iota_n \end{bmatrix}$$

kjer so $\iota_i = \pm 1$ za $i = 1, \dots, n$.

iv) Posplošena Galileova invarianca: naj bo $\hat{\mathbf{x}} : \mathbb{R}^+ \rightarrow \mathbb{R}^n$ dvakrat zvezno odvedljiva. Potem je

$$\mathcal{T} : (t, \mathbf{x}, \mathbf{u}, p, \nu) \mapsto \left(t, \mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}}, \mathbf{u} + \frac{d\hat{\mathbf{x}}}{dt}, p - \mathbf{x} \cdot \frac{d^2 \hat{\mathbf{x}}}{dt^2}, \nu \right)$$

v) Invarianca raztezanja: naj bo $\gamma \in \mathbb{R}$:

$$\mathcal{T} : (t, \mathbf{x}, \mathbf{u}, p, \nu) \mapsto \left(\gamma^2 t, \gamma \mathbf{x}, \frac{1}{\gamma} \mathbf{u}, \frac{1}{\gamma^2} p, \nu \right)$$

vi) Tlačna invarianca: za $\varphi(t) \in C(\mathbb{R}^+)$:

$$\mathcal{T} : (t, \mathbf{x}, \mathbf{u}, p, \nu) \mapsto (t, \mathbf{x}, \mathbf{u}, p + \varphi(t), \nu)$$

Skica dokaza: Poglejmo si prvi dve točki, ostale sledijo na podoben način:

i) Ker velja

$$\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{u}(\mathbf{x}, t + a)) = \frac{\partial \mathbf{u}(\mathbf{x}, t + a)}{\partial t},$$

časovna invarianca sledi.

ii) Naj bo $R \in SO(n)$. Definiramo $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t) = R^T \mathbf{u}(R\mathbf{x}, t)$ in vstavimo v Navier-Stokesovo enačbo

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} &= -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{v} \\ R^T \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}(R\mathbf{x}, t) + R^T (\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \cdot \nabla) \mathbf{u}(R\mathbf{x}, t) &= -\frac{1}{\rho} R^T \nabla p(Q\mathbf{x}, t) + R^T \Delta \mathbf{u}(R\mathbf{x}, t) \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}(R\mathbf{x}, t) + (\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \cdot \nabla) \mathbf{u}(R\mathbf{x}, t) &= -\frac{1}{\rho} \nabla p(Q\mathbf{x}, t) + \Delta \mathbf{u}(R\mathbf{x}, t). \end{aligned}$$

□

Preden se lotimo modeliranja tenzorja τ_{ij}^R , si pogledjmo še invariante filtriranih enačb, saj apriori ni razloga, da se zgoraj našteje invariante prenesejo na filtrirane enačbe. Razdelimo rezultate na tri dele:

Lema 4.4. *Naj bo \mathbf{u} rešitev Navier-Stokesove enačbe. Potem je filtrirana Navier-Stokesova enačba invariantna za splošno Galileovo transformacijo, če za filtracijsko funkcijo G velja*

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = G(\mathbf{r} - \mathbf{x})$$

Dokaz. Naj bo $\bar{\mathbf{u}}$ filtrirano polje, ki zadošča filtrirani Navier-Stokesovi enačbi. Če želimo, da zadošča splošni Galileovi transformaciji, mora veljati

$$\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}}, t) = \bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) + \frac{d\hat{\mathbf{x}}}{dt}.$$

Po definiciji filtracije zapišemo

$$\int_{\mathbb{R}^n} G(\mathbf{r} + \hat{\mathbf{x}}, \mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}}) \mathbf{u}(\mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} = \int_{\mathbb{R}^n} G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} + \frac{d\hat{\mathbf{x}}}{dt}.$$

Ker je \mathbf{u} rešitev Navier-Stokesove enačbe je invariantna za Galileova transformacijo lahko poenostavimo

$$\begin{aligned} & \int_{\mathbb{R}^n} G(\mathbf{r} + \hat{\mathbf{x}}, \mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}}) \mathbf{u}(\mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} = \\ &= \int_{\mathbb{R}^n} G(\mathbf{r} + \hat{\mathbf{x}}, \mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}}) \left(\mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) + \frac{d\hat{\mathbf{x}}}{dt} \right) d\mathbf{r} \\ &= \int_{\mathbb{R}^n} G(\mathbf{r} + \hat{\mathbf{x}}, \mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}}) \mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} + \int_{\mathbb{R}^n} G(\mathbf{r} + \hat{\mathbf{x}}, \mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}}) \frac{d\hat{\mathbf{x}}}{dt} d\mathbf{r} \\ &\stackrel{2.6}{=} \int_{\mathbb{R}^n} G(\mathbf{r} + \hat{\mathbf{x}}, \mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}}) \mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} + \frac{d\hat{\mathbf{x}}}{dt} \\ &\implies \int_{\mathbb{R}^n} G(\mathbf{r} + \hat{\mathbf{x}}, \mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}}) \mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} = \int_{\mathbb{R}^n} G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \\ &\implies \int_{\mathbb{R}^n} (G(\mathbf{r} + \hat{\mathbf{x}}, \mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}}) - G(\mathbf{r}, \mathbf{x})) \mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} = 0 \\ &\implies \forall \mathbf{x}, \hat{\mathbf{x}}, \mathbf{r} \in \mathbb{R}^n : G(\mathbf{r} + \hat{\mathbf{x}}, \mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}}) = G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \end{aligned}$$

Sledi rezultat:

$$\forall \mathbf{x}, \mathbf{r} \in \mathbb{R}^n : G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = G(\mathbf{r} - \mathbf{x}, \mathbf{x} - \mathbf{x}) = G(\mathbf{r} - \mathbf{x}, 0)$$

□

Lema 4.5. *Naj bo \mathbf{u} rešitev Navier-Stokesove enačbe. Potem je filtrirana Navier-Stokesova enačba invariantna za splošno Galileovo transformacijo in rotacije, če za filtracijsko funkcijo G velja*

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = G(|\mathbf{r} - \mathbf{x}|)$$

Dokaz. Iz prejšnje leme vemo, da velja $G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = G(\mathbf{r} - \mathbf{x})$. Dodatno zahtevamo

$$\bar{\mathbf{u}}(R\mathbf{x}, t) = R\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t)$$

za $R \in SO(n)$. Postopamo kot pri dokazu prejšnje lema

$$\int_{\mathbb{R}^n} G(\mathbf{r} - R\mathbf{x})\mathbf{u}(R\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} = R \int_{\mathbb{R}^n} G(\mathbf{r}, \mathbf{x})\mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r}$$

V levo stran enakosti uvedemo spremenljivko $\mathbf{r} = R\mathbf{s} \implies d\mathbf{r} = |\det R| d\mathbf{s} = d\mathbf{s}$

$$\begin{aligned} \int_{\mathbb{R}^n} G(\mathbf{r} - R\mathbf{x})\mathbf{u}(R\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} &= \int_{\mathbb{R}^n} G(R\mathbf{s} - R\mathbf{x})\mathbf{u}(R\mathbf{x} - R\mathbf{s}, t) d\mathbf{s} = \\ &\stackrel{ii)}{=} \int_{\mathbb{R}^n} G(R\mathbf{s} - R\mathbf{x})R\mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{s}, t) d\mathbf{s} = R \int_{\mathbb{R}^n} G(R\mathbf{s} - R\mathbf{x})\mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{s}, t) d\mathbf{s} \\ &\implies \int_{\mathbb{R}^n} G(\mathbf{r} - \mathbf{x})\mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} = \int_{\mathbb{R}^n} G(R(\mathbf{r} - \mathbf{x}))\mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \end{aligned}$$

$$\implies \forall \mathbf{r}, \mathbf{x} \in \mathbb{R}^n : G(\mathbf{r} - \mathbf{x}) = G(R(\mathbf{r} - \mathbf{x})).$$

Ker zahtevamo rotacijsko invarianco funkcije G , mora biti radialna, torej:

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = G(|\mathbf{r} - \mathbf{x}|).$$

□

Lema 4.6. *Naj bo \mathbf{u} rešitev Navier-Stokesove enačbe. Potem je filtrirana Navier-Stokesova enačba invariantna za splošno Galileovo transformacijo, rotacije in raztezanja, če je filtracijska funkcija G oblike*

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = A||\mathbf{r} - \mathbf{x}||^a$$

za $A, a \in \mathbb{R}$.

Dokaz. Sledimo istemu postopku kot pri dokazu prejšnjih dveh lem, da dobimo funkcijsko relacijo za G

$$\lambda \in \mathbb{R}. \forall \mathbf{r}, \mathbf{x} \in \mathbb{R}^n : G(\gamma||\mathbf{r} - \mathbf{x}||) = \lambda G(||\mathbf{r} - \mathbf{x}||)$$

Bolj splošno, bomo rešili

$$\forall \gamma \in \mathbb{R}. \exists \lambda(\gamma) \in \mathbb{R}. \forall \mathbf{x} \in \mathbb{R}^n : G(\gamma\mathbf{x}) = \lambda(\gamma)G(\mathbf{x}).$$

Predpostavimo, da je G odvedljiva in odvajamo po parametru γ :

$$(\nabla G)(\gamma\mathbf{x}) \cdot \mathbf{x} = \frac{d\lambda}{d\gamma} G(\mathbf{x}).$$

Ker enakost velja za vsak $\lambda \in \mathbb{R}$, vzamemo $\lambda = 1$ in označimo $a = \frac{d\lambda}{d\gamma}(1)$:

$$\nabla G(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{x} = aG(\mathbf{x})$$

oz. zapisano po komponentah linearni parcialno diferencilno enačbo 1. reda

$$x_1 \frac{\partial G}{\partial x_1} + \dots + x_n \frac{\partial G}{\partial x_n} = aG.$$

Enačbo rešimo z metodo karakteristik: nastavimo karakteristični sistem

$$\begin{aligned}\dot{x}_1 &= x_1 \\ &\vdots \\ \dot{x}_n &= x_n \\ \dot{G} &= aG,\end{aligned}$$

katerega rešitev je

$$\begin{aligned}x_i(t, s) &= A_i(s)e^t \implies e^t = \frac{x_i(t, s)}{A_i(s)} \\ G(t, s) &= B(s)e^{at} \implies G(x_i) = \left(\frac{B}{A_i^a}\right)x_i^a.\end{aligned}$$

Ker zadnja enakost velja za vsak $i = 1, \dots, n$, lahko splošno rešitev zapišemo, kot

$$G(\mathbf{x}) = C\|\mathbf{x}\|^a, \quad C \in \mathbb{R}.$$

S tem smo pokazali, da je filtracijska funkcija oblike

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = C\|\mathbf{r} - \mathbf{x}\|^a.$$

(za razmisliti dve stvari, domena integriranja postane sfera, nisem ziher zakaj in določitev konstate C preko normalizacijskega pogoja, vendar ne razumem zakaj je $\frac{a+3}{4\pi l^{a+3}}$ za l velikost sfere) \square

Posledica, ki je ne bomo dokzali, vendar ga ni težko preveriti

Posledica 4.7. *Filtracijska funkcija*

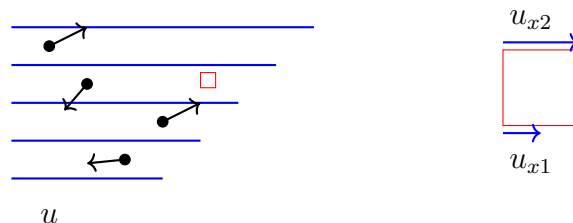
$$G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = C\|\mathbf{r} - \mathbf{x}\|^a.$$

zadošča vsem invariantam $i) - vi)$.

Čeprav je rezultat teoretično zanimiv, v praksi ni nujno tako. Izkaže se, da veliko metod ne temelji na eksplicitni uporabi filtracijske funkcije ampak se v celoti osredotočijo na modeliranje tenzorja τ_{ij}^R , kar si bomo pogledali v naslednjem razdelku.

4.2 Boussinesqova aproksimacija in modeliranje tenzorja τ^R

Poglejmo si sledečo skico



Opazujemo gibanje hitrosti u v x -smeri na majhnem delcu volumna. Recimo, da je $u_{x1} < u_{x2}$, za hitrosti u_{x1} in u_{x2} na spodnji in zgornji stranici volumna, ki ju označimo ΔA_y in razdaljo med stranicama Δy . Intuitivno lahko privzamemo, da velja

$$\Delta F_x = F_{x2} - F_{x1} \propto \frac{(u_{x2} - u_{x1})\Delta A_y}{\Delta y} = \frac{\Delta u_x \Delta A_y}{\Delta y}.$$

Koeficient sorazmernosti imenujemo dinamična viskoznost μ . Potem je strižna napetost v smeri x zaradi razlike sil v y smeri enaka

$$\tau_{yx} = \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{\Delta F_x}{\Delta A_y} = \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \mu \frac{\Delta u_x \Delta A_y}{\Delta y \Delta A_y} = \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \mu \frac{\Delta u_x}{\Delta y} = \mu \frac{\partial u_x}{\partial y}.$$

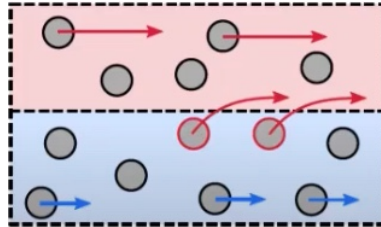
Intuitivno nam ta količina pove, da je sprememba hitrosti v x smeri, prinese majhno spremembo hitrosti v y smeri. Postopek, lahko ponovimo v vse tri smeri, kar nam da 9 komponent, tako imenovanega strižnega tenzorja τ . To količino bomo povezali s tenzorjem τ_{ij}^R preko Boussinesqove hipoteze. Za začetek bomo namesto filtracije $\overline{\cdot}$ uporabili statistično povprečje $\langle \cdot \rangle$ iz 3. poglavja. Tenzor τ_{ij}^R je enak

$$\tau_{ij}^R = \langle U_i U_j \rangle - \langle U_i \rangle \langle U_j \rangle.$$

Vstavimo z zgornjo enakost Reynoldsov razcep $U_i = \langle U_i \rangle + u'_i$:

$$\begin{aligned} \tau_{ij}^R &= \langle (\langle U_i \rangle + u'_i)(\langle U_j \rangle + u'_j) \rangle - \langle \langle U_i \rangle + u'_i \rangle \langle \langle U_j \rangle + u'_j \rangle = \\ &= \langle \langle U_i \rangle \langle U_j \rangle + u'_i u'_j + \langle U_i \rangle u'_j + \langle U_j \rangle u'_i \rangle - (\langle \langle U_i \rangle \rangle + \langle u'_i \rangle) \cdot (\langle \langle U_j \rangle \rangle + \langle u'_j \rangle) = \\ &= \langle U_i \rangle \langle U_j \rangle + \langle u'_i u'_j \rangle - \langle U_i \rangle \langle U_j \rangle - \langle u'_i \rangle \langle u'_j \rangle = \\ &= \langle u'_i u'_j \rangle \end{aligned}$$

Naredimo podobno povezavo, kot pri strižni napetosti. V enodimenzionalnem primeru se tok \mathbf{U} premika v smeri (x -smeri) povprečja toka $\langle U_x \rangle$. Ker pa se na nivoju majhnih delcev pojavijo razlike v hitrostih na zgornji in spodnji strani majhne domene, bo to povzročilo gibanje v y -smeri.



Slika 5: Gibanje hitrejših delcev (rdeče območje) inducira gibanje počasnejših delcev (modro območje), kar označuje prenos gibalne količine oz. gibanje hitrosti v y smeri.

Ker gibanje, ki odstopa od povprečja, pričakujemo, da je povezano z turbulentnim gibanjem toka, **Boussinesqova hipoteza oz. aproksimacija** pravi, da je

$$-\tau_{ij} = -\langle u'_i u'_j \rangle = \nu_t \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_j} = \tau_{ij}^R, \quad (4.3)$$

kjer običajno $i = x, j = y, k = z$ in $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x_i}, \frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x_j}$ in $\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x_k}$. Konstanta $\nu_t > 0$ se imenuje **turbulentna viskoznost**, ki jo prav tako treba modelirati. Poglejmo, kako ta model razširiti v višje dimenzije. Začeli smo s primerom, ko gibanje toka poteka v x -smeri, če pa pogledamo strižno napetost v y -smeri:

$$-\langle u'_j u'_i \rangle = \nu_t \frac{\partial \langle U_j \rangle}{\partial x}.$$

Ker očitno velja $\langle u'_i u'_j \rangle = \langle u'_j u'_i \rangle$, enačbi seštejemo in dobimo 2-dimenzionalen primer:

$$-\langle u'_i u'_j \rangle = \nu_t \left(\frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial y} + \frac{\partial \langle U_j \rangle}{\partial x} \right). \quad (4.4)$$

Opomba 4.8. Ta postopek ne deluje če predpostavimo nestisljivostni pogoj. Če v prejšnjem primeru vzamemo $i = j$:

$$-\langle u'_i u'_i \rangle = 2\nu_t \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_i}$$

in člene seštejemo

$$-\sum_{i=1}^n \langle u'_i u'_i \rangle = 2\nu_t \sum_{i=1}^n \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_i} = 2\nu_t \nabla \cdot \langle \mathbf{U} \rangle = 0.$$

Ker je leva stran neničelna (saj tok ne miruje), dobimo protisloven rezultat.

Za splošno dimenzijo vzamemo za model tenzorja $\langle u'_i u'_j \rangle$

$$-\langle u'_i u'_j \rangle = \nu_t \left(\frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle U_j \rangle}{\partial x_i} - \frac{1}{3} \sum_{k=1}^n \frac{\partial \langle U_k \rangle}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij}, \quad (4.5)$$

kjer je

$$k = \sum_{i=1}^n \langle u'_i u'_i \rangle$$

turbulentna kinetična energija. V vektorski obliki je model enak:

$$-\langle \mathbf{u}' \mathbf{u}'^T \rangle = \nu_t \left(\nabla \langle \mathbf{U} \rangle + (\nabla \langle \mathbf{U} \rangle)^T - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \langle \mathbf{U} \rangle) \mathbf{I} \right) - \frac{2}{3} k \mathbf{I}, \quad (4.6)$$

Ni težko preveriti, da ta model ni v protislovju z stisljivostnim pogojem iz opombe.

Ta model smo uvedli na podlagi Reynoldsovvega razcepa, ki pa ima sicer lastnosti, ki so bolj prikladne za obravnavo tenzorja τ_{ij}^R , vendar pa nam da podlago, da nastavimo model v primeru filtracije.

Definicija 4.9. Model **turbulentne viskoznosti** za $\nu_t > 0$ je

$$\tau_{ij}^R = -\nu_t \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} - \frac{1}{3} \sum_{k=1}^n \frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij}, \quad (4.7)$$

oz. zapis preko anizotropnega rezidualnega napetostnega tenzorja

$$\tau_{ij}^{\text{anizo}} = -\nu_t \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} - \frac{1}{3} \sum_{k=1}^n \frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right). \quad (4.8)$$

Opomba 4.10.

- Sedaj vidimo, zakaj smo v drugem poglavju uvedli definicijo anizotropnega tenzorja τ_{ij}^{anizo} . Predstavlja popravek, za model turbulentne viskoznosti.
- V primeru nestisljivostnega toka, se model glasi

$$\tau_{ij}^{\text{anizo}} = -\nu_t \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) = -\nu_t \bar{S}_{ij}.$$

Poglejmo si nekaj standardnih modelov oz. izbir ν_t

4.2.1 Model Smagorinskega

To je prvi model simulacije velikih turbulentnih vrtincev, ki ga je leta 1963 predlagal ameriški meteorolog Joseph Smagorinsky. Podlaga za izpeljavo ν_t je dimenzijska analiza. Enota za ν_t je

$$[\nu_t] = \frac{[m^2]}{[s]} = \frac{[m]}{[s]} \times [m] = [U_0] \times [l_0].$$

Imamo oceno $\nu_t \sim U_0 l_0$, za neznano hitrost U_0 in l_0 . Smagorinsky je domneval, ker je model odvisen od tenzorja \bar{S}_{ij} , da je sorazmeren z velikostjo tega tenzorja, tj. $U_0 \sim \sqrt{\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}}$. Ker se enote ne ujemajo dodamo izrazu dolžino l_0 in normalizacijsko konstanto $\sqrt{2}$. Torej je $U_0 = l_0 \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}}$. Kakšna pa bi bila smiselna izbira za l_0 ? Ker nam filtracija odstrani vse vrtince manjše od filterske dolžine Δ . Torej lahko pričakujemo $l_0 = C_s \Delta$ za $C_s \in (0, 1)$. Shockney Lilly je leta 1967 izračunal zelo dobro oceno za C_s , ki je enaka

$$C_s = \frac{1}{\pi} \left(\frac{2}{3C} \right)^{\frac{3}{4}} \approx 0.17.$$

Za model Smagorinskega velja, da zadošča vsem invariancam iz prejšnjega razdelka z izjemo invariance raztezanja, kar nam namiguje, da je model dober.

4.2.2 Dinamični model Smagorinskega

Naslednji model je variacija modela Smagorinskega. Ideja je da filtrirane Navier-Stokesove enačbe filtriramo ponovno z novo homogeno filtracijsko funkcijo, ter da novo konstanto parametriziramo, da je odvisna od \mathbf{x} in t tj. $C = C(\mathbf{x}, t)$. Označimo drugo filtracijo z $\hat{\cdot}$. Filtriramo filtrirano Navier-Stokesovo enačbo

$$\frac{\partial \widehat{\bar{U}}_j}{\partial t} + \frac{\partial \widehat{\bar{U}_i \bar{U}_j}}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \hat{P}}{\partial x_j} - \frac{\partial \mathbb{K}_{ij}^R}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \widehat{\bar{U}}_j}{\partial x_i \partial x_i} + \hat{f}_j,$$

kjer je nov rezidualni tenzor enak $\mathbb{K}_{ij}^R = \widehat{\tau_{ij}^{\text{anizo}}} = \widehat{\bar{U}_i \bar{U}_j} - \widehat{\bar{U}_i} \widehat{\bar{U}_j}$. Pomembna količina, ki jo definiramo je Germanova identite

$$\mathbb{L}_{ij} = \mathbb{K}_{ij} - \widehat{\tau_{ij}^{\text{anizo}}} = \widehat{\bar{U}_i \bar{U}_j} - \widehat{\bar{U}_i} \widehat{\bar{U}_j}.$$

Pomebnost tenzorja \mathbb{L} se bo pokazala kmalu, saj je odvisna od iskanih količin \overline{U}_i . Model Smagorinskega za dvojno filtrirano Navier-Stokesovo enačbo je

$$\mathbb{K}_{ij}^{\text{anizo}} = \mathbb{K}_{ij}^R - \frac{1}{3} \text{tr}(\mathbb{K}_{ij}^R) \delta_{ij} = C_s(\mathbf{x}, t) \widehat{\Delta}^2 (2 \widehat{\overline{S}}_{ij} \widehat{\overline{S}}_{ij})^{\frac{1}{2}} \widehat{\overline{S}}_{ij},$$

za filtersko dolžino $\widehat{\Delta}$ druge filtracije, med tem ko je model Smagorinskega za prvotni problem

$$\tau_{ij}^{\text{anizo}} = C_s(\mathbf{x}, t) \Delta^2 (2 \overline{S}_{ij} \overline{S}_{ij})^{\frac{1}{2}} \overline{S}_{ij}.$$

Da dobimo enačbo za \widehat{C}_s , uporabimo aproksimacijo

$$\widehat{\tau_{ij}^{\text{anizo}}} \approx C_s(\mathbf{x}, t) \Delta^2 (\widehat{2 \overline{S}_{ij} \overline{S}_{ij}})^{\frac{1}{2}} \widehat{\overline{S}}_{ij}.$$

Enakost velja, če je $C_s(\mathbf{x}, t)$ neodvisna od \mathbf{x} . Iščemo funkcijo $C(\mathbf{x}, t)$ da bo

$$\mathbb{L}_{ij}^{\text{anizo}} = \mathbb{K}_{ij}^{\text{anizo}} - \widehat{\tau_{ij}^{\text{anizo}}}.$$

Ekvivalentno zapišemo

$$\begin{aligned} \mathbb{L}_{ij} - \frac{1}{3} \text{tr}(\mathbb{L}) \delta_{ij} &= \mathbb{K}_{ij} - \frac{1}{3} \text{tr}(\mathbb{K}) \delta_{ij} - \widehat{\tau_{ij}^{\text{anizo}}} \approx \\ &= C_s(\mathbf{x}, t) (\widehat{\Delta}^2 (2 \widehat{\overline{S}}_{ij} \widehat{\overline{S}}_{ij})^{\frac{1}{2}} \widehat{\overline{S}}_{ij} - \Delta^2 (2 \overline{S}_{ij} \overline{S}_{ij})^{\frac{1}{2}} \overline{S}_{ij}) = \\ &= C_s(\mathbf{x}, t) \mathbb{M}_{ij}, \end{aligned}$$

za

$$\mathbb{M}_{ij} := \widehat{\Delta}^2 (2 \widehat{\overline{S}}_{ij} \widehat{\overline{S}}_{ij})^{\frac{1}{2}} \widehat{\overline{S}}_{ij} - \Delta^2 (2 \overline{S}_{ij} \overline{S}_{ij})^{\frac{1}{2}} \overline{S}_{ij}.$$

Ta sistem je preddefiniran za C_s , zato ga lahko le redko kdaj rešimo točno. Rešitev iščemo po metodi najmanjših kvadratov, da minimiziramo napako

$$Q = \sum_{i,j=1}^n \left(\mathbb{L}_{ij} - \frac{1}{3} \text{tr}(\mathbb{L}) \delta_{ij} + C_s(\mathbf{x}, t) \mathbb{M}_{ij} \right)^2.$$

Odvajamo izraz po C_s :

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q}{\partial C_s} &= \sum_{i,j=1}^n 2 \mathbb{M}_{ij} \left(\mathbb{L}_{ij} - \frac{1}{3} \text{tr}(\mathbb{L}) \delta_{ij} + C_s(\mathbf{x}, t) \mathbb{M}_{ij} \right) = \\ &= \sum_{i,j=1}^n \left(2 \mathbb{M}_{ij} \mathbb{L}_{ij} - \frac{2}{3} \text{tr}(\mathbb{L}) \mathbb{M}_{ii} + 2 C_s \mathbb{M}_{ij} \mathbb{M}_{ij} \right) = \\ &= 2 \sum_{i,j=1}^n \mathbb{M}_{ij} \mathbb{L}_{ij} + 2 C_s \sum_{i,j=1}^n \mathbb{M}_{ij} \mathbb{M}_{ij} - \frac{2}{3} \text{tr}(\mathbb{L}) \text{tr}(\mathbb{M}) = 0. \end{aligned}$$

Če upoštevamo nestisljivostni pogoj:

$$\begin{aligned} \text{tr}(\overline{S}) &= 2 \sum_{i=1}^n \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_i} = \nabla \cdot \overline{U} = 0 \\ &\implies \text{tr}(\widehat{\overline{S}}) = 0 \\ &\implies \text{tr}(\mathbb{M}) = 0 \end{aligned}$$

Funkcija $C_s(\mathbf{x}, t)$, ki minimizira Q je

$$C_s(\mathbf{x}, t) = -\frac{\sum_{i,j=1}^n \mathbb{M}_{ij} \mathbb{L}_{ij}}{\sum_{i,j=1}^n \mathbb{M}_{ij} \mathbb{M}_{ij}}(\mathbf{x}, t). \quad (4.9)$$

Da je to res minimum, preverimo, da je drugi odvod pozitiven:

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial C_s^2} = 2 \sum_{i,j=1}^n \mathbb{M}_{ij} \mathbb{M}_{ij} > 0.$$

Modelu, ki smo ga izpeljali, pravimo **dinamični model Smagorinskega** in zadošča vsem invariantam Navier-Stokesove enačbe. Sedaj naštejemo še nekaj več modelov brez natančnejše analize

- Gradientni model:

$$\tau_{ij}^{\text{anizo}} = -\frac{\Delta^2}{12} J_{\mathbf{U}} J_{\mathbf{U}}^T,$$

kjer je J Jacobijeva matrika.

- Taylorjev model:

$$\tau_{ij}^r = -\frac{\Delta^2}{12} J_{\mathbf{U}} J_{\mathbf{U}}^T + \Delta^2 \sqrt{2S_{ij} \overline{S_{ij}}} \overline{S_{ij}}$$

- Racionalni model:

$$\tau_{ij}^r = -\frac{\Delta^2}{12} G * (J_{\mathbf{U}} J_{\mathbf{U}}^T) + \Delta^2 \sqrt{2S_{ij} \overline{S_{ij}}} \overline{S_{ij}}$$

za Gaussovo filtracijsko funkcijo G .

Literatura

- [1] J. Anderson John D., *Computational fluid dynamics: the basics with applications*, McGraw-Hill, New York, 1995.
- [2] D. Barbi in G. Münster, *Renormalization group analysis of turbulent hydrodynamics*, [ogled 19. 7. 2025], dostopno na <https://arxiv.org/pdf/1012.0461>.
- [3] E. Bouchbinder, *Solution to Tensor Analysis (Q1)*, [ogled 19. 7. 2025], dostopno na <https://www.weizmann.ac.il/chembiophys/bouchbinder/sites/chemphys.bouchbinder/files/uploads/Courses/2023/HW/Q1-TensorsAnalysis-sol.pdf>.
- [4] C. Foias in dr. *Navier-stokes equations and turbulence*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2001.
- [5] H. Hanche-Olsen, *The Buckingham Pi Theorem: Dimensional Analysis*, [ogled 19. 7. 2025], dostopno na <https://hanche.folk.ntnu.no/notes/buckingham/buckingham-a4.pdf>.
- [6] M. Oberlack, *Invariant modeling in large-eddy simulation of turbulence*, [ogled 19. 7. 2025], dostopno na <https://web.stanford.edu/group/ctr/ResBriefs97/oberlack.pdf>.
- [7] S. B. Pope, *Turbulent flows*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2000.
- [8] D. Razafindralandy, A. Hamdouni in O. Martin, *New turbulence models preserving symmetries*, symmetries, [ogled 19. 7. 2025], dostopno na <https://hal.science/hal-00312562v1/document>.
- [9] B. P. Roger Lewandowski, *The Kolmogorov Law of turbulence, What can rigorously be proved ? Part II*, Teh. poročilo, [ogled 16. 7. 2025], dostopno na <https://hal.science/hal-01244651v1/document>.
- [10] M. Rösler, *The Smagorinsky turbulence model*, rosler, magistrsko delo, [ogled 19. 7. 2025], dostopno na https://wias-berlin.de/people/john/BETREUUNG/bachelor_roesler.pdf.
- [11] M. Spieg, *Conservation Equations*, Teh. poročilo, [ogled 19. 7. 2025], dostopno na <https://www.stat.uchicago.edu/~guillaumbal/COURSES/E3102/MSpieg-Conserveq.pdf>.
- [12] J. C. Wyngaard, *Turbulence in the atmosphere*, Cambridge University Press, Cambridge, 2010.