

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Cheminės fizikos institutas

Julius Venckus

**SKIRTINGŲ REŽIMŲ SRAUTŲ MAIŠYMO SI TRIGUBAME KANALE SKAITINIS
TYRIMAS**

MAGISTRANTŪROS STUDIJŲ BAIGIAMASIS DARBAS

Teorinės fizikos ir astrofizikos studijų programa

Studentas

Julius Venckus

Leista ginti

2023-05-24

Darbo vadovas

dr. Mantas Povilaitis

Instituto direktorius

Darius Abramavičius

Vilnius 2024

Turinys

Įvadas	3
1 Literatūros apžvalga	4
1.1 Laminarinis ir turbulentinis režimai	4
1.2 Turbulentinio srauto savybės	6
1.3 Analizės metodai	8
1.3.1 Sūkurių identifikavimas	8
1.3.2 Režimo nustatymas	9
1.3.3 Kiekybiniai matavimai	10
1.4 Turbulentinės struktūros	10
1.4.1 Pasienio sluoksniai	11
1.4.2 Nestabilumai	12
1.4.3 Sūkurių atsiskyrimas ir Karman sūkurių grandinė	13
1.4.4 Sūkurių sąveika Karman grandinėje	17
1.4.5 Atsiskiriančių sūkurių sukeltas maišymasis	20
2 Metodologija	21
2.1 Eksperimentas	21
2.2 Skaitinis modelis	22
2.2.1 RANS	22
2.2.2 LES	23
2.2.3 Sprendimas	23
2.3 Tinklelis	24
3 Rezultatai	26
3.1 Validacija	26
3.2 Bendros srautų charakteristikos	29
3.3 C_L ir tekėjimo režimai	32
3.4 Sūkurių atitrūkimo dažnių tyrimas	34
3.5 Diskusija	35
Išvados	38
Literatūra	39

Įvadas

Skysčių maišymasis yra itin svarbus procesas šilumos pernašai, taip pat cheminėje, maisto, statybų pramonėje ir t.t. Kadangi maišymui naudojama energija, įprastai stengiamasi pasiekti kuo mažesnę slėgio kritimą išilgai tekėjimo krypties. Nors čia didelį vaidmenį atlieka ir turbulencija, skatinanti medžiagos homogenizaciją, ji taipogi padidina ir pasipriešinimo koeficientą, taigi efektyviam maišymuisi pasiekti reikalingas nebūtinai turbulentinis srautas.

Siekiant geriau suprasti fizikinį mechanizmą, stipresnį ar silpnesnį maišymąsi svarbu paaiškinti ne tik remiantis statistinėmis srauto savybėmis, kaip, pavyzdžiui, tekėjimo režimas, bet ir nustatyti srauto topologijos ir sūkurių atsiskyrimo režimų vaidmenį. Šio darbo kontekste nagrinėjami amerikiečių mokslininkų atlikti trijų lygiagrečių srautų su įvairiais tekėjimo režimais maišymosi eksperimentai [1]. Jų metu pastebėta, kad greičiausias maišymasis pasiektas susimaišant laminarinio ir pereinamojo režimo srautams. Visgi šiame tyrime gauti duomenys yra tik lokalūs, suvidurkinti, ir neatspindi momentinės sūkurių atitrūkimo dinamikos vaidmens. Tyrime taip pat neištirta ir srauto topologinių režimų (pavyzdžiui, sūkurių atitrūkimo) įtaka maišymosi efektyvumui. Šiomis įžvalgomis remdamiesi formuluojame darbo tikslą:

Darbo tikslas. Ištirti sūkurių dinamiką trijų lygiagrečių srautų maišymosi metu.

Darbo uždaviniai:

- Su mažu nuokrypiu sumodeliuoti Weiss eksperimentą bent su keletu skirtingų alyvos greičių. Atitikimą patikrinti pagal vidutinio greičio profilius ir normuotą atitrūkimo dažnį St . Galimus neatitikimus susieti su srauto dinamika.
- Vizualiai išanalizuoti sūkurių dinamiką.
- Suskaičiuoti kėlimo koeficientus kliūtims ir iš jų identifikuoti sūkurių atitrūkimo režimus.
- Išsiaiškinti, ar režimai daro ryškią įtaką maišymosi efektyvumui.

Dėl didelės kainos autoriai eksperimentą atliko tik su 7 skirtingais alyvos įleidimo greičiais, todėl gerai sumodeliavus eksperimentą su keletu alyvos įleidimo greičių, sukurtas modelis ateityje taip pat galėtų būti panaudotas tarpiniams įleidimo greičiams modeliuoti išvengiant eksperimento.

1 Literatūros apžvalga

Daugeliu atvejų, kuo sudėtingesnis fizikos dėsnis, tuo sunkiau stebėti jį plika akimi. Visgi ši taisyklė negalioja turbulencijai – šis chaotiškas slėgio ir srauto greičio svyravimas nuolat pasireiškia mūsų kasdienybėje. Pavyzdžiui, nuo smilkalų kylantys dūmai staiga pradeda netvarkingai raitytis; upės tėkmėje nuolat atsiranda ir pranyksta sūkuriukai, itin išryškėjantys sudrumstus vandenį. Pavyzdžių gausu net astrofizikiniuose procesuose – nuo dujų turbulentinių srautų Jupiterio paviršiuje iki užfiksuotų Kelvin-Helmholtz nestabilumų Saulės koronoje [2].

Daugelyje inžinerinių sprendimų turbulencija išnaudojama dėl paspartinto maišymosi ir šilumos pernašos. Maišymasis ypatingai svarbus daugumoje pramoninių cheminių procesų, kur padidinamas reakcijos greitis; maisto pramonėje, kur produkto kokybė priklauso nuo išmaišymo lygio; medicinoje, kai norima efektyviai į kraują įleisti vaistus ir t.t. Paspartinta šilumos pernaša itin padidina šilumokaičių, šildymo ir ventiliacijos efektyvumą, taigi atlieka svarbų vaidmenį elektroninių komponentų aušinime, branduoliniuose reaktoriuose, varikliuose ir t.t. Galų gale aeronautikoje, nors laminariniai pasienio sluoksniai ir kuria mažesnį pasipriešinimą, atsitiktiniai srauto atsiskyrimai periodiškai sukelia trumpus itin aukšto pasipriešinimo intervalus, kurių išvengti padeda dalies pasienio srauto turbulizavimas mažomis kliūtimis.

Nors turbulencija ir aptinkama bei pritaikoma beveik kiekviename gyvenimo žingsnyje, pats reiškinys kol kas dar nėra pakankamai gerai supastas. Pasak R. Feynman, galimybė sukurti teorinį modelį turbulentinio srauto statistikai nuspėti yra svarbiausia neišspręsta klasikinės fizikos problema. To priežastis – Navier-Stokes lygtys, aprašančios skysčių dinamiką, neturi analitinių sprendinių. Vien įrodymas, jog šioms lygtims visada egzistuoja tolydus sprendinys (arba tai paneigiantis pavyzdys) yra vienas iš septynių tūkstantmečio premijos uždavinių, už kurio teisingą sprendimą siūloma 1 mln. JAV dolerių.

Priešingai, nei daug kitų neišspręstų fizikos problemų, ši tyrinėjama kiek ilgiau, dar nuo XIX a. pradžios, kai 1822-1850 išvystytos Navier-Stokes lygtys:

$$\nabla \cdot U = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + (U \cdot \nabla) U = -\nabla p + \nu \nabla^2 U \quad (2)$$

čia U – srauto greitis, m/s, ν – kinematinė klampa, m²/s, p – slėgis, Pa, t – laikas, s.

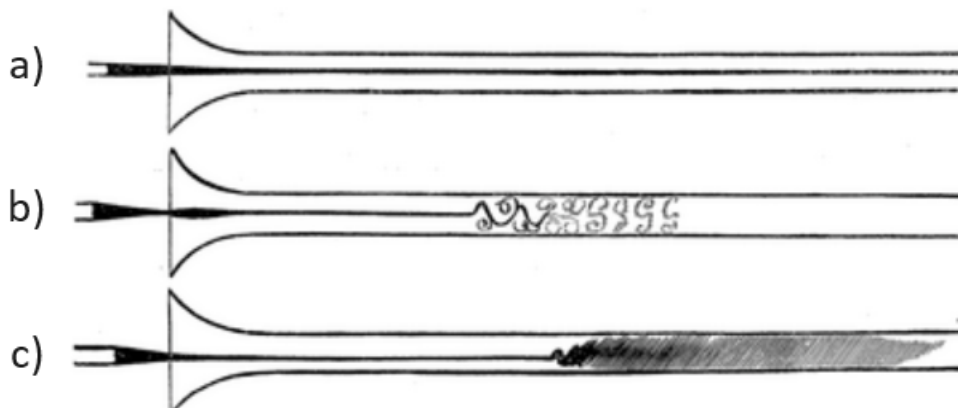
1.1 Laminarinis ir turbulentinis režimai

1838 metais J. Poiseuille eksperimentiškai išvedė dėsnį slėgio kritimui cilindre skaičiuoti [3]:

$$\Delta p = \frac{8\mu x Q}{\pi R^4} \quad (3)$$

čia μ – dinaminė klampa, kg/m/s, x – vamzdžio ilgis, m, Q – debetas, m³/s, R – vamzdžio spindulys, m. Deja, dėsnis galioja tik lėtiems srautams, o greitesniems slėgio kritimas nuvertinamas. Tam ištirti 1883 metais O. Reynolds leido vandenį per cilindrą, tuo pat metu įlašindamas šiek tiek dažų

prieš cilindro pradžia, kad vizualizuotų srautą. Gauti rezultatai pavaizduoti 1 pav. [4] Kai vandens greitis buvo pakankamai mažas, dažų linija tvarkingai keliavo vamzdžiu. Pamažu didinant srauto greitį, dažai staiga pradėjo judėti chaotiškai, t.y. įvyko perėjimas į turbulentinį režimą. Be to, buvo matomi atskiri sūkuriukai sraute, taip pat pastebėti trumpi turbulencijos apsireiškimai ir išnykimai.



1 pav. Reynolds eksperimento rezultatai: a) laminarinis srautas, b) atsitiktinai atsirandantys sūkuriukai, c) perėjimas į turbulentinį tekėjimą. Paimta iš [4]

Rezultatams kiekybiškai įvertinti 1851 metais G. Stokes [5] pasiūlė naudoti, o vėliau O. Reynolds išpopuliarino Reynolds skaičių Re :

$$Re = \frac{UL}{\nu} \quad (4)$$

čia L - vamzdžio skersmuo, m. Re padeda įvardyti, koks tekėjimo režimas nusistovėtų esamomis sąlygomis.

Reynolds nustatė, kad perėjimas į turbulentinį režimą vamzdyje įvyksta, kai Re viršija 13000. Tiesa, remiantis dabartiniais duomenimis [6], kai $Re \leq 2300$, tekėjimas laminarinis, o kai $Re \geq 2900$ – turbulentinis. Re esant tarp šių verčių, režimas atsitiktinai pereidinėja į turbulentinį ir atgal į laminarinį, ir vadinamas pereinamuoju režimu. Toks režimo identifikavimo metodas taikomas ir kitoms geometrijoms: įvairiems ne cilindro formos kanalams, vamzdžiams ir t.t. galioja ta pati 4 formulė Re išskaičiuoti, tik vamzdžio skersmuo L pakeičiamas kanalo hidrauliniu diametru; srautui tekant aplink sferinę ar cilindrinę, vietoj L naudojamas jų skersmuo, tačiau kritinės Re vertės skiriasi, be to, keičiantis Re , matoma didesnė kvazi-stabilių būsenų įvairovė (plačiau 1.4.3 skyriuje). Apytikslės kritinės Re vertės įvairioms geometrijoms pateikiamos 1 lentelėje.

1 lentelė. Kritinės Re vertės

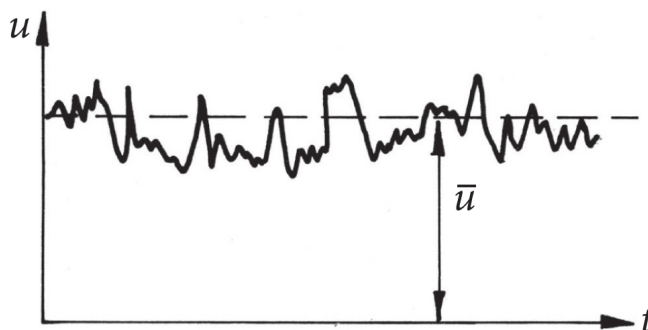
Geometrija	Charakteringas ilgis	Re_{krit}
Kanalo vidus	Hidraulinis skersmuo	2300 – 2900
Apie sferą	Skersmuo	10
Apie cilindrą	Skersmuo	žiūrėti schemą 10 pav.
Lygi siena	Atstumas nuo sienos pradžios	500000

Atkreipiame dėmesį, kad šios vertės tinkamos tik minėtoms geometrijoms su lygiais paviršiais. Paviršiui šiurkštėjant, kritinės Re vertės taip pat mažėja.

1.2 Turbulentinio srauto savybės

Nors turbulenciją stebėti paprasta, ją kiekybiškai įvertinti kur kas sunkiau. Pagrindinės turbulentinių srautų savybės:

- Chaosas. Nors yra koreliacijų bei šiek tiek teorinių išvedimų, nuspėjančių vidutines statistines srauto savybes, momentinis srautas yra nenuspėjamas. Chaosas pasireiškia netvarkingais įvairių fizikinių dydžių svyravimais. Viename taške matuojant slėgį ar greitį ir nubrėžus grafiką 2 pav., matomi intensyvūs svyravimai apie vidutinę padėtį.



2 pav. Chaotiškas greičio svyravimas apie vidutinę vertę. Paimta iš [7].

- Smarki sukuringumo (angl. k. *vorticity*) gamyba. Sukuringumas, apibrėžiamas kaip

$$\omega = \nabla \times U, \quad (5)$$

yra vektorius, įgyjantis dideles vertes smarkaus skysčio kelio lenkimosi srityse. ω daugiausiai sukuriamas srauto sąveikos su kliūtimis, sienomis ir t.t. metu. Nors aukštos ω vertės ne visada indikuoja sukuriukų buvimą, daug sukuriukų identifikavimo metodų remiasi būtent ω lauku (plačiau 1.3 skyriuje).

- Maišymasis. Turbulentiniame sraute besisukantys sukuriukai kur kas greičiau perneša medžiagą ir skatina homogenizaciją. Ši savybė vadinama difuzyvumu, kadangi tiek skirtingos medžiagos, tiek judesio kiekis, tiek šiluma yra kur kas greičiau išsklaidomi, nei laminariame tekėjimo režime.
- Jautrumas pradinėms sąlygoms. Kaip ir visi chaotiški procesai, menkiausi pakeitimai pradinėms sąlygoms ilgainiui gali nulemti visiškai kitokį rezultatą.
- Trimatė prigimtis. Eksperimentiškai nustatyta, kad net vienalyčio skerspjuvio geometrijose turbulentiniai svyravimai vyksta trijuose matmenyse nuo labai mažų Re skaičių. Pavyzdžiui, tekėjime aplink cilindrą srautui einant skersai jo, perėjimas į 3D svyravimus stebimas prie $Re = 188,5$ [8]. Tai itin apsunkina CFD (skaičiuojamoji skysčių dinamika, angl. k. *Computational Fluid Dynamics*) modeliavimą, kadangi negalima sutaupyti skaičiavimo resursų naudojant 2D tinklelius: tokiu atveju sukuriukų gyvavimo trukmė pailgėtų dėl nemodeliuojamo gesimo trečia kryptimi, ir suskaičiuotos maišymosi charakteristikos neatitiktų tikrovės [9].

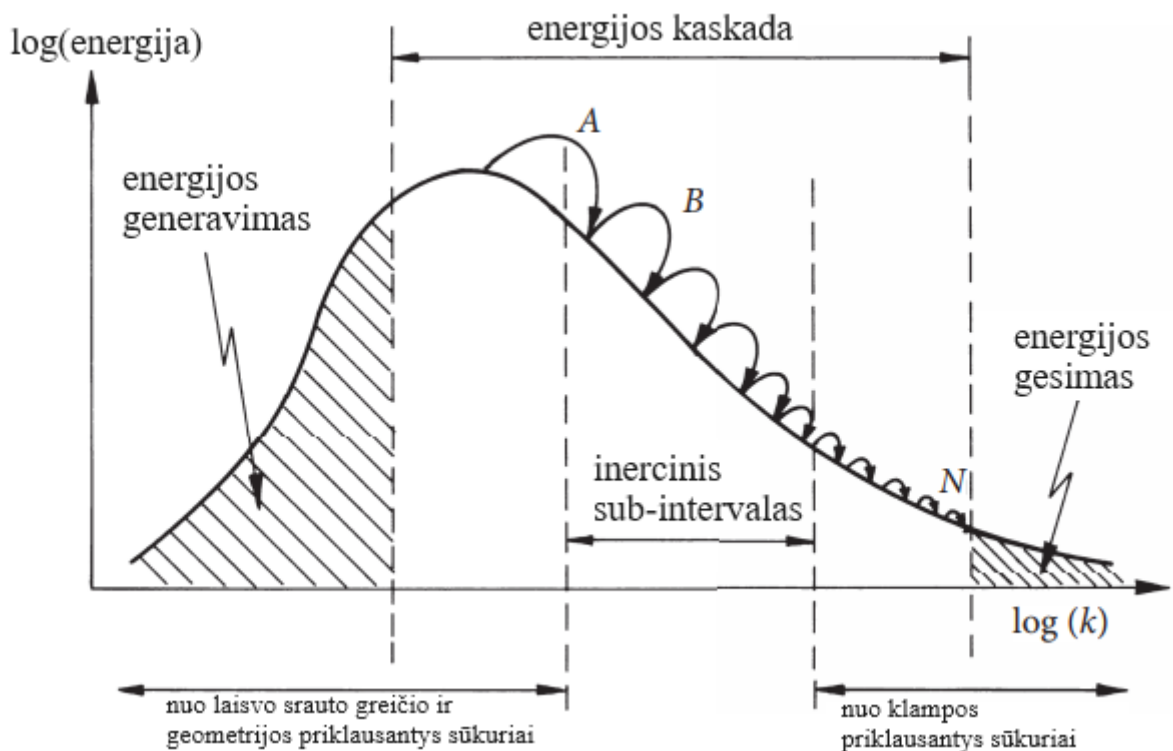
- Platūs pasienio sluoksniai. Dėl sūkuriukų gamybos vykstant dažnam srauto atsiskyrimui prie tekėjimą ribojančių sienų, susidaro kur kas platesni ir intensyvesni maišymosi regionai, nei laminariniam režime. To pasekoje pagreitinama judesio kiekio bei šilumos pernaša tarp skysčio ir sienos. Dėl greitesnės pernašos išauga trinties su siena pasipriešinimas srautui. Išimtis - pasipriešinimo krizė (angl. k. *drag crisis*) [10], kai esant itin aukštai turbulencijai, $Re > 3 \times 10^5$, pasipriešinimo koeficientas nukrenta nuo 0,5 iki 0,2.
- Energijos kaskada. Turbulentiniame sraute dideli sūkuriukai po truputį skyla į mažesnius [11]. Tokiu būdu energija iš didesnių struktūrų perduodama vis mažesnėms, kol pasiekiamas Kolmogorov ilgis η [12]:

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (6)$$

Tai yra mažiausia turbulencijos ilgio skalė, kurioje sūkuriukai nebeperduoda energijos mažesniems, bet yra tiesiogiai stabdomi klampoms, ir šioje skalėje sūkuriukų kinetinė energija pavirsta į šiluminę. Tuo tarpu inerciniame sub-intervale (angl. k. *inertial subrange*) – tarp didžiausių sūkuriukų ir Kolmogorov mikroskalės – sūkuriukų energija yra pasiskirsčiusi pagal energijos spektrą:

$$E(k_b) = C \epsilon^{\frac{2}{3}} k_b^{-\frac{5}{3}} \quad (7)$$

čia k_b – banginis skaičius, priešingai proporcingas sūkuriukų dydžiui. Taigi atlikę 2 pav. U kreivės Fourier transformaciją ir suskaičiavę greičio, taigi ir kinetinės energijos, priklausomybę nuo k_b , gautume 3 pav. pavaizduotą spektrą.



3 pav. Energijų spektras laisvai nykstančioje izotropinėje turbulencijoje. Paimta iš [7].

1.3 Analizės metodai

Tirti srautų dinamiką yra sudėtinga. Skysčių dinamikos eksperimentuose, ir dar labiau – skaičiavimuose – be galo daug duomenų, ir sunku atsirinkti, kas svarbu, kas ne, ir ką tirti. Be to, eksperimentuose pasiekiami tik tie duomenys, kurie matuojami. Jei analizės metu pasirodo, kad domina dar koks nematuotas dydis ar regionas, eksperimentą reikėtų atlikti iš naujo atliekant daugiau matavimų. Dėl šios priežasties įprasta atlikti CFD skaičiavimus, validuojant rezultatus eksperimentiniais matavimais. Tokiu atveju pritrūkus duomenų, pakanka zonuoti turimų skaičiavimų rezultatus.

Turint duomenis, sunku išsirinkti nagrinėjamą srauto topologiją. Vienas dažniausių pasirinkimų – sukuriukai, kuriuos tada reikia identifikuoti. Tai ne visada trivialu, kadangi didelis sukuringumas automatiškai nereiškia, kad matome sukuriuką, ir reikalingi įvairūs aptikimo metodai. Be to, dažnai net ir matant sukurius, gali būti sunku nustatyti tekėjimo režimus, morfologiją ir t.t., todėl praveru atlikti duomenų redukciją. Jų kokybinė analizė taip pat nėra paprasta: nors inžineriniams ir pramoniniams pritaikymams pakankamas specifinių reikalingų dydžių nustatymas, siekiant atlikti mokliškai naudingą tyrimą, t.y. įžvelgti bendras tekėjimo tendencijas, sąryšį su režimais, skirtingų sąlygų įtaką, reikia atlikti daug normavimo ir statistinės analizės darbų. Žemiau aptariami skysčių dinamikos tyrimo metodai.

1.3.1 Sūkurių identifikavimas

Paprasčiausias būdas aptikti sukurius yra stebėti sukuringumo ω laukus. Vis dėl to sukuringumas aukštas būna ir didelės šlyties jėgos regionuose, pavyzdžiui, prie lygių sienų, nors ten srautas gali ir nesisukti. Taigi sukuringumas labiau tinkamas, pavyzdžiui, jau atrastų sūkurių sukimosi kryptiai nustatyti, o patį identifikavimą atlikti reikėtų naudojantis labiau pažengusiais metodais.

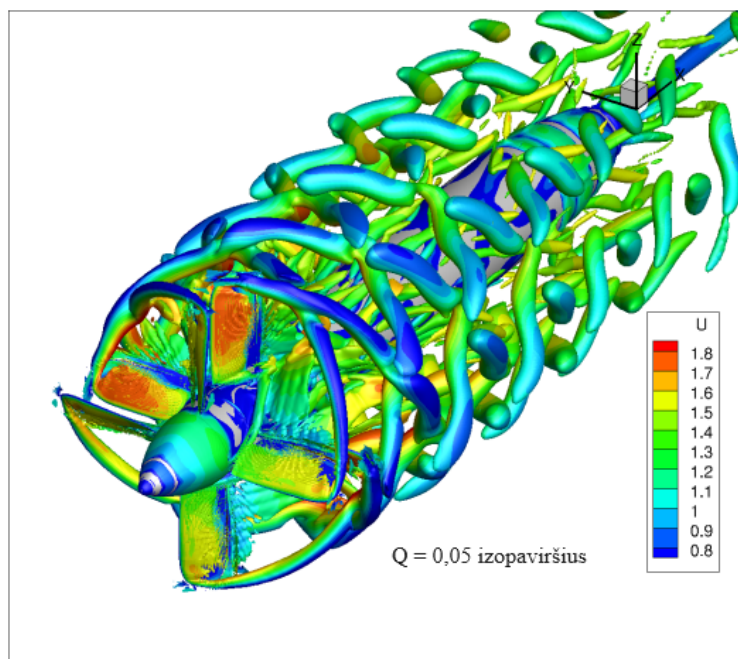
Vienas paprastesnių metodų – Q kriterijus:

$$Q = \frac{\|A\|^2 - \|B\|^2}{2} \quad (8)$$

čia A ir B – atitinkamai asimetrinė ir simetrinė greičio gradiento tenzorius dalys, t.y. sukuringumas ir klamos jėgos tenzorius. Kai $Q > 0$, vietoj visų aukšto ω regionų matome tik tuos, kur ω didesnis už šlyties jėgas. Deja, įprastai $Q > 0$ gana dideliame regione, ir tenka nurodyti slenkstinę Q vertę, kurią norime matyti, ir vizualiai ieškoti sūkurių. Problema, kad pasirinktą slenkstinę vertę reikia keletą kartų pakoreguoti, kadangi ji gali skirtis net keliomis eilėmis keičiantis tekėjimo sąlygoms ar geometrijai. Be to, nuo kritinės vertės priklauso matomų sūkuriukų kiekis. Pavyzdžiui, su didele kritine verte Q_{krit} galima rodyti tik didelius sūkurius, bet ne mažus. Tai gali būti naudinga, kai svarbios tik didelės struktūros, tačiau jei norima iširti ir mažas, reikia sumažinti Q_{krit} , ir vaizdas gali pasidaryti itin netvarkingas.

Sprendimą subjektyvios slenkstinės vertės problemai pasiūlė Liu ir kt. [14] su Ω kriterijumi:

$$\Omega = \frac{\|A\|^2}{\|A\|^2 + \|B\|^2} \quad (9)$$



4 pav. Q kriterijus vizualizuojamas nuo $Q = 0,05$. Paimta iš [13].

Priešingai, nei Q , Ω visada yra tarp 0 ir 1, todėl pakeitus tekėjimo sąlygas, slenkstinį Ω_{krit} keisti reikia kur kas mažiau. Be to, su vienu Ω_{krit} galima vienodai ryškiai matyti tiek didelius, tiek mažus sūkurius.

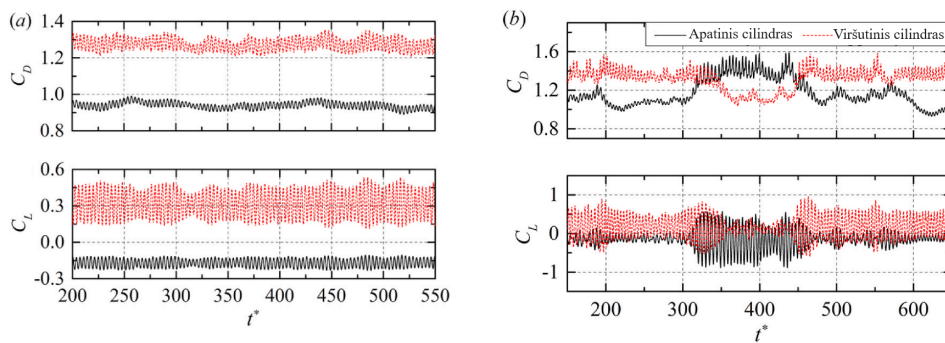
Taip pat egzistuoja Lambda2 metodas. Principas paprastas: suskaičiuojama $A^2 + B^2$ tikrinės vertės λ_1 , λ_2 ir λ_3 (mažėjimo tvarka). Jei bent dvi tikrinės vertės yra neigiamos, t.y. jei $\lambda_2 < 0$, regionas laikomas sūkurio dalimi [15]. Deja, metodas sunkiai padeda išskirti kelis susikertančius sūkurius [16].

Sparčiai vystantis duomenų mokslui, atsirado ir grupavimu (angl. k. *clustering*) pagrįstų aptikimo būdų. Vienas tokių – Hadjighasem pasiūlytas metodas [17], atskiriantis sūkuriukus naudodamas spektrinį simuliuojamų lagranžinių dalelių trajektorijų grupavimą. Metodas itin aiškiai ir tiksliai išskyrė tiek 2D, tiek 3D sūkurių regionus.

1.3.2 Režimo nustatymas

Siekiant nustatyti specifinį sūkurių atitrūkimo režimą, pirmas žingsnis yra vizualiai įvertinti jų morfologiją, vidutinius greičius ir t.t. Pavyzdžiui, tekėjimo aplink cilindą asimetriškumą lengva nustatyti iš vidutinių greičio ir sūkuringumo laukų, kaip tai buvo atlikta Chen ir kt. [18]. Tekėjimo simetrijai nustatyti ypač naudingi vidutiniai laukai, kadangi momentiniai dažnai per daug sudėtingi, kad būtų galima vizualiai daryti išvadas.

Tekėjimo apie kliūtis kontekste itin pasitarnauja kėlimo C_L ir pasipriešinimo koeficientų C_D analizė. Kryptis, kuria veikiama kliūtis, priklauso nuo tuo metu atsiskiriančio sūkurio pozicijos ir sukimosi krypties. Matuojant C_L , matomi svyravimai atskleidžia sūkurių atsiskyrimo dažnį, kadangi smailės C_L kreivėje atitinka vieno sūkurio atitrūkimą viena ar kita kryptimi. Chen ir kt. [18] tyrime dviejų gretimų cilindų C_L ir C_D (5 pav.) padėjo nustatyti sūkurių atsiskyrimo režimus (plačiau 1.4.3) skyriuje.



5 pav. Chen ir kt. atlikta C_D ir C_L analizė [18]. **a)** asimetrinis režimas: viršutinis cilindras velkamas stipriau ir keliamas su didesniais svyravimais, nei apatinis; **b)** besivartantis režimas: asimetriškas srautas atsitiktinai pakeičia kryptį, ir tuo metu koeficientai susikeičia vietomis tarp cilindrų.

Iš C_D ir C_L įprasta nustatyti sukurių atsiskyrimo dažnį, ir to pasekoje suskaičiuoti Strouhal skaičių St . Tuo tarpu trūkiai $Re - St$ priklausomybėje indikuoja režimo pasikeitimą (plačiau 1.4.3 skyriuje [19]).

1.3.3 Kiekybiniai matavimai

Inžinerinių ir pramoninių sprendimų kontekste įprasta matuoti C_D , C_L , taip pat slėgio pasi-priešinimą. Aerodinamikoje tai patys svarbiausi sparno parametrai duotoms srauto sąlygoms, nuo kurio priklauso geometrijos efektyvumas.

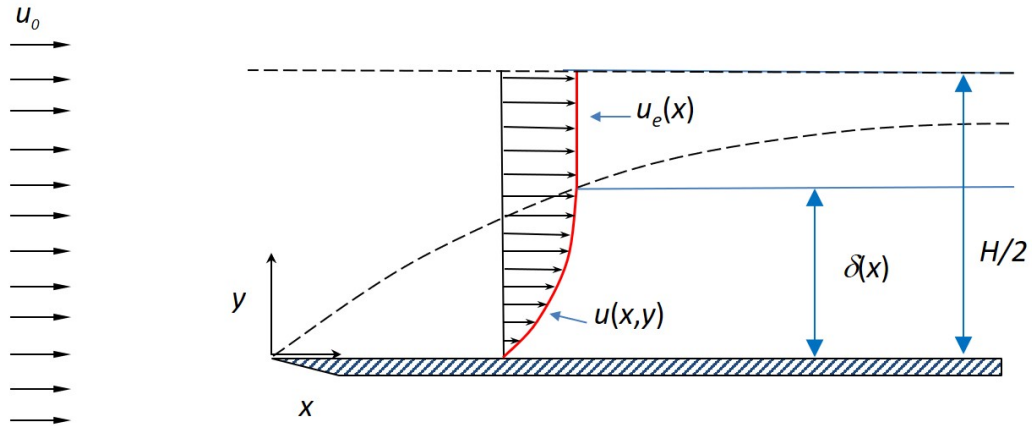
Cheminiams ir šilumos pernašos procesams nepaprastai svarbus maišymosi greitis. Vienas ana-lizės būdų – antros eilės statistikos, t.y. $\langle u'u' \rangle$, $\langle v'v' \rangle$, $\langle u'v' \rangle$ ir t.t. Čia u' , v' – greičio nuokrypis nuo vidurkio atitinkamai pasroviui ir skersai srauto. Šias statistikas naudojo Weiss ir kt. [1] tirdami trijų lygiagrečių srautų maišymąsi (plačiau 1.4.5 skyriuje). Kuo didesnės variacijos, tuo smarkiau maišosi srautas. Maišantis keliems srautams, ypatingai svarbus $\langle u'v' \rangle$, kadangi leidžia nustatyti maišymosi sluoksnių storį, taigi rasti susimaišymo vietą. Tuo tarpu maišymosi sluoksnio ilgį pato-gu nustatyti pagal tai, kaip greitai prie kliūčių pagreitėjęs srautas nusistovi atgal į vertę be kliūčių. Kuo sparčiau susimaišo – tuo greičiau nusistovi greitis.

1.4 Turbulentinės struktūros

Daug pastangų įdėta ir vis dar skiriama suprasti ne tik bendras statistines charakteristikas, bet ir konkrečių turbulentinių struktūrų sandarą, atsiradimą, sąveiką ir t.t. Tai itin svarbu gilinant žinias apie cheminius procesus, kaip pavyzdžiui, degių mišinių deflagracijos bei detonacijos procesus, ir turbulencijos sąveiką. Be to, srauto morfologijos supratimas turi potencialo nuspėti lokalias srauto charakteristikas, kas gali būti pritaikoma tiek iškart pramonėje, tiek bandant atlikti skaitines simu-liacijas, kai reikia pasirinkti teisingas modeliavimo prielaidas. Vienas svarbiausių aspektų skysčių dinamikoje yra sąveika su kliūtimis ir sienomis, todėl literatūroje daug dėmesio skiriama pasienių sluoksnių tyrinėjimui.

1.4.1 Pasienio sluoksniai

Pasienio sluoksnis - regionas prie kliūties ar sienos, kur srauto greitis kinta nuo 0 dėl nepraslydimo (angl. k. *no slip*) prie pasienio iki laisvo srauto (angl. k. *freestream*) vertės pakankamai toli nuo sienos, kur sąveika su siena praktiškai nebedaro įtakos srautui.



6 pav. Laminarinis pasienio sluoksnis sraute, įeinančiame į H storio tarpą tarp dviejų lygiagrečių plokščių. δ - pasienio sluoksnio storis, u - greitis pasienio sluoksnyje, u_0 - krentantis srautas, u_e - asimptotinis greitis. Punktyras iliustruoja sluoksnio storio augimą, proporcingą \sqrt{x} . Paveikslėlis paimtas iš [20]

1904 L. Prandtl argumentavo [21], kad itin arti sienų pusė Navier-Stokes lygčių narių turi nykstamą įtaką dėl aukštos klampos, ir gaunamos kur kas paprastesnės pasienio sluoksnio lygtys. 1908 jo mokinys H. Blasius įrodė, kad ignoruojant slėgio gradientą išilgai plokštės, laminarinio pasienio sluoksnio storį gana paprasta išskaičiuoti:

$$\delta_{99} \approx 5 \sqrt{\frac{\nu x}{u_0}} = \frac{5x}{\sqrt{Re}} \quad (10)$$

Čia δ_{99} - pasienio sluoksnio storis matuojant nuo sienos iki taško, kur greitis pasiekia 99% u_0 . Ši išraiška galioja tik laminariniam sluoksniui.

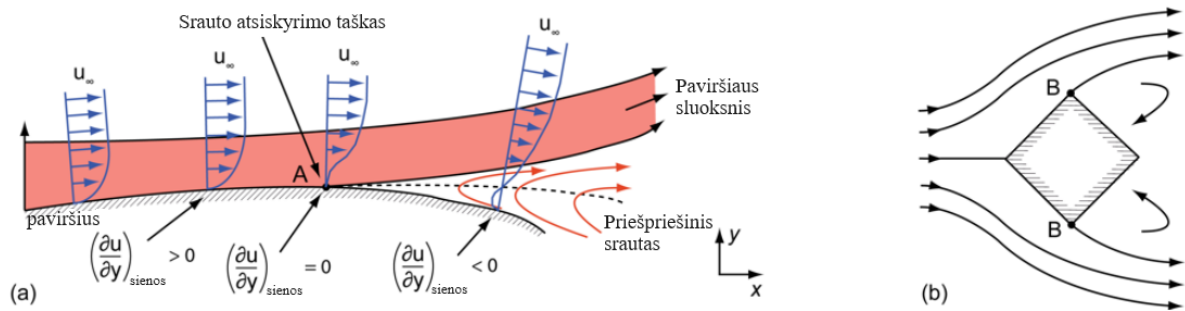
Turbulentinis sluoksnis paprastai būna gerokai storesnis dėl greitesnio maišymosi ir padidėjusios efektinės klampos (plačiau 2.2 skyriuje), ir gali būti išskaičiuojamas

$$\delta_{99} = 0,37xRe^{-\frac{1}{5}} \quad (11)$$

Vienas svarbiausių reiškinių srauto sąveikos su paviršiumi kontekste yra pasienio sluoksnio atsiskyrimas. Nors literatūroje esti atsiskyrimo grupavimo į slėgio-sukeltą ir geometrijos-sukeltą, kaip pavaizduota 7 pav., visais atvejais fenomeną galima paaiškinti taip: neklampiu atveju, srautas lėtas prieš pat kliūtį, pagreitėja ties kliūties sienomis, ir už kliūties vėl sulėtėja. Pagal Bernoulli lygtį [22]

$$\nabla(p_{stat} + \frac{\rho}{2}U^2) = 0 \quad (12)$$

didėjant greičiui, statinis slėgis p_{stat} turi mažėti, ir atvirkščiai. Kliūties pradžioje p_{stat} didelis, srau-



7 pav. **a)** pasienio sluoksnio atsiskyrimas dėl stipraus priešingo slėgio gradiento ir **b)** dėl srauto inercijos prie aštrių kliūtis kampų. Paimta iš [23].

tui pagreitėjus - mažas, už kliūtis - vėl didelis. Taigi prieš kliūtis galą egzistuoja prieš tekėjimo kryptį nukreiptas ∇p_{stat} . Atsižvelgus į klampą, dalis dalelių praranda energiją prie sienų, tam tikru momentu pakankamai daug srauto nebeturi energijos priešintis ∇p_{stat} , ir srautas pradeda judėti jo kryptimi [23].

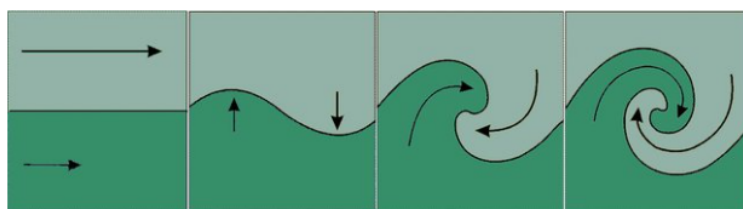
Sluoksnių atsiskyrimas gali įvykti tiek laminariame, tiek turbulentiame režime. Pastarasis - kur kas atsparesnis sluoksnių atsiskyrimui, ir gali toleruoti eile didesnę lėtėjimą, nei laminarinis. Tai turi itin platų pritaikymą: atsiskyrimas sukelia didesnę pasipriešinimą ir nuostolius, ir, siekiant to išvengti, lėktuvų sparnų, vėjo jėgainių geležčių ir t.t. paviršiuose mažais iškilimais indukuojama turbulencija [24].

Viena svarbiausių sluoksnių atsiskyrimo pasekmių yra Karman sūkurių grandinė (angl. k. *Karman vortex street*). Plačiau 1.4.3 skyriuje.

1.4.2 Nestabilumai

Kokie mechanizmai sukelia tvarkingo srauto perėjimą į netvarkingą? Šią sritį nagrinėja hidrodinaminio stabilumo teorija. Iš dažniausiai gyvenime sutinkamų nestabilumų galima įvardyti du: Kelvin-Helmholtz (KH) ir Rayleigh-Taylor (RT).

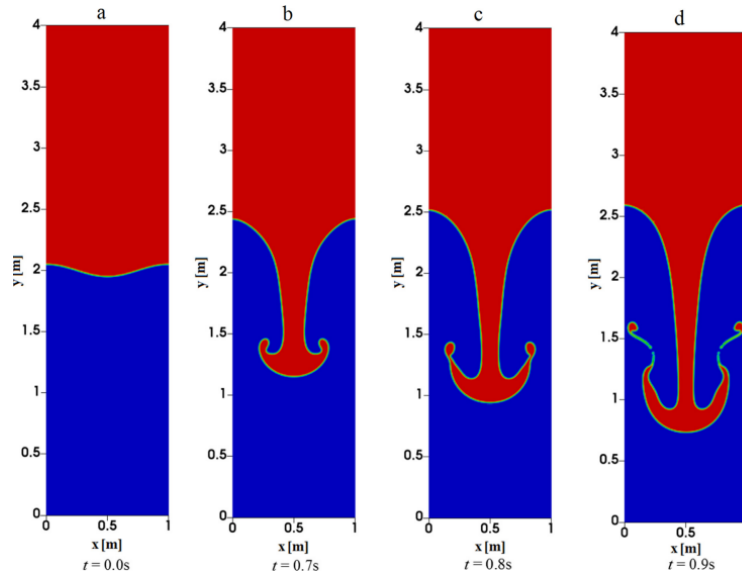
KH nestabilumas atsiranda, kai du skysčiai teka greta skirtingais greičiais. Kur skysčio sluoksnis storesnis, ten jo greitis mažesnis, o slėgis didesnis. Priešinga situacija susidaro plonesniuose skysčio sluoksniuose. Paprastai tarp dviejų srautų būna bent šiokių tokių nelygumų. Prie nelygumų, iškilęs skystis yra didesnio slėgio, nei įdubęs, ir skysčio iškilimas auga. Dėl Bernoulli dėsnio susidaro dar greitesnis srautas suplonėjusiam skystyje bei lėtesnis sustorėjusiam, kartu su didesniu slėgiu. Susidariusi šlyties jėga velka iškilimus į šonus, ir susidaro palinkusios bangos, kurios nuolat auga dėl vis augančių slėgių skirtumų. Galiausiai nelygumai tiek išauga ir susukami šlyties jėgos, kad visas nelygumas pavirsta į sūkurių. Nestabilumo evoliucija pavaizduota 8 pav.



8 pav. Kelvin-Helmholtz nestabilumo formavimasis. Paimta iš [25].

KH nestabilumas atlieka svarbų vaidmenį atmosferos vandenynų maišymesi [26], bei gali būti pastebėtas Žemės debesyse, kitų planetų, taip pat net Saulės, atmosferose.

RT nestabilumas atsiranda dėl slėgio gradiento per skirtingų tankių skysčių ribą. Skysčiai bando sumažinti savo potencinę energiją, ir sunkesnis skystis stengiasi keliauti gradiento kryptimi. Net jei ir skirtingų tankių skysčiai idealiai sudėti vienas ant kito, menkiausias sudrumstimas sukels RT, ir skysčiai persimaišys [27].



9 pav. Rayleigh-Taylor nestabilumo formavimasis. Paimta iš [28].

Kai slėgio gradientas atsiranda dėl smūginių bangų, fenomenas vadinamas Richtmeyer-Meshkov nestabilumu. Šiuo atveju galima stebėti lengvu skysčio burbuliukus sunkiame, arba sunkaus skysčio spyglius lengvame, priklausomai nuo pradinių nestabilumo sąlygų. [29]

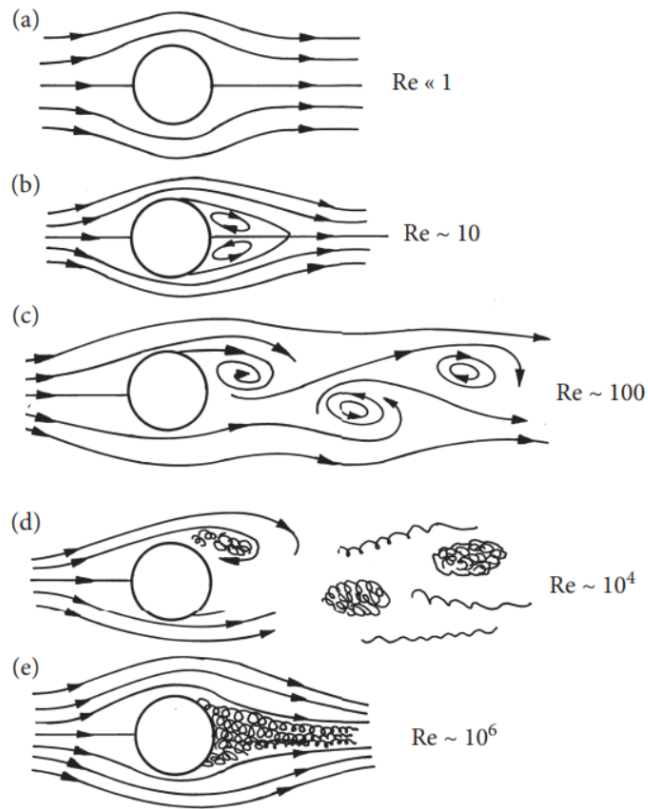
1.4.3 Sūkurių atsiskyrimas ir Karman sūkurių grandinė

Kai pro kietą kūną eina dujų ar skysčių srautas, tam tikrame Re intervale galime stebėti sūkuriukų atsiskyrimą pirmyn ir atgal. Šis reiškinys vadinamas Karman sūkurių grandine. Reiškinį galima pastebėti danguje, kai debesys slenka pro kalną, upėje vandeniui lėtai tekant pro tilto atramą ar valtį ir t.t.

Fenomenas itin plačiai tyrinėtas tekėjime apie cilindrus, bei kitas elementarias formas. Srauto morfologija itin priklauso nuo Re , kaip iliustruojamas tekėjimas apie cilindrą 10 pav. Stokes tekėjime – prie itin mažų Re , kai srautą dominuoja tik klampos jėgos - nėra jokių srauto atsiskyrimų; nuo $Re = 5$ ribos įprastai jau gali pasireikšti pasienio sluoksnio atsiskyrimas, ir už cilindro atsiranda pastovūs sūkuriukai, tačiau toliau pasroviui srautas išsilygina; nuo $Re = 47$ jau gali susidaryti Karman sūkurių grandinė, ir matomi periodiškai slenkantys sūkuriukai; nuo $Re = 188,5$ srautas darosi trimatis [8], o atsiskiriantys sūkuriukai kiek netvarkingi; virš $Re = 10^5$ visas regionas už kliūtis jau visiškai turbulentiškas.

Sūkuriukų atsiskyrimui kiekybiškai įvertinti dažnai naudojamas Strouhal skaičius St :

$$St = \frac{fL}{U} \quad (13)$$



10 pav. Srautas apie cilindrą esant skirtingiems Re skaičiams. Paimta iš [7].

čia f - sūkuriukų atsiskyrimo dažnis, Hz. Tekėjime apie cilindrą intervale $Re \in (250, 200000)$ teisinga aproksimacija

$$St = 0,198 \left(1 - \frac{19,7}{Re} \right) \quad (14)$$

Kadangi St šiuo atveju nedaug priklauso nuo Re , šiam intervalui įprasta naudoti $St = 0,2$.

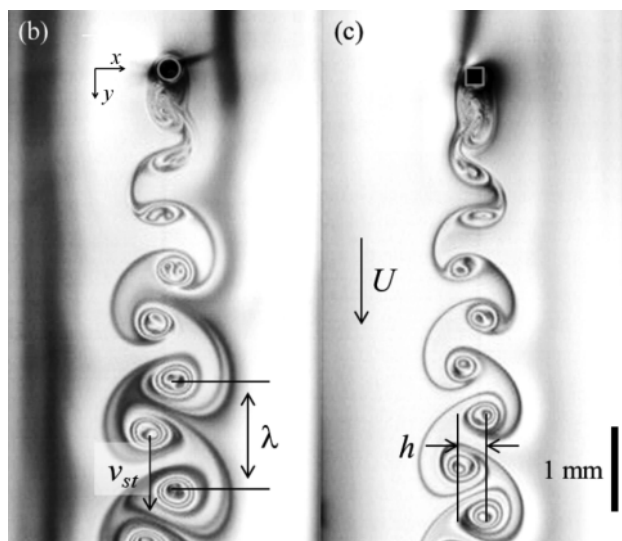
Minimos Re ribos Karman grandinės pradžia bei St vertės priklauso nuo kliūties formos ir orientacijos. Kiek senesnis tyrimas [30] parodė, kad tekėjime apie ekscentriteto $e = 0,866$ elipsę St nepriklauso nuo pasukimo kampo, jei charakteringu ilgiu L laikome srautui statmeno skerspjūvio ilgį. Tuo tarpu kritinis Re_c (nuo kurio prasideda Karman grandinė), įvertintas naudojant minėtą skerspjūvio ilgį, didėja elipsę paverčiant srauto kryptimi.

Naujesni tyrimai [31] rodo, kad Karman bangos ilgis λ – atstumas tarp dviejų sūkurių toje pačioje pusėje – tiesiškai priklauso nuo cilindro skerspjūvio D :

$$\lambda = \lambda_0 + \alpha D \quad (15)$$

čia α - konstanta. Taip pat pastebėta, kad skirtinguose Re (bent intervale nuo 10 iki 1000) santykis c tarp sūkuriukų slinkimo greičio v_{st} ir laisvo srauto greičio U

$$c = \frac{v_{st}}{U} \quad (16)$$



11 pav. Kim $St - Re$ sąryšio tyrimas. **b)** - cilindrinė, **c)** - kvadratinė kliūtis. Paimta iš [32].

yra pastovus. Karman grandinei $St - Re$ sąryšį galima užrašyti lygtimi

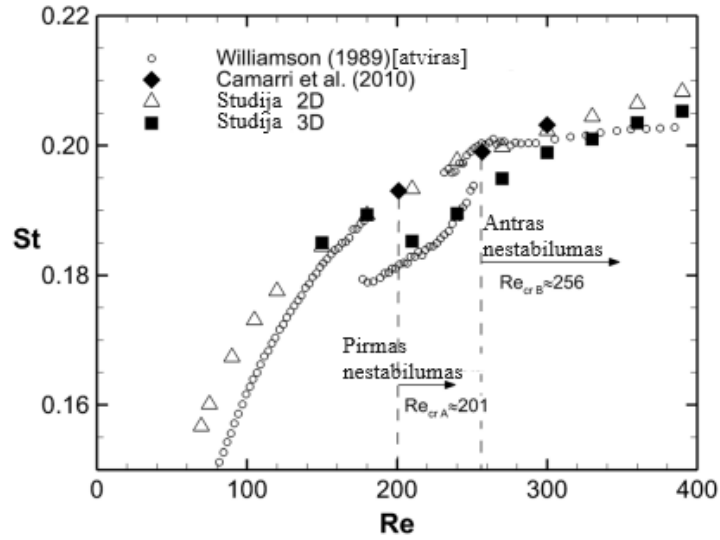
$$St = \frac{1}{A + \frac{B}{Re}} \quad (17)$$

čia $A = \alpha/c$ ir $B = \lambda_0 U/cv$. Atlikti eksperimentai su kvadrato, trikampio bei rombo formos skerspjūvių kliūtimis [32] parodė, kad sąryšis galioja įvairioms kliūtims, o vienintelis nuo formos priklausantis parametras 17 lygtyje yra B .

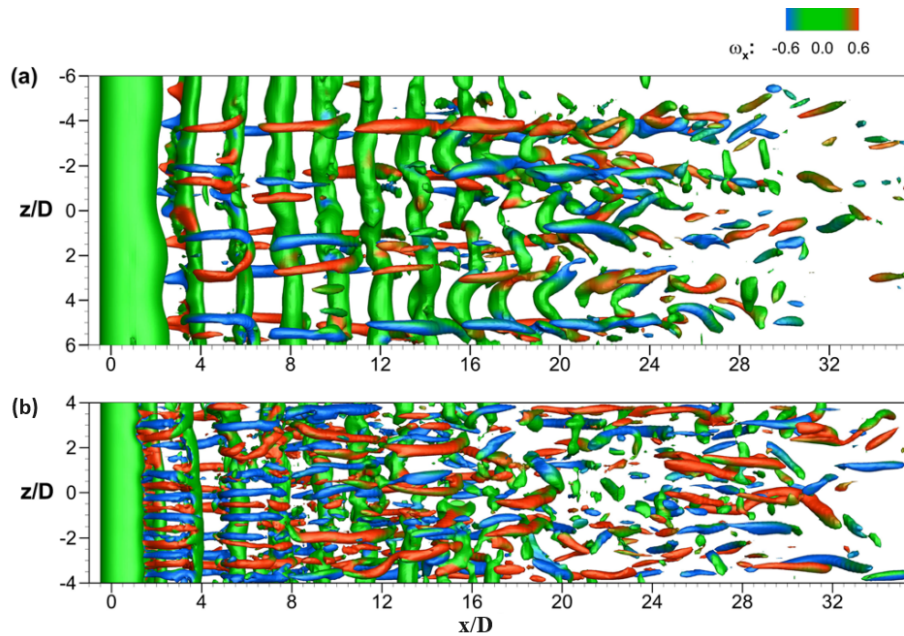
Kaip minėta anksčiau, prie maždaug $Re = 188,5$ srautas apie cilindrą pasidaro trimatis. Tai ypač gerai parodo $Re - St$ charakteristika šiuose intervaluose, atvaizduota 12 pav.

Grafike matomi du trūkiai, atsirandantys dėl besikeičiančio režimo. Pirmas trūkis atsiranda dėl perėjimo į A režimą maždaug $Re = 188,5$: srovės kryptimi susidaro maždaug 3 - 4 cilindro skersmenų bangos ilgio sūkurių. Toliau pakėlus Re iki 270, matomas antras trūkis $Re - St$ priklausomybėje. Pastarasis atsiranda dėl perėjimo į B režimą: srauto kryptimi susidaro mažesni sūkurių, kurių bangos ilgis maždaug atitinka cilindro skersmenį [33]. Šie režimai, dėl kurių įvyksta tekėjimo perėjimas iš dvimačio į trimatį, pavaizduoti 13 pav.

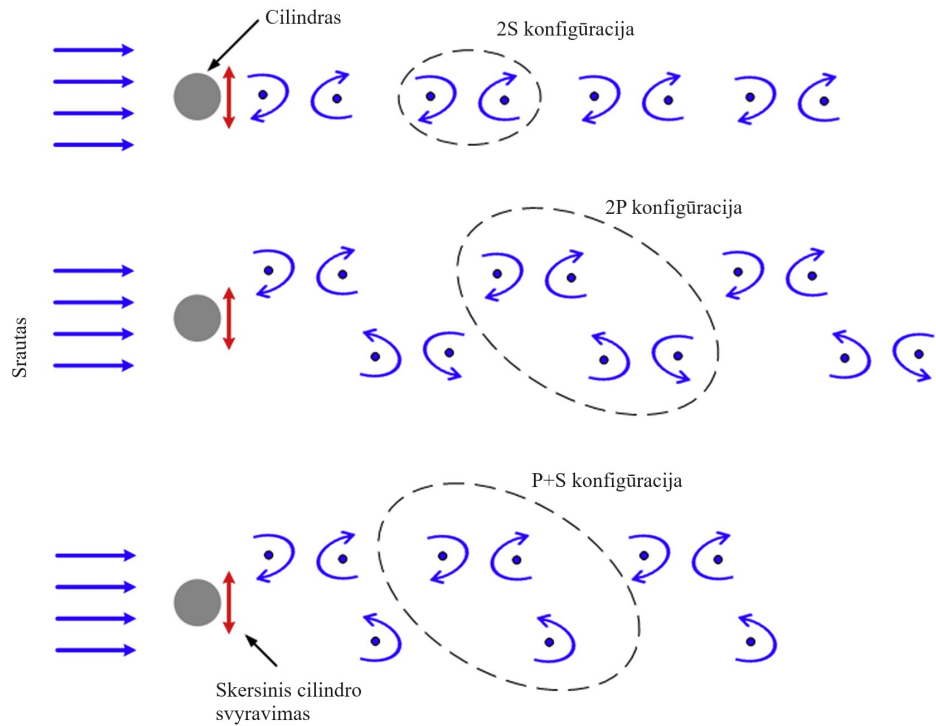
Kanaris [19] tyrė sūkurių atsiskyrimą uždaroje geometrijoje. Cilindro kanale tarp dviejų plokščių su blokavimo santykiu 0,2 DNS (tiesioginės skaitinės simuliacijos, angl. k. *Direct Numerical Simulation*) parodė, kad tiek A, tiek B tipo režimams uždara geometrija daro didelę įtaką lyginant su atvira geometrija. Nustatyta, kad A režimas uždaroje geometrijoje susijaukia labiau, išlaiko pirminius atsiskyrusius sūkurius trumpiau, tačiau ilgiau gyvuoja plaukų segtuko formos sūkurių; maišymasis tvarkingas ir simetriškas. Tuo tarpu B režime uždaroje geometrijoje pirminiai sūkurių taip pat greičiau slopinami; segtuko sūkuriukai mažiau varijuoja aukštyn žemyn (dėl sienų); srautas maišosi netvarkingai dėl atsitiktinių greito ir lėto srauto pliūpsnių. Šie tyrimai itin aktualūs tiriant maišymąsi uždaruose kanaluose su nuo kliūčių atsiskiriančiais sūkurių.



12 pav. $Re - St$ priklausomybė. Matomi du trūkiai, pasak Williamson [33], sukelti A ir B tipo nestabilumų. Paimta iš [19].



13 pav. **a)** A režimas, $Re = 240$; atstumas tarp tos pačios krypties sūkurių $\approx 3-4D$; **b)** B režimas, $Re = 390$, atstumas tarp tos pačios krypties sūkurių $\approx D$. Paimta iš [19].



14 pav. a) 2S, 2P ir P+S sūkurių atsiskyrimo konfigūracijos, galinčios indukuoti svyravimus cilindre. Paimta iš [34].

1.4.4 Sūkurių sąveika Karman grandinėje

Tiriant sūkurių atsiskyrimą itin svarbu atkreipti dėmesį, kad net tvarkingose sistemose gali būti skirtingi atsiskyrimo režimai. Pavyzdžiui, tekėjime apie cilindą galimi keli režimai, iš kurių žinomiausi - 2S, 2P ir P+S, iliustruojami 14 pav.

Atsiskyrimo konfigūracijų tema stipriai išplėtotą per paskutinius keletą dešimtmečių, kadangi atsiskiriantys sūkurių gali indukuoti vibracijas įvairioms konstrukcijoms, ir režimų identifikavimas yra svarbi konstrukcijų saugos užtikrinimo dalis, itin aktuali gilia vandeniems keltuvams [34]. Srauto struktūrų tyrėjams atsiskyrimo režimai svarbūs, kadangi gali paaiškinti nesimetriškumus vidutiniuose tekėjimo laukuose anaptil simetriškose geometrijose.

Kelių srautų maišymosi atveju, pavyzdžiui, šilumokaičiuose su kliūčių matrica ir t.t. svarbu suprasti ir sūkurių tarpusavio sąveiką. Jos tyrimą laminariniam režimui ($Re = 100$) 2D tekėjime 2017 atliko Panda [35]. Atliktos 2D simuliacijos srauto aplink 2 greta pastatytus cilindrų kaitant atstumą tarp jų. Rezultatai niutoniniam skysčiui 15 pav. parodė, kad kai tarpas G (matuojamas atstumu tarp cilindrų centrų, padalintu iš D) mažas, apie $G = 1,2$, srautas praktiškai neteka tarp kliūčių, ir susidaro 2S konfigūracijos Karman grandinė. Padidinus G iki 1,7, srautas jau eina tarp cilindrų, tačiau už jų einantys sūkurių atsiskiria netvarkingai, chaotiškai. Prie $G = 2,5$ sūkurių paveiktas regionas jau tvarkingas, vidiniai sūkurių sąveikauja destruktiviai ir beveik sunyksta, o išoriniai išlieka. Dar labiau padidinus tarpą iki $G = 4$ vidiniai sūkurių taip pat išlieka, tačiau jų sąveika vis dar pakankama, kad jie susiporuotų. Šiame tyrime Panda daug dėmesio skyrė ir laipsninės šlyties skysčiams (angl. k. *power-law fluid*). Tai medžiagos, kurių šlyties jėga netiesiškai

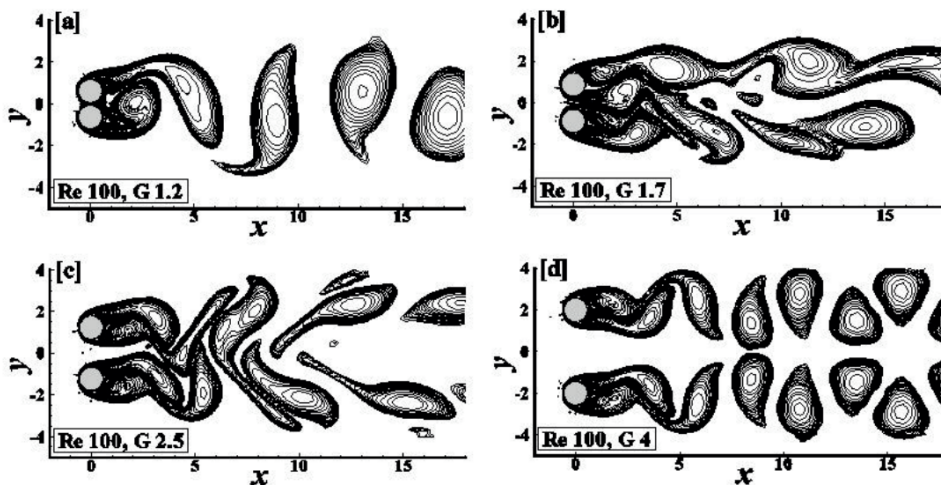
priklauso greičio gradiento, statmeno šlyties kryptims:

$$\tau = K \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^n \quad (18)$$

Čia K – konstanta, τ – šlyties jėga, Pa, n – skysčio elgesio indeksas (angl. k. *flow behavior index*). Kai $n < 1$, skystis yra šlyties–plonėjantis (angl.k. *shear-thinning*); $n > 1$ – šlyties-storėjantis (angl.k. *shear-thickening*); $n = 1$ – niutoninis. Panda nustatė, kad $n < 1$ tekėjime pasipriešinimo koeficientai C_D didesni už niutoninių skysčių, kai $Re < 10$, tuo tarpu šlyties-storėjančių skysčių – didesni. Atvirkščias rezultatas gaunamas, kai $Re > 10$. Taip pat nustatyta Re skaičiaus įtaka kėlimo koeficientams C_L (ang. k. *lift coefficient*) cilindrams, kai G ir n , nesvarbu, kokie jie bebūtų, išlieka pastovūs. $Re - C_L$ priklausomybė suskirstyta į tris dalis:

- $Re \in (0,2; 2)$ bei $Re \in (20; 40)$: C_L praktiškai nepriklauso nuo Re ;
- $Re \in (2; 20)$: C_L smarkiai krenta didėjant Re .

Galiausiai parodyta, kad C_D priklausomybė nuo G taip pat smarkiai priklauso nuo Re : prie itin žemų Re priklausomybės nuo G nėra, tačiau didėjant Re , atsiranda didelė priklausomybė nuo G , ir specifinis jos pobūdis papildomai priklauso nuo n .

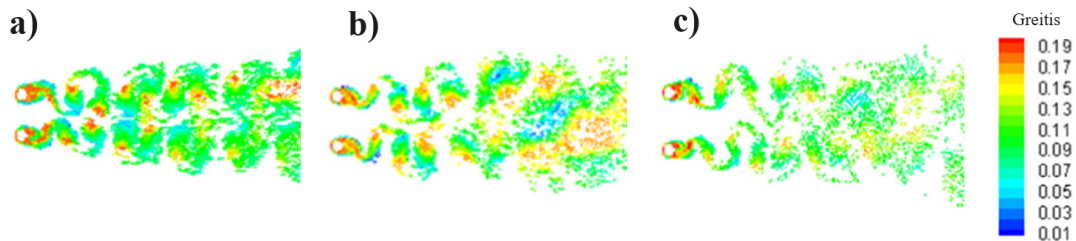


15 pav. a) 2S, 2P ir P+S sūkurių atsiskyrimo konfigūracijos, galinčios indukuoti vibracijas cilindre. Paimta iš [35].

Panašų 2D tekėjimo tyrimą niutoniniam fluidui su dviem cilindrais aukštoje turbulencijoje prie $Re = 6 \times 10^4$ 2016 atliko Pang [36]. Tyrimas taip pat identifikavo siauro tarpo režimą, kai srautas teka lyg aplink vieną kliūtį, prie $G \in (1,1 - 1,2)$. Nustatyta, kad prie kiek platesnių tarpų, $G \in (1,2 - 2,6)$, režimas ne tik chaotiškas, bet ir asimetriškas, t.y. pasroviui sudrumstas srautas kiek užsilenkia vieno cilindro kryptimi, ir ši kryptis ilgainiui atsitiktinai kaitaliojasi. Galiausiai prie $G \in (2,6 - 7)$ identifiukuotas simetrinis (vidutinio greičio atžvilgiu) režimas. Šiuo atveju už abiejų cilindų susidaro vienodų atsiskyrimo dažnių Karman sūkurių grandinės. Nustatytos galimos trys konfigūracijos:

- Vienodų fazių atsiskyrimas – tuo pat metu sukuriai išleidžiami tose pačiose pusėse;
- Priešingų fazių – vienu metu sukuriai leidžiami išorėje, tada viduje, ir t.t.
- Hibridinis – fazių skirtumas tarp dviejų Karman grandinių nėra pastovus, ir, laikui bėgant pastebimi tiek vienodų, tiek priešingų fazių konfigūracijų požymių.

Šios konfigūracijos buvo stebimos tam tikruose G , ir nebuvo nustatytos prielaidos specifinei konfigūracijai susidaryti.



16 pav. Trys simetriško sūkurių atsiskyrimo konfigūracijos: **a)** priešingų fazių, $G = 3,2$; **b)** vienodų fazių, $G = 3,95$; **c)** hibridinė, $G = 4,45$. Paimta iš [36].

Tiesa, abu anksčiau minėti tyrimai buvo atlikti 2D tinkleliuose. Tačiau nuo $Re = 188,5$ srautas jau trimatis, ir 2D skaičiavimai gali riboti simuliuojamų sūkuriukų realistiškumą [9]. 2 cilindrų 3D simuliacijos yra santykinai nauja tema, kuriai vis dar mažai literatūros ir trūksta tyrimų. Vienas tokių – 2022 Chen ir kt. atliktos 3D DNS simuliacijos esant $Re = 500$ [18]. Trimačiam tekėjimui tarpų intervale $G \in (1,0 - 5,0)$ pavyko identifikuoti 5 režimus:

- vieno masyvaus kūno – G iki 1,1: kaip ir 2D atvejais Panda [35] ir Pang [36] rezultatuose, per tarpą skystis beveik neteka, ir srautas elgiasi taip, lyg tekėtų apie didesnę vientisą kliūtį;
- pakreiptas režimas – $G \in (1,2 - 1,8)$: tarp cilindrų tekantis srautas palinksta vieno cilindro link, ir vidutinis tekėjimas tampa asimetris. Nors režimas atrodo analogiškas Pang [36] nustatytam asimetriškam iki $G = 2,6$, šiuo atveju dėl 3D struktūrų šiam režimui aukštesnė G riba yra žemiau;
- besivartantis (angl. k. *flip-flop*) tekėjimas – $G \in (2,0 - 2,4)$: srautas tarp kliūčių pradeda atsitiktinai kaitalioti kryptį, ir srauto asimetriškumas nevalingai kinta;
- hibridinis tekėjimas – $G = 2,5$: besivartantis ir asimetris režimai konkuruoja tarpusavyje, ir nė vienas nedominoja;
- simetrinis priešingų fazių režimas – $G \in (2,7 - 5,0)$: abiejose Karman grandinėse sukuriai atsiskiria priešingomis fazėmis.

Įdomus šio tyrimo pastebėjimas yra tas, kad 3D simetriniam tekėjime nebesusidaro vienodų fazių tekėjimo, o mažame G aiškiai rasta riba tarp nuolat viena kryptimi pakrypusio atsiskyrimo ir krypties kaitaliojimo. Tai parodo, kad nuodugiam dviejų kliūčių sūkurių atsiskyrimo tyrimui net prie

santykinai žemų Re reikalingi 3D skaičiavimai. Verta pastebėti, kad analogiški tyrimai uždaroje geometrijose dar neatlikti, ir dviejų Karman grandinių apribotame sraute simuliacijos būtų naudingas indėlis į fluidų dinamikos literatūrą.

1.4.5 Atsiskiriančių sūkurių sukeltas maišymasis

Kai sūkuriai atsiskiria daugiau nei nuo vienos kliūties, jų sąveika sustiprina skysčio maišymąsi. Tai itin svarbu, pavyzdžiui, šilumokaičiuose, kur maišymasis pagreitintų šilumos pernašą, ir naudojamos kliūčių matricos. Siekiant išgauti kuo spartesnį maišymąsi, paprastai didinamas Re skaičius. Deja, tada padidėja slėgio nuostoliai, ir srautas lėtinamas.

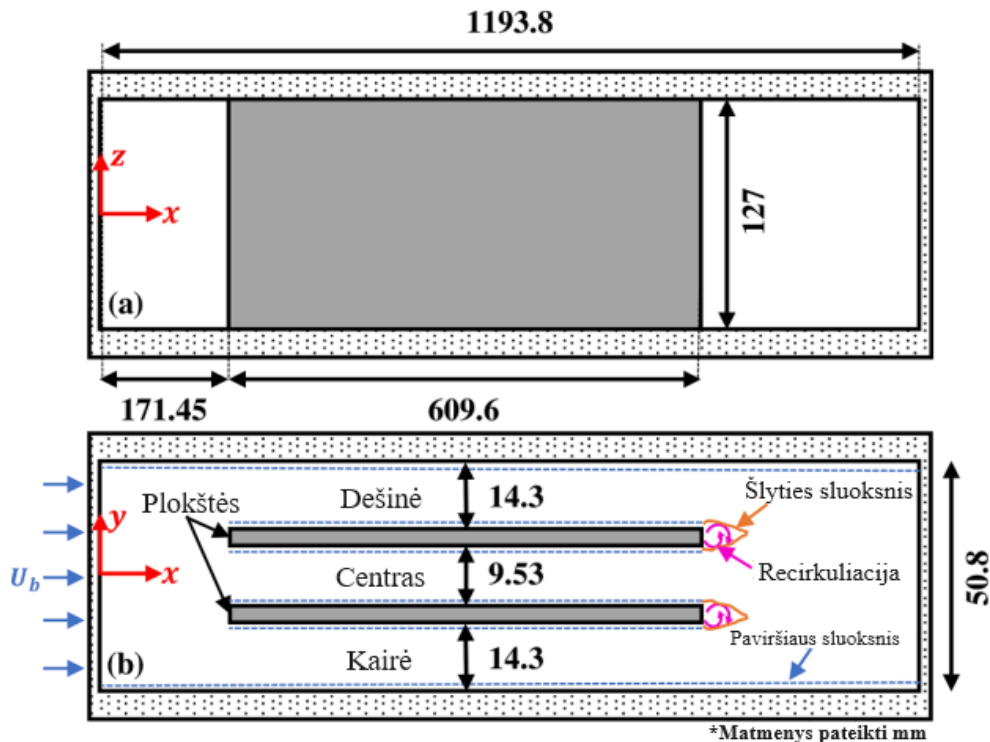
Siekdami surasti efektyviausią maišymo būdą, Weiss ir kt. [1] atliko eksperimentus kanale su dviem ilgomis kliūtimis, už kurių susimaišo trys lygiagretūs alyvos srautai. Tarp kliūčių tarpas siauresnis, nei tarp kliūties ir sienų, todėl gretimų srautų Re santykis visada buvo 0,69. Atlikti maišymosi eksperimentai tarp įvairių režimų srautų: turbulentinio–turbulentinio, turbulentinio–pereinamojo ir pereinamojo–laminarinio. Efektyviausias maišymas pasiektas maišantis skirtingų režimų srautams, ypač laminarinio–pereinamojo atveju.

Nors šie eksperimentai ir parodė pranašesnes maišymosi tendencijas skirtingų režimų susidūrimė, tirtos tik statistinės tekėjimo charakteristikos. Tuo tarpu aiški momentinė srauto morfologija, lemianti tokią tendenciją, neištirta ir nepaaiškinta. Dėl šios priežasties šio darbo metu CFD skaičiavimais siekta gauti detalius trijų lygiagrečių srautų maišymosi rezultatus ir suteikti įžvalgų, kas sukelia efektyvesnį maišymąsi multi–režiminiuose tekėjimuose.

2 Metodologija

2.1 Eksperimentas

Darbe modeliuojamas Weiss ir kt. [1] 2022 trijų lygiagrečių įvairių režimų srautų maišymosi eksperimentai. Jų metu į zondojamą kanalą su kliūtimis įleidžiama alyva. Prieš įleidimą alyvos tekėjimo skerspjūvis susiaurinamas 1,5 karto, kadangi taip greičio variacijos suspaudimo gale minimizuojamos iki $\sim 1\%$ [37], ir į kanalą įleidžiamas beveik išsivystęs srautas [38]. Zonduoto kanalo geometrija pavaizduota 17 pav.



17 pav. Eksperimentui naudoto kanalo geometrija. U_b – įeinančio alyvos srauto greitis. Brėžinys neatitinka mastelio. Paimta iš [1].

1193,8 mm ilgio, 50,8 mm ir 127 mm aukščio stačiakampiam kanale patalpintos dvi 609,6 mm ilgio ir 6,335 mm storio kvarco plokštės, statmenos y ašiai (žr. 17 pav.). Plokštės tęsiasi per visą geometrijos aukštį. Kanalo hidraulinis diametras $D = 72,57$ mm (matuojant skerspjūvyje be kliūčių). Eksperimento idėja tokia, kad iš kairės tekantis alyvos srautas prie kliūčių išsiskiria ir išsivysto į tris atskirus su skirtingais Re skaičiais, o kliūtimis pasibaigus vėl susimaišo. Maišymosi efektyvumas įvertinamas pagal greičio profilių evoliuciją. Pastarieji matuoti dalelių nuotraukų velocimetrijos (angl. k. *particle image velocimetry, PIV*) būdu: į alyvą įleidžiamas mažas kiekis sidabru dengtų tuščiavidurių stiklo sferų. Vėliau dominančiuose regionuose – šiuo atveju iškart nuo kliūčių pabaišos $x = 10,33D$ centrinėje plokštumoje, statmenoje z ašiai – šviečiama plokščiu lazeriu. Stiklo sferos atspindi lazerio šviesą, o po kanalu esančios kameros fiksuoja sferų judėjimą. Tokiu būdu išmatuoti alyvos greičio profiliai $x = 10,35D$, $10,67D$, $11,00D$, $14,25D$. Profiliai suvidurkinti per 5 min matavimo laiką.

2 lentelė. Tekėjimo savybės skirtingais alyvos įleidimo greičiais. Re_{kl} (kliūtis) skaičiuotas laisvo srauto greičiu laikant srautą palei kliūtis, $1,332U_b$. Režimai pateikti pagal besimaišančių kanalų Re . Duomenys paimti iš [1]

U_b	Re_{kl}	Re_{vid}	Re_{kr}	Režimai	$T, ^\circ C$	$\nu, \times 10^{-5} m^2/s$
1,08 m/s	660	2644	1824	Lam.–Per.	23,4–23,5	1,401–1,405
1,88 m/s	1140	4603	3176	Per.–Turb.	23,4–23,5	1,401–1,405
2,69 m/s	1640	6581	4540	Turb.–Turb.	23,5–23,6	1,396–1,401
3,49 m/s	2120	8632	5956	Turb.–Turb.	23,8–23,9	1,383–1,387
5,09 m/s	3100	12620	8708	Turb.–Turb.	23,8–24,1	1,374–1,387
6,69 m/s	4070	16680	11509	Turb.–Turb.	23,8–24,4	1,360–1,387
8,3 m/s	5050	20844	14382	Turb.–Turb.	23,8–24,9	1,338–1,387

Eksperimentas atliktas prie įvairių režimų kombinacijų kaitant alyvos įleidimo greitį nuo 1,08 m/s iki 8,3 m/s. Pilnas eksperimentų sąrašas kartu su termofizinėmis savybėmis pateikiamas 2 lentelėje.

2.2 Skaitinis modelis

2.2.1 RANS

Visi eksperimentai sumodeliuoti sprendžiant Reynolds suvidurkintas Navier-Stokes (angl. k. *Reynolds averaged Navier–Stokes, RANS*) lygtis [39]:

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{U}} = 0 \quad (19)$$

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{U}}}{\partial t} + (\bar{\mathbf{U}} \cdot \nabla) \bar{\mathbf{U}} = -\nabla \bar{p} + \nu \nabla^2 \bar{\mathbf{U}} - \nabla \cdot \tau \quad (20)$$

Čia $\bar{}$ žymi Reynolds t.y. laiko arba daugelio realizacijų ansamblio vidurkinimą. τ – Reynolds šlytis, išreiškiamas kaip

$$\tau = \frac{2}{3} k \mathbf{I} - \nu_T (\nabla \bar{\mathbf{U}} + \nabla \bar{\mathbf{U}}^T) \quad (21)$$

\mathbf{I} – vienetinė matrica, k – vidutinė turbulentinė kinetinė energija, m^2/s^2 , naudojant sumavimo taisyklę išreiškiamas kaip

$$k = \frac{u'_i u'_i}{2} \quad (22)$$

ν_T – turbulentinė klampa, estimuojama naudojantis turbulencijos modeliais.

RANS taikomas vidurkinimas laike idealiai modeliuoja visą inertinio sub-intervalo turbulenciją per vidutinę turbulentinę energiją, ir tik šiam intervalui nepriklausantys bei ilgesnių skalių už diskretizaciją sukuriai išskaičiuojami tiesiogiai, per vidutinių laukų dinamiką.

Lygtys spręstos naudojant atviro kodo CFD paketą *OpenFOAM*. Kadangi modeliuojamas ne-spūdas skystis, pasirinkta sprendyklė *incompressibleFluid*. Turbulencijai (k ir ν_T) modeliuoti pasirinktas $k - \omega$ SST – SAS modelis (SST–SAS – angl. k. *shear stress transport based scale-adaptive simulation*) [40]. Modelis pagrįstas 1992 Menter $k - \omega$ SST modeliu [41] – sprendžiamos pernašos lygtys turbulentinei kinetinei energijai k ir jos gesimo greičiui ω , tik SAS atveju ω lygtyje pridėtas

papildomas šaltinio narys Q_{SAS} , pataisantis slopinimą turbulencijai, kurios ilgio skalė artima tinkleliui:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} k) = P_k - \rho c_\mu k \omega + \nabla \cdot \left(\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \nabla k \right) \quad (23)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \omega) = \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \rho \beta \omega^2 + Q_{SAS} + \nabla \cdot \left(\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\omega} \right) \nabla \omega \right) + (1 - F_1) \frac{2\rho}{\sigma_{\omega_2}} \frac{1}{\omega} \nabla k \nabla \omega \quad (24)$$

$$Q_{SAS} = \max \left(\rho \zeta_2 \kappa \mathcal{S}^2 \left(\frac{L}{L_{vK}} \right)^2 - C \cdot \frac{2\rho k}{\sigma_\Phi} \max \left(\frac{|\nabla \omega|^2}{\omega^2}, \frac{|\nabla k|^2}{k^2} \right), 0 \right) \quad (25)$$

Konstantų P_k , c_μ , σ_k , α , β , σ_ω , σ_{ω_2} , ζ_2 , σ_Φ , C vertės nurodytos originaliose publikacijose [40,41]. L – modeliuojamos turbulencijos ilgio skalė, m , L_{vK} – von Karman ilgio skalė, m . Tuo tarpu \mathcal{S} yra greičio gradiento tenzorius tikrinė vertė:

$$\mathcal{S} = \sqrt{2S : S} \quad (26)$$

$$S = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{U} + \nabla \mathbf{U}^T) \quad (27)$$

Čia : žymi dvigubą skaliarinę sandaugą

$$A : B = \sum_i \sum_j A_{ij} B_{ij} \quad (28)$$

2.2.2 LES

Kai kuriems RANS skaičiavimams nepavykus, atlikti papildomi LES (didelių sūkurių simuliacijos, angl. k. *Large Eddy Simulation*) skaičiavimai. Priešingai nei RANS, LES nevidurkina NS lygčių laike, bet pritaiko joms konvoliucinį filtrą (žymima $\bar{\cdot}$), ir tiesiogiai sprendžia nufiltruotas lygtis, o mažų nufiltruotų sūkurių įtaka modeliuojama per padidintą efektinę klampą.

Klampa modeliuoti naudotas WALE (angl. k. *Wall-Adapting Large-Eddy viscosity*) modelis [42], kuriame turbulentinė klampa ν_{sgs} modeliuojama

$$\nu_{sgs} = \left(\frac{C_\omega^2 \Delta}{C_k} \right)^2 \frac{(S^d : S^d)^3}{\left(\left(\bar{S} : \bar{S} \right)^{\frac{5}{2}} + (S^d : S^d) \right)^2} \quad (29)$$

Čia C_ω , C_k – modelio konstantos, Δ – celės dydis, S^d – simetrinė greičio gradiento kvadrato dalis be pėdsako:

$$S^d = \frac{1}{2} \left(\nabla \mathbf{U} \nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U} \nabla \mathbf{U})^T \right) - \frac{1}{3} \mathbf{I} \nabla \mathbf{U} : \nabla \mathbf{U} \quad (30)$$

2.2.3 Sprendimas

Visų fizikinių dydžių diskretizacijai naudotos antros eilės schemos (žr. 3 lentelę). Simuliacijos laiko žingsnis ribotas automatiškai, kad nė vienoje celėje Courant skaičius neviršytų 1.

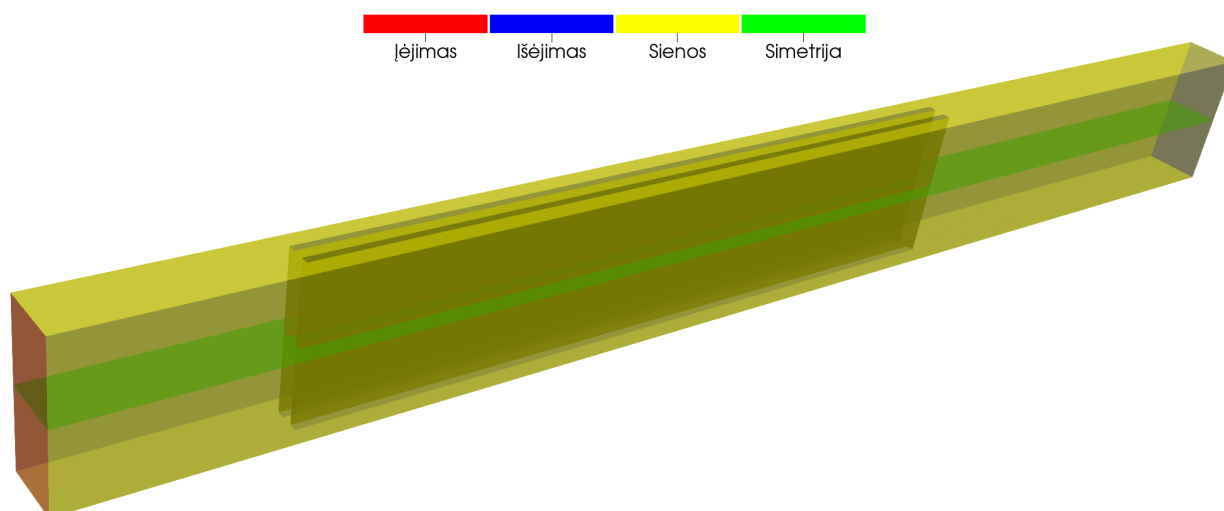
3 lentelė. Naudotos diskretizacijos schemas

Dydis	Schema
$\frac{\partial}{\partial t}$	Crank Nicolson 0,9
$\nabla\Phi$	Gauss tiesinė
∇^2	Gauss tiesinė pataisyta
$\nabla \cdot (k\mathbf{U})$	Gauss tiesinė pataisyta 1
$\nabla \cdot (\mathbf{UU})$	Gauss tiesinė pasroviui apribota

Diskretizuotos lygtys spręstos PISO (angl. k. *Pressure–Implicit with Splitting of Operators*) algoritmu.

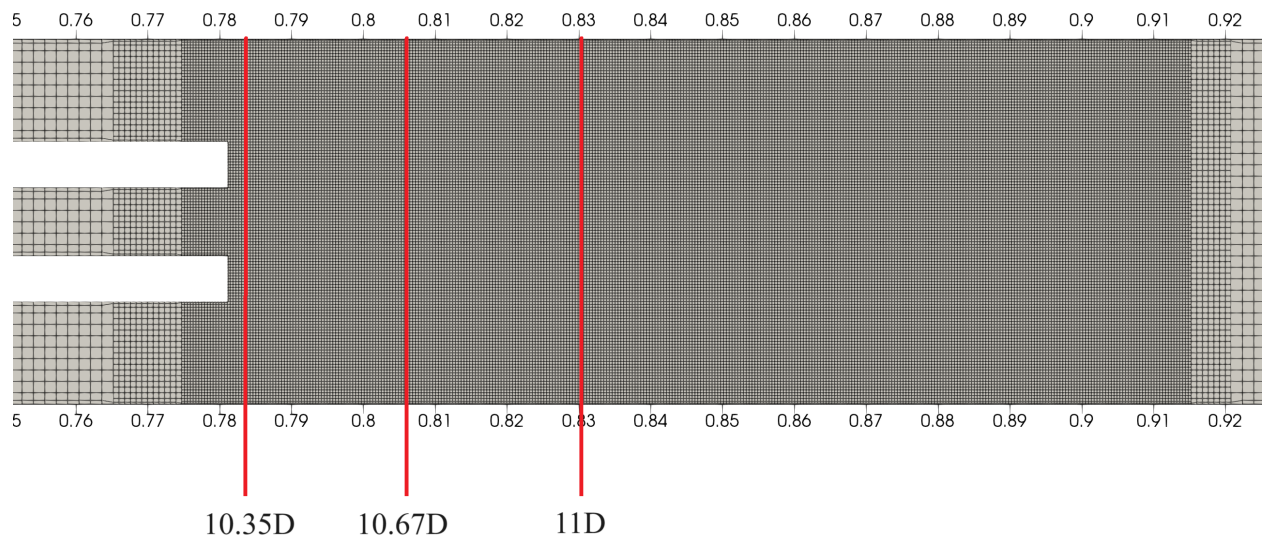
2.3 Tinklelis

Eksperimentas modeliuotas su simetrijos z ašimi prielaida, kaip pavaizduota 18 pav. Taip dvigubai sutaupyta skaičiavimo resursų ir laiko.



18 pav. Kanalo schema. Simuliuojama tik pusė kanalo nuo žalios plokštumos, taikant simetrijos prielaidą.

Sukurtas gretasienis tinklėlis naudojant *OpenFOAM* paketo įrankį *blockMesh*. Pagrindinio tinklėlio celės dydis $\Delta x = 1,58$ mm. Maišymosi sluoksniui teisingai sumodeliuoti papildomai pritaikyti 2 smulkinimo lygiai regione už kliūčių (žr. 19 pav.), kur $\Delta x = 0,395$ mm. Siekiant korektiškai skaičiuoti pasienio sluoksnius, vienas celių sluoksnis prie sienų padalintas santykiu 2 : 1, taip trigubai sumažinant celes prie sienų. Galutinį tinklėlį sudaro 8 276 210 celių.



19 pav. Tinklelio vaizdas iš viršaus bei greičio profilio matavimo linijos pozicijose $x = 10,35D$, $10,67D$, $11,00D$. Matomi du pasmulkinimo lygiai už kliūčių bei 2 : 1 pasmulkinimas prie sienų.

3 Rezultatai

Darbo metu atliktos visų 7 Weiss [1] publikuotų eksperimentų RANS simuliacijos, taip pat LES skaičiavimas $U_b = 1,88$ m/s atvejui. Šiame skyriuje pateikiami skaičiavimų rezultatai ir analizė išdėstyti tokia tvarka: 3.1 skiltyje palyginami gauti vidutinio greičio profiliai su eksperimentiniais duomenimis, identifikuojami netiksliai modeliuojami atvejai; 3.2 vizualiai analizuojama bendra srautuose susidariusių sūkurių dinamika, aptariami RANS ir LES skirtumai ir paaiškinamos jų priežastys; 3.3 skiltyje iš skirtingoms kliūtims veikiančių kėlimo koeficientų identifikuojami pasireiškiantys tekėjimo režimai; 3.4 iliustruojami sūkurių atitrūkimo dažniai, aptariama jų sklaida apie vidurkį, aptariami išskaičiuoti St skaičiai; galiausiai 3.5 skiltyje pateikiami papildomi skaičiavimai kaitant įtekėjimo greičius siekiant nustatyti, kokiomis sąlygomis tiksliai simetrinį tekėjimo režimą pakeičia besivartantis.

Leidžiant skaičiavimus, kiekvieną kartą laukta, kol bus pasiekta kvazi-stacionari būseną, t.y. vidutinis srautas nusistovės. Šiame skyriuje minimi greičių profiliai yra suvidurkinti laiko intervale, kuriame šis nusistovėjimas pasiektas. Siekiant neperpildyti rezultatų skyriaus paveikslėliais, vidutinių greičių profilių nusistovėjimas pateikiamas priede.

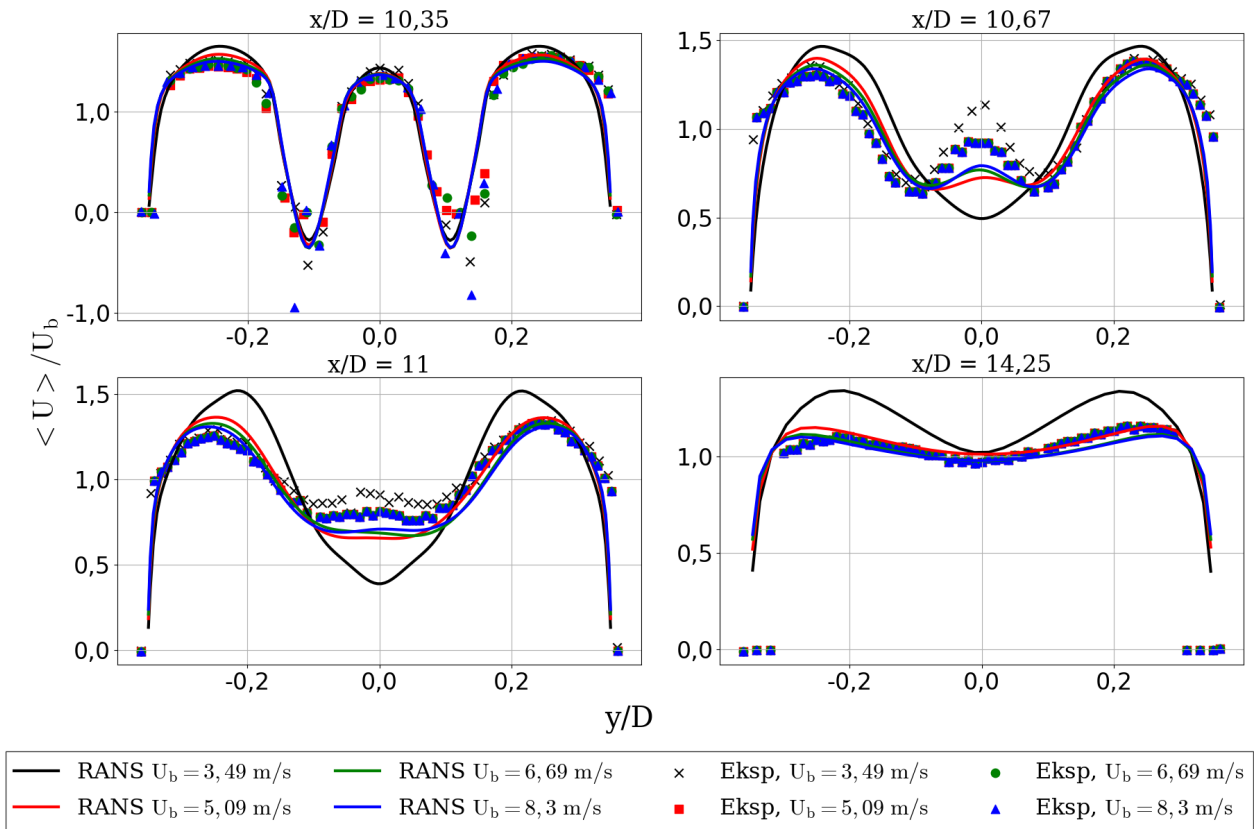
3.1 Validacija

20 pav. pateikiami greitesnių tekėjimų, t.y. $U_b = 3,49$ m/s, 5,09 m/s, 6,69 m/s ir 8,3 m/s skaičiavimų validacija lyginant greičio (x kryptimi) profilius su eksperimentu. Bendrai normuoti (padalinti iš U_b) greičių profiliai 5,09 m/s, 6,69 m/s ir 8,3 m/s atvejams itin gerai atitinka eksperimentą, tuo tarpu 3,49 m/s nuo jo nukrypsta. $x/D = 10,35$ pozicijoje visi skaičiavimai gerai atitinka eksperimentus. Mažiausi užfiksuoti greičiai siekia apie $-0,25 U_b$, iškart už kliūčių. Nors čia ir esti eksperimentinių taškų, vietomis siekiančių net $-1,0 U_b$, prie pat kliūčių taip pat buvo išmatuotos ir didžiausios paklaidos, jų dydis – taip pat apie $-1,0 U_b$. Matomi staigūs greičio pokyčiai, kadangi ši pozicija yra iškart už kliūčių. Be galo ploname sluoksnyje už kliūtis greitis turi būti artimas 0, ir kaip toli nuo kliūtis jis atsistatys iki vidutinio greičio priklauso nuo maišymosi efektyvumo. Toks atsistatymas – kreivės išsilyginimas – toliau matomas $x/D = 10,67$ pozicijoje, kur greičio minimumai ties kanalo viduriu gerokai seklesni, o smailė viduryje – žemesnė. 5,09 m/s, 6,69 m/s ir 8,3 m/s skaičiavimams ši smailė sumažėja kiek greičiau, nei eksperimente, taigi maišymasis yra nežymiai pervertinamas. Tolesnėse, t.y. $x/D = 11$ ir $x/D = 14,25$ pozicijose minėti atvejai itin gerai atkartoja eksperimentą.

Vis dėlto $U_b = 3,49$ m/s atveju maišymosi greitis pervertinamas gerokai stipriau, kadangi $x/D = 10,67$ pozicijoje išskaičiuoto greičio profilio smailė viduryje jau visiškai pranykusi, tuo tarpu eksperimente ji dar stipresnė, nei kituose iliustruojamuose eksperimentuose. Profiliai $x/D = 11$ ir $x/D = 14,25$ pozicijose rodo taip pat netenkinančius rezultatus, kadangi kanalo šonuose vidutinis greitis pervertinamas apie 20 %.

21 pav. analogiškai validuojami lėtesnių tekėjimų, t.y. $U_b = 1,08$ m/s, 1,88 m/s ir 2,69 m/s RANS išskaičiuotų vidutinių greičių profiliai. Verta atkreipti dėmesį, kad eksperimentiniai rezultatai asimetriški, ypač $x/D = 10,67$ pozicijoje. Idealiai simetriškoje geometrijoje to neturėtų būti, kai

Vidutinio greičio profiliai: greitesni srautai



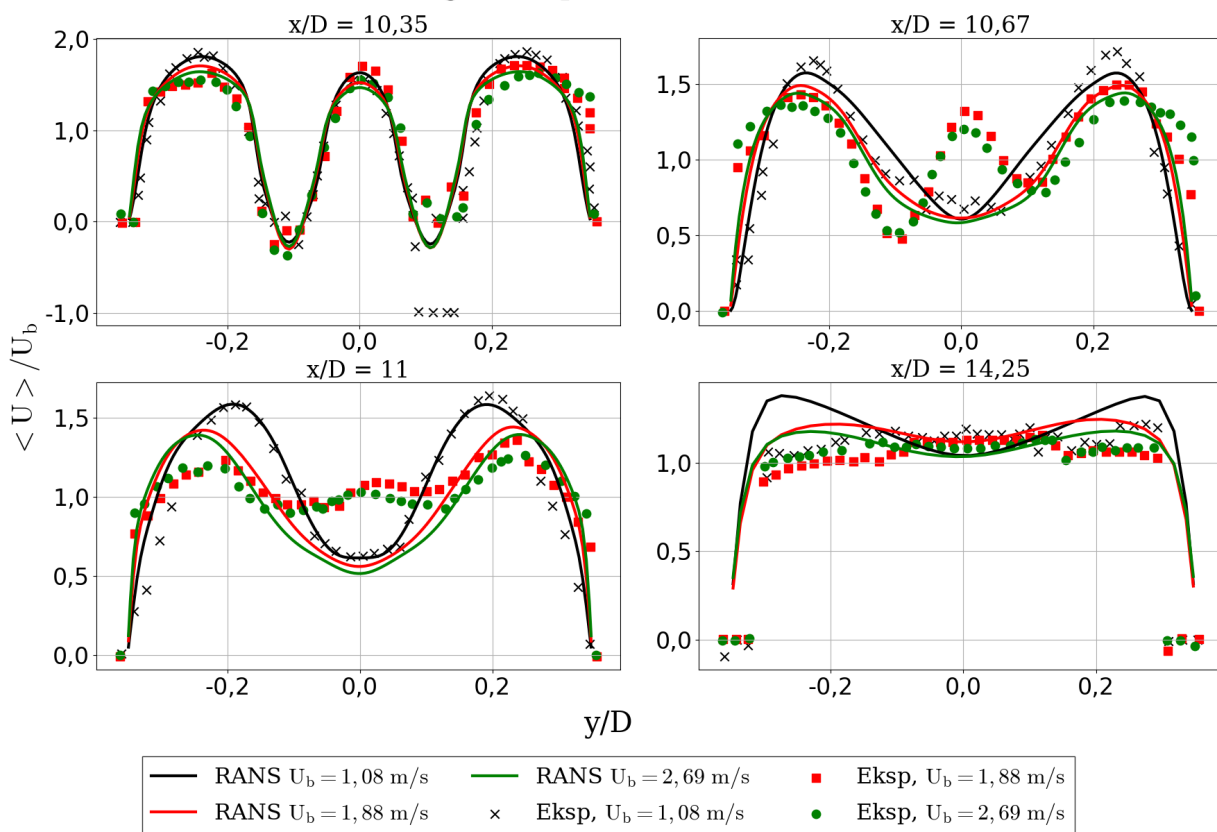
20 pav. Laike suvidurkinti alyvos greičio profiliai skirtingu atstumu nuo kanalo pradžios 3,69 m/s–8,3 m/s eksperimentams. 3,69 m/s atveju itin smarkiai pervertinamas maišymosi greitis; kitais atvejais pervertinimas nežymus.

greitis vidurkinamas pakankamai ilgame laiko intervale. Weiss [1] eksperimentą vykdė 5 min, tuo tarpu šiame darbe nė viename skaičiavime nepaskaičiuota toliau, nei 10 s. Vis dėl to RANS rezultatai simetriški. Dėl šios priežasties yra pagrindas įtarti, kad asimetriškumą eksperimente sukėlė ne per trumpas vidurkinimo laikas, o ne idealiai simetriškos sąlygos, pavyzdžiui, kanalo geometrija, įleidžiamo srauto profilis ir t.t. Eksperimentinis $U_b = 1,08$ m/s profilis ties $y/D = 0.1$ turi itin neigiamų greičių, tačiau esti ir nulinių greičių itin arti šių taškų, tarp jų. Be to, tokių tendencijų visiškai nesimato priešingoje kanalo pusėje, $y/D = -0.1$. To vedami šiuos taškus laikome išskirtimis.

Kaip ir 20 pav., pozicijoje $x/D = 10,35$ visi skaičiavimai itin gerai atitinka eksperimentus. Situacija visiškai kitokia $x/D = 10,67$: $U_b = 1,08$ m/s vis dar gerai atitinka eksperimentą, tačiau greitesniems atvejams paskaičiuojamas gerokai per stiprus maišymasis, kadangi greičio smailė kanalo viduryje visiškai išnyksta. $x/D = 11$ lėčiausias tekėjimas modeliuojamas praktiškai idealiai tiksliai, tačiau greitesnieji kiek pervertina greitį kanalo šonuose bei smarkiai nuvertina viduryje, ir taip primena 3,49 m/s atvejį. Galiausiai toli nuo kliūčių, $x/D = 14,25$, visi skaičiavimai atitinka eksperimentą patenkinamai, lėčiausias - kiek blogiau.

Kadangi naudojant RANS adekvatūs rezultatai negauti 1,88 m/s, 2,69 m/s ir 3,49 m/s atvejams, nuspręsta atlikti papildomų skaičiavimų naudojant LES. Be to, pabandyta smulkinti tinklėlį nuo

Vidutinio greičio profiliai: lėtesni srautai



21 pav. Laike suvidurkinti alyvos greičio profiliai skirtingu atstumu nuo kanalo pradžios 1,08 m/s–2,69 m/s eksperimentams. $U_b = 1,08$ m/s skaičiavimai ypač gerai atitinka eksperimentą, tačiau greitesniais atvejais smarkiai pervertinamas maišymosi greitis.

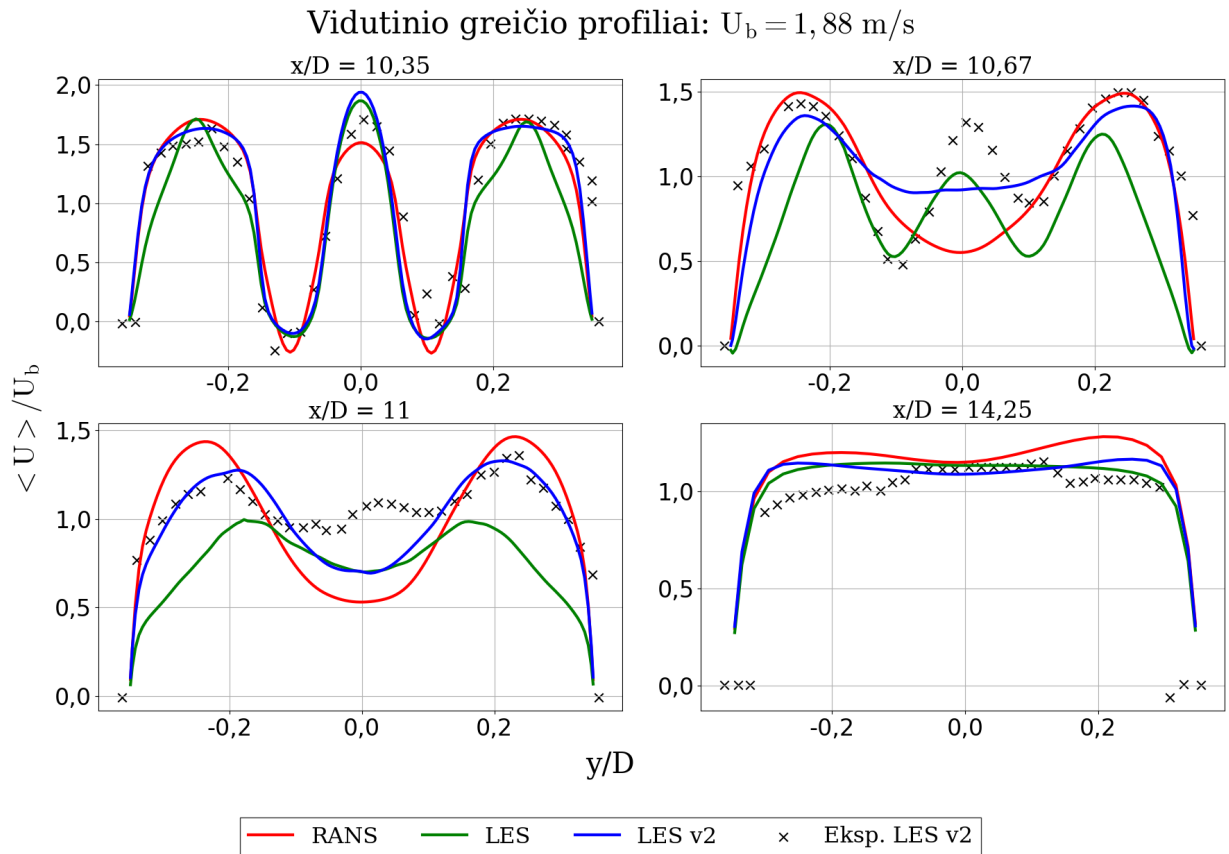
kur anksčiau – ne nuo kliūčių pabaigos, bet pradžios. LES su ilgesniu tinklelio smulkinimu toliau vadinamas LES v2. Gauti rezultatai pateikiami 22 pav.

Akivaizdu, kad kai RANS smarkiai pervertina maišymąsi, LES tai daro silpniau, kadangi $x/D = 11$ pozicijoje matoma greičio smailė, dar nespėjusi išsimaišyti ir išsilyginti. Vis dėl to LES rezultatai turi savo trūkumų: $x/D = 10,35$ pozicijoje išorinės profilio smailės staiga paaštrėjusios, savo forma itin nepanašios į eksperimentą. Tuo tarpu ties $x/D = 10,67$ greitis gerokai per mažas ir kinta tiesiškai nuo sienos iki pat $y/D = 0,2$ (ir analogiškai kitoje pusėje). Galiausiai greitis gerokai per žemas $x/D = 11$ pozicijoje, bei taip pat matosi keistas tiesinis greičio kitimas nuo sienų iki $y/D = 0,2$. Tiesinis profilis prie sienų LES kelia įtarimų, kad nepakankamai smulkiai modeliuojami pasienio sluoksniai. Tokiu atveju galime blogai modeliuoti turbulentinę klampą prie sienų, ir dėl to prie kliūčių pradžios, kai srautas pagreitėja ir pasiskirsto po tris siauresnius kanalus, šis pasiskirstymas gali būti klaidingas, ir sukelti LES išskaičiuotus profilius.

Tam patikrinti sukurtas papildomas tinklelis, kur smulkinama iki $x = 0,915$ m ne nuo kliūčių pabaigos, bet pradžios. 22 pav. iliustruojami LES v2 profiliai kur kas geriau atitinka eksperimentą, nei LES: išorinės greičio smailės dabar puikiai atitinka eksperimentą, $x/D = 11$ pozicijoje – net geriau, nei RANS. Deja, tiek ties $x/D = 10,67$, tiek $x/D = 11$ kanalo viduryje vis dar gaunamas per greitas maišymasis, smailė visiškai išnykusi jau ties $x/D = 11$. Vis dėl to nuokrypis centre

dvigubai mažesnis, nei RANS, ir rezultatai iš dalies tenkinantys.

Remiantis šia skaičiavimų validacija daroma prielaida, kad RANS $U_b = 1,08$ m/s, 5,09 m/s, 6,69 m/s, 8,3 m/s ir LES v2 1,88 m/s atliktos simuliacijos yra pakankamai tikslios srautų morfologijos analizei atlikti.



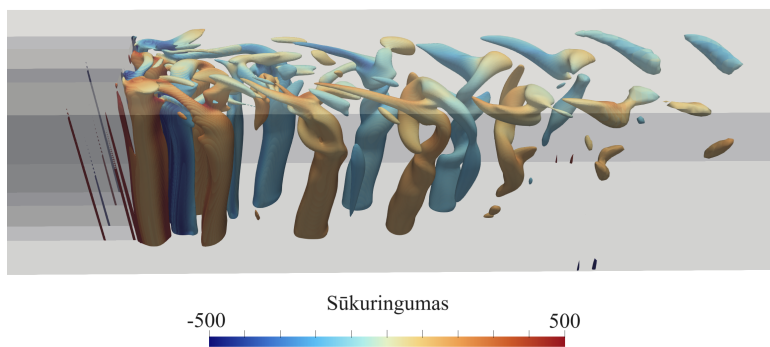
22 pav. Laike suvidurkinti alyvos greičio profiliai skirtingu atstumu nuo kanalo pradžios atveju $U_b = 1,88$ m/s naudojant RANS, LES bei LES su papildomu smulkinimu. Pastarasis bandymas duoda geriausius rezultatus.

3.2 Bendros srautų charakteristikos

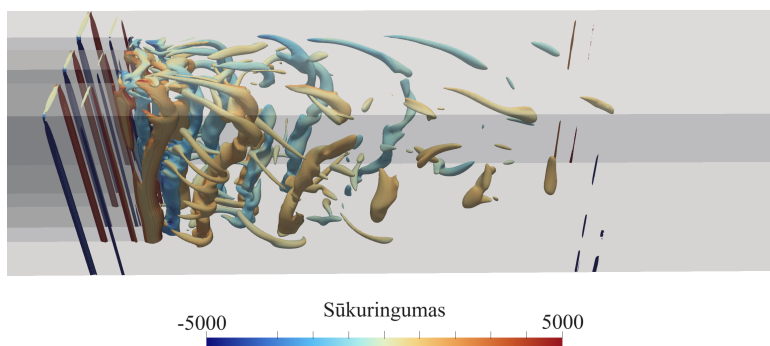
23 pateikiami tenkinančiuose RANS skaičiavimuose gautų Q kriterijaus laukų izopaviršiai. Q vertės izopaviršiams braižyti pasirinktos iš akies, siekiant kuo aiškiau vizualizuoti srautą.

Gauti srautai analogiški įprastai Karman sukurių grandinei. Visiems atvejams RANS modelioja didelius vertikalius sukurius, atsiskiriančius nuo abiejų kliūčių paeiliui, kintant kryptį. Jie užlinksta ties kanalo lubomis dėl nepraslystančios kraštinės sąlygos. $U_b = 1,08$ m/s atveju šie sukuriai itin tvarkingi, lygūs, artimi dvimačiam tekėjimui apie kliūtį su mažesnėmis ir silpnesnėmis trimatėmis struktūromis. Nenuostabu: jei skaičiuotume Re kaip tekėjimui aplink kliūtį, Re būtų tik apie 660, t.y. nedaug viršytų pirmuosius perėjimus į trimatį srautą prie $Re = 188,5$ bei 270, ir toli gražu nėra arti chaotiškos Karmano grandinės režimo prie $Re > 10000$.

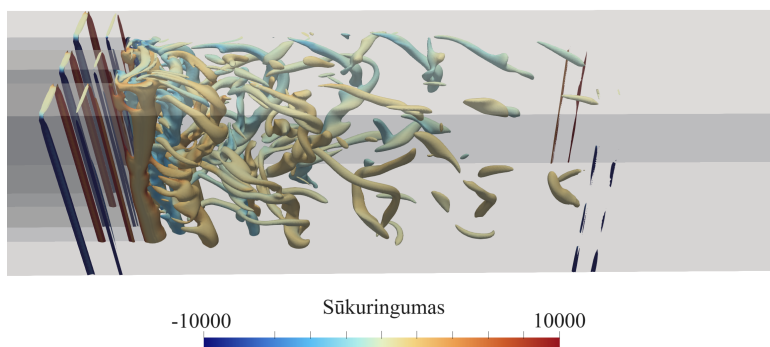
$U_b = 1.08 \text{ m/s}$



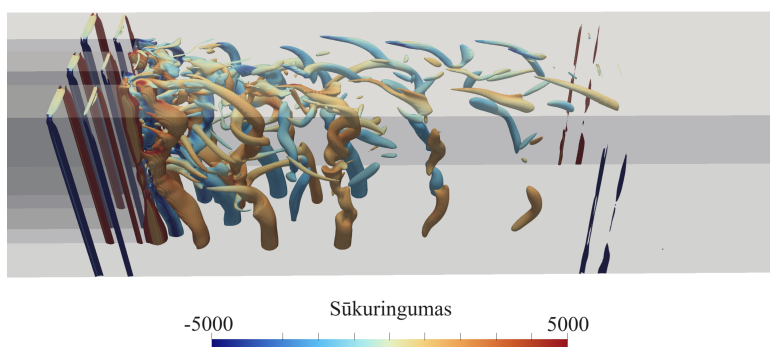
$U_b = 5.09 \text{ m/s}$



$U_b = 6.69 \text{ m/s}$

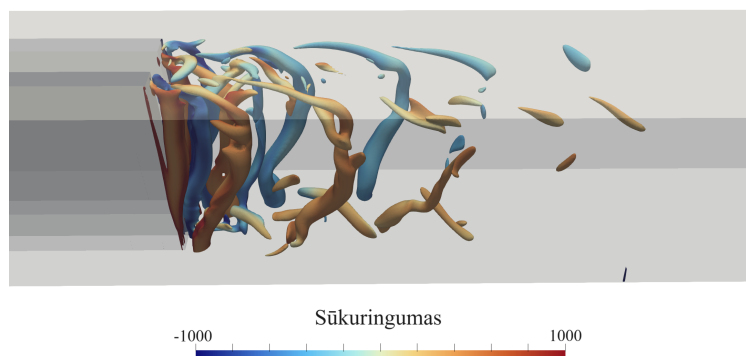


$U_b = 8.3 \text{ m/s}$

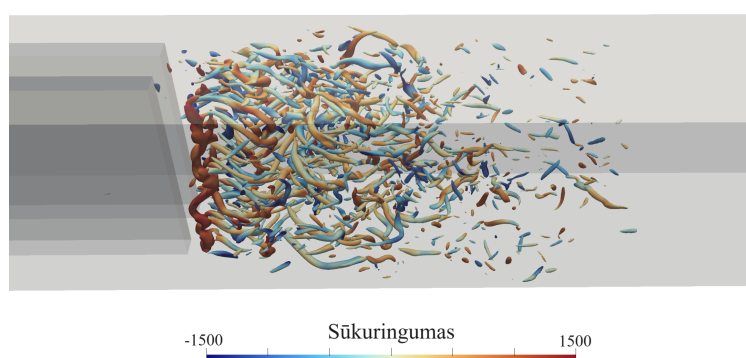


23 pav. Q kriterijaus izopaviršiai RANS $U_b = 1,08 \text{ m/s}$, $5,09 \text{ m/s}$, $6,69 \text{ m/s}$, $8,3 \text{ m/s}$ atvejams, simetrijos plokštuma apačioje. Nuspalvinta pagal sūkuringumo z komponentę.

RANS



LES v2



24 pav. Q kriterijaus izopaviršiai $U_b = 1,88$ m/s RANS ir LES v2, simetrijos plokštuma apačioje. Nuspalvinta pagal sūkingumo z komponentę.

Greitesnių srautų RANS rezultatuose taip pat matomos tokie vertikalūs sūkuriai, tačiau įtekėjimo greičiui augant, jie darosi vis labiau iškraipyti, be to, juos skersai kerta daug mažesnių sūkurių.

Visais atvejais sūkuriai greičiau nyksta apačioje, prie simetrijos plokštumos, tačiau viršuje išsilaiko kiek ilgiau. Galiausiai visais atvejais matomos aštrios vertikalios linijos kanalo dešinėje. Tai yra smulkinimo pabaiga, ir dėl skirtingai modeliuojamo srauto stambesniame tinklelyje susidaro aštrūs greičio gradientai. $U_b = 1,08$ m/s atvejui šios linijos beveik nesimato, o sūkuriai nepatiria staigaus pokyčio ties smulkinimo riba. Iš to galima postuliuoti, kad lėčiausiam atvejui galimai tinkamas ir stambesnis tinklelis, ar bent su anksčiau pasibaigiančiu smulkinimu. Greitesniuose srautuose aštrios linijos daug ryškesnės, ir už jų Q kriterijus staigiai nukrenta kiek žemiau izopaviršiaus braižymo ribos. Tai indikuoja, kad smulkus tinklelis čia vis dar reikalingas siekiant gerai sumodeliuoti srautą, ir skaičiavimų rezultatai už smulkinimo ribos neturėtų būti naudojami turbulencijos morfologijai tirti.

24 iliustruoja analogišką $U_b = 1,88$ m/s LES v2 sūkurių analizę, bei pateikiamas RANS skaičiavimas palyginimui. Pastarasis vizualiai panašus į ankstesnius RANS skaičiavimus: aiškūs vertikalūs sūkuriai, virstantys ant simetrijos plokštumos ir turintys keletą skersai kertančių sūkuriukų. Tuo tarpu LES rezultatai visiškai skiriasi: visas tūris pripildytas mažų chaotiškos krypties sūkuriukų; tai nėra per žemo Q parinkimas izopaviršiaus braižymui – su didesniu Q nebesimato jokių bent kiek

tvaringesnių struktūrų. O tokių vis dar šiek tiek yra: pavyzdžiui, iškart už kliūtis matomas beveik į spiralę susuktas sūkurys, o dešiniau – anksčiau atitrūkusio tokio sūkurio likučiai.

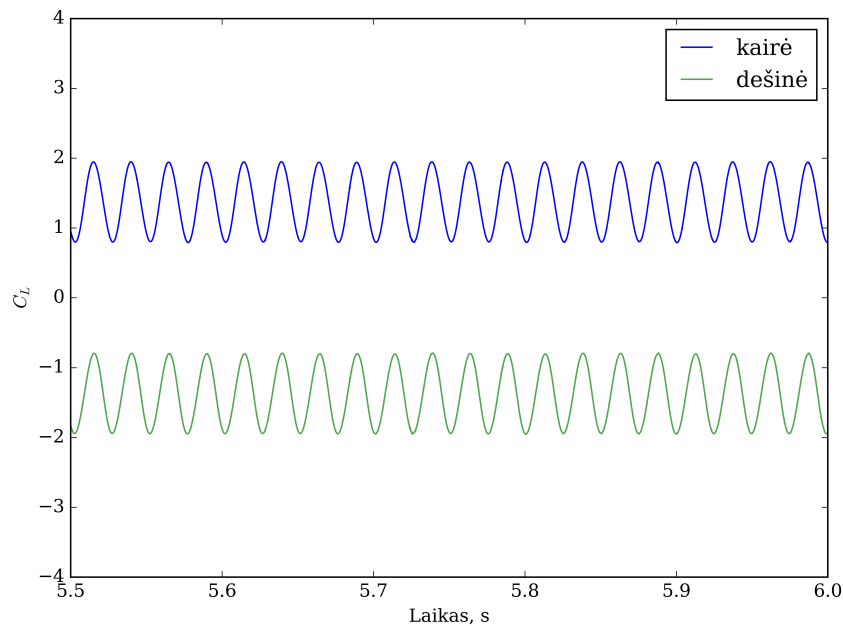
Svarbu akcentuoti, kad tokie skirtumai tarp RANS ir LES sūkurių atsiranda ne dėl specifinio būtent šiose sąlygose atsiradusio režimo (atsiminkite, nuo šio staiga RANS nebeatitinka eksperimento), kurį galbūt gali pagauti tik LES, tačiau dėl pačios RANS prigimties: RANS lygtys išvestos taikant vidurkinimą laike, taigi maži, trumpos gyvavimo trukmės sūkuriukai dėl vidurkinimo išnyksta vidutiniuose laukuose, taigi jie modeliuojami tik kaip vidutinė turbulentinė kinetinė energija, ir todėl matome tik didelius sūkurius. Tuo tarpu LES taiko tik erdvinį celės dydžio filtrą, taigi visi sūkuriai, didesni už celę, išlieka.

3.3 C_L ir tekėjimo režimai

Siekiant atlikti panašią analizę į [18], palyginti abiejų kliūčių C_L koeficientai, išskaičiuoti

$$C_L = \frac{F}{\frac{1}{2}\rho U_{kl}^2 S} \quad (31)$$

čia F – jėga y kryptimi (skersai tekėjimui), gauta integruojant slėgį per visą kliūtis plotą; S – kliūtis skerspjūvis; U_{kl} – alyvos greitis ties kliūtimis, $\approx 1,332U_b$. C_L lėčiausiam srautui pavaizduoti 25 pav.

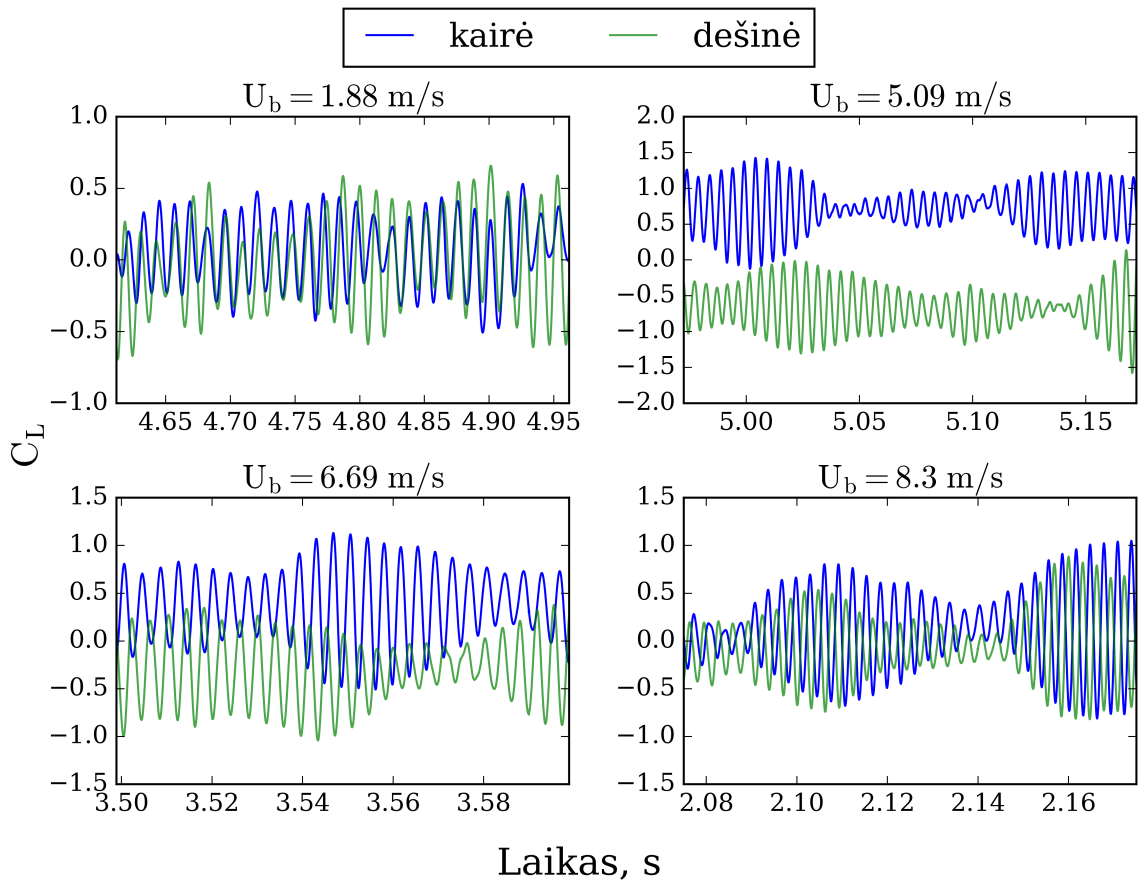


25 pav. Kėlimo koeficientai C_L kairei ir dešinei kliūtimis $U_b = 1,08$ m/s.

Kiekviena kreivės smailė atitinka nuo kliūtis atitrūkusį sūkurį. Abiejų kliūčių C_L yra idealios ir identiškos vienodų fazių sinusoidės, indikuojančios simetrinį vienodų fazių tekėjimo režimą, aprašytą Pang [36]. Tai patvirtina 23 pav. matomi simetriniu režimu leidžiami sūkuriai. Tiesa, šiame darbe tarpas tarp kliūčių centrų $G \approx 2,5$, ir su tokiu G Pang gavo asimetrinį režimą. Tačiau Pang skaičiavimai atlikti $Re = 6 \times 10^4$, tuo tarpu mūsų atveju $Re \approx 670$. Tai indikuoja, kad režimo

simetrija smarkiai priklauso ne tik nuo G , bet ir Re .

Tai patvirtina skaičiavimai su greitesniais srautais, kurių C_L pateikti 26 pav. Visais šiais atvejais, jau nuo pat $U_b = 1,88$ m/s, režimai darosi asimetriški, C_L svyravimų amplitudės kaitaliojasi, ir dažnai vienos kliūtis patiriamos jėgos gerokai užgožia kitą.



26 pav. Kėlimo koeficientai C_L kairei ir dešinei kliūtims LES v2 $U_b = 1,88$ m/s bei RANS $U_b = 5,09$ m/s, $6,69$ m/s ir $8,3$ m/s atvejams.

$U_b = 1,88$ m/s atveju skirtingų kliūčių C_L svyravimų smailės dažnai daugmaž sutampa, tačiau dažniai nėra visiškai pastovūs. Pavyzdžiui, laiko tarpu $4,6$ s – $4,67$ s kairiosios kliūtis svyravimai aiškiai greitesni už dešinės, tačiau fazių skirtumui pakankamai išaugus, kairiosios svyravimai kiek sulėtėja, ir dešinė vėl prisiveja. Laikui bėgant, šios vėlavimo – skubėjimo tendencijos tarpusavyje keičiasi ir lemia asimetrišką besivartaliojantį režimą. Vis dėl to šis režimas nėra analogiškas [18] stebėtam FF režimui, kadangi pastaruoju atveju vienos kliūtis sukuriai visiškai nustelbdavo kitą, o $U_b = 1,88$ m/s tai beveik nevyksta.

$U_b = 5,09$ m/s atveju išryškėja kova tarp vienodos ir priešingos fazės režimų: $4,97$ s – $5,03$ s fazės priešingos, tačiau $5,03$ s momentu kairiosios kliūtis sukuriai visiškai nustelbiami, svyravimas persisuka į kitą pusę, ir kurį laiką stebimas vienodų fazių svyravimas, tiesa, kiek silpnesnės amplitudės. Galų gale ties $5,15$ s fazės vėl persisukusios į priešingas.

Greičiausiems, $U_b = 6,69$ m/s ir $8,3$ m/s srautams, sukurių atitrūkimai beveik visada yra priešingų fazių, ir tik retkarčiais pastebimas trumpas nesėkmingas bandymas fazėms susilyginti, pvz., $3,58$ s $U_b = 6,69$ m/s ir $2,14$ s $U_b = 8,3$ m/s.

4 lentelė. Tekėjimo režimai

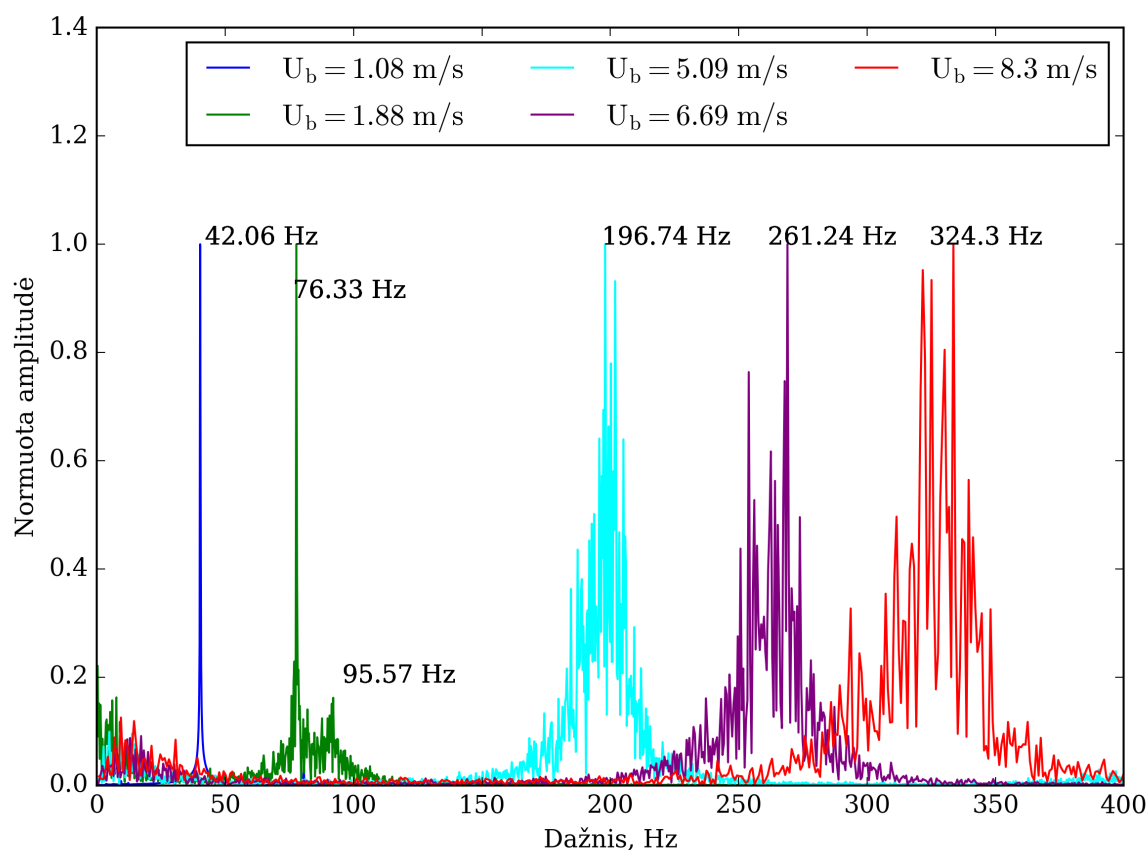
U_b	Režimas	Fazė
1,08 m/s	Simetrinis	Sutampa
1,88 m/s	Asimetrinis	Sutampa
5,09 m/s	Asimetrinis	Priešinga/Sutampa
6,69 m/s	Asimetrinis	Priešinga
8,3 m/s	Asimetrinis	Priešinga

Režimų analizės rezultatai apibendrinami 4 lentelėje.

Galima pastebėti ir tokį sutapimą: geriausias maišymasis Weiss eksperimente [1] pasiektas vienuolėmis sąlygomis, sukeliančiomis simetrinį tekėjimo režimą. Be to, RANS simuliacijos gerai modeliuoja simetrinį režimą, tačiau blogai iš kart po jo pasikeitimo (vėliau vėl gerai, dėl aukštos turbulencijos).

3.4 Sūkurių atitrūkimo dažnių tyrimas

Atliktus Fourier transformaciją visų atvejų C_L kreivėms, nustatyti sūkurių atitrūkimo dažniai pateikiami 27 pav.



27 pav. Sūkurių atitrūkimo dažnių spektras. Pažymėti vidutiniai dažniai. Normuota pagal atitinkamą didžiausią vertę.

5 lentelė. Dažnių duomenys

U_b , m/s	Dažnis, Hz	Santykinė sklaida	St
1,08	42,06	0,137	0,185
1,88 – bendras	83,47	0,191	0,211
1,88 – 1-as	76,33	0,065	0,193
1,88 – 2-as	95,57	0,082	0,242
5,09	196,74	0,096	0,184
6,69	261,24	0,098	0,186
8,3	324,3	0,101	0,186

Kiekvienu atveju ryškiai išsiskiria pagrindinis sūkurių atitrūkimo dažnis su vis didėjančia sklaida. 1,88 m/s matomas antras, maždaug 5 kartus mažesnis už pagrindinį ties 95,57 Hz, atitinkantis kairiosios kliūties C_L svyravimo pagreitėjimą 26 pav. Iš dažnių paskaičiuotos santykinės sklaidos (standartinis nuokrypis/vidutinis dažnis) ir St skaičiai pateikiami 5.

Skaičiuojant 1,88 m/s santykinę sklaidą, jei laikome, kad tai vienas dažnis, santykinė sklaida išauga, ir gerokai viršija visus kitus atvejus. Tuo tarpu skaičiuojant sklaidas atskiroms smailėms visos vertės žemesnės, taigi ką tik pasikeitusį režimą galima aptikti pagal didesnę sūkurių atitrūkimo dažnių sklaidą. St skaičiai gauti laisvo srauto greičiu laikant greitį prie kliūtį ($1.332U_b$). 1,88 m/s pagrindiniam dažniui bei visų kitų greičių dažniams St yra tarp 0,18 ir 0,2, t.y. labai gerai atitinka eksperimentuose stebimas tipines sūkurių atitrūkimo nuo kliūties vertes. Be to, praktiškai pastovus išlaikomas St savaiame reiškia, kad atitrūkimo dažnis matuotame intervale tiesiškai priklauso nuo įleidžiamos alyvos greičio.

3.5 Diskusija

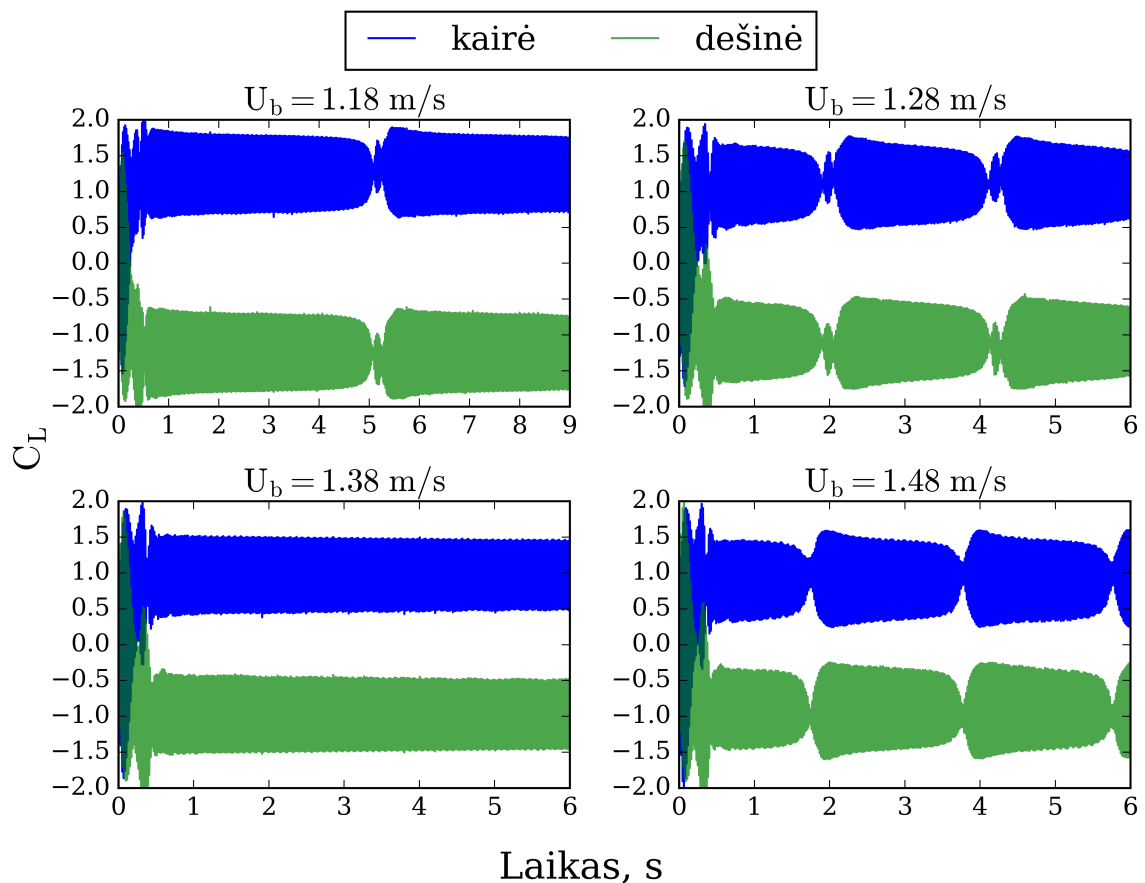
Ne staigmena, kad RANS modeliams nepavyko atkartoti trijų eksperimentų. RANS įprastai taikomas aukštesnei turbulencijai, kai už celę mažesni bei trumpesnio už laiko žingsnį periodo turbulencija laikoma izotropine ir laisvai nykstančia. Deja, 2 lentelėje pateikti kliūčių Reynolds skaičiai Re_{kl} rodo, kad esant lėtesniems greičiams Karman sūkurių grandinė vis dar stipriai laminarinė, ir darosi jau tik prie aukštesnių greičių, pvz., 5,09 m/s, galime stebėti srauto turbulizavimąsi. Tai paaiškina RANS didėjanti tikslumą augant įleidžiamos alyvos greičiui nuo 5,09 m/s, tačiau neaišku, kodėl geras atitikimas gautas ir prie 1,08 m/s, kur srautas dar smarkiai laminarinis.

Kadangi 3.3 skiltyje atskleista, jog lėčiausias atvejis skiriasi nuo kiek greitesnių savo išlaidu simetrinių vienodų fazių tekėjimo režimu, peršasi išvada, kad RANS kvazi-laminariame sraute gana gerai modeliuoja minėtą simetrinį režimą, bet pasidaro itin nepatikimas, kai kvazi-laminariame sraute režimas pereina į besivartaliojantį. Nenuostabu: besivartančiuose režimuose paprastai šokinėjama tarp dviejų kvazi-stabilių būsenų, ir perėjimas iš vienos į kitą chaotiškas, gali įvykti dėl mažiausio sudrumstimo. Vienas šių sudrumstimų gali būti ir CFD modelio paklaidos. Šios, būdamos net ir labai mažos, gali sukelti nerealistišką režimo kitimą, ir blogai modeliuoti srautą. Tokios režimų konfigūracijos vadinamos pilkąja zona, ir reikalauja itin kruopščių skaičiavimų.

Kaip minėta 3.3 skiltyje, 1,08 m/s atveju greitas maišymasis sutampa su užfiksuotu simetriniu

vienodų fazių režimu. Kyla klausimas: ar tikrai, kaip teigia Weiss [1], 1,08 m/s atveju maišymasis greitesnis dėl to, kad sąveikaujantys srautai – laminarinis ir pereinamasis – skirtingi? Ar visgi efektyviam maišymuisi reikalingas ir simetrinis vienodų fazių režimas? Nors į šį klausimą šiame darbe atsakyti negalime, galime pasiūlyti pakartoti Weiss eksperimentus nekeičiant kanalų tarp kliūčių Re skaičių, bet susiaurinant kliūtis. Tokiu atveju atstumas tarp jų kliūčių būtų ne $G = 2,5$, bet kiek didesnis, kur ir aukštesniems greičiams – 1,88 m/s, 2,69 m/s ir t.t. – besivartantis režimas turėtų nebesusidaryti, bet turėtų stebėti simetrinį vienodų arba priešingų fazių. Jei ir šiuose eksperimentuose stebėtume greitesnį maišymąsi tik 1,08 m/s atveju, tai efektyvus maišymasis būdingas laminarinio–pereinamojo srautų sąveikai. Jei visgi srautas maišytųsi efektyviai visada, kai sukurių atitrūkimo režimas simetrinis, šis režimas ir būtų greito maišymosi sąlyga.

Galų gale siekiant išsiaiškinti, kada šis simetrinis režimas baigiasi, atlikti papildomi RANS skaičiavimai palaipsniui didinant įleidžiamos alyvos greitį virš 1,08 m/s. Rezultatų kėlimo koeficientai pateikiami 28 pav.



28 pav. C_L koeficientai abiemis kliūtims įleidžiamos alyvos greičiams tarp 1,18 m/s ir 1,48 m/s.

Jau nuo 1,18 m/s atvejo matosi, kaip iš pirmo žvilgsnio stabiliai svyruojančių C_L amplitudės po truputį mažėja ir staiga krenta abiejose kliūtyse ties $t = 5$ s, pakyla iki ankstesnių verčių, ir vėl po truputį mažėja. 1,28 m/s atveju toks elgesys paspartėja, ir vyksta periodiškai kas maždaug 2,2 s. 1,38 m/s atveju staigių šuolių nesimato, svyravimai atrodo stabilūs, tačiau visgi per visą simuliacijos laiką amplitudės iš viso po truputį nukrenta apie 15 %, ir įtariamas panašus šokinėjantis elgesys, kaip ir 1,28 m/s atveju, tik kur kas ilgesniu periodu. Galiausiai 1,48 m/s atveju vėl matomi

C_L amplitudės šuoliai 2 s periodu. Šie rezultatai indikuoja, kad 1,08 m/s alyvos įleidimo greitis yra didžiausias, vis dar galintis užtikrintai sukelti simetrinį vienodų fazių sukurių atitrūkimo režimą turimoje kliūčių konfigūracijoje.

Nors visais šiais atvejais didžiąją dalį laiko sukurių atitrūkimas ir daugmaž pastovus, sistema jau ant ribos, kai varžosi skirtingi režimai. RANS (ir bendrai CFD metodai) srautus arti šių ribų modeliuoja netiksliai. To pasekoje galima daryti išvadą, kad 1,08 m/s taip pat yra maksimalus greitis laminariniame režime, kai RANS – dar patikimas. Galiausiai galima spėti, kad jei efektyvus maišymasis iš tiesų vyksta tik su minėto režimo sąlyga, tai jau 1,18 m/s turėtų vykti staigus maišymosi sulėtėjimas.

Išvados

Atlikti RANS ir LES skaičiavimai trigubame kanale naudojant skirtingus alyvos įleidimo greičius. 5 iš 7 eksperimentų sumodeliuoti patenkinamai tiksliai. Skaičiavimų analizė suteikė šias įžvalgas:

- Visais atvejais modeliuojami paeiliui atitrūkstantys nuo kliūčių vertikalūs sūkuriai, kurie užsilenkia prie viršutinės ir apatinės sienų. Jie itin tvarkingi ir lygūs 1,08 m/s atveju, tačiau didinant įleidžiamos alyvos greitį, sūkuriai vis greičiau užsilenkia pasroviui, be to, juos kirsti pradeda mažesni sūkuriukai, orientuoti srauto kryptimi.
- 1,08 m/s atveju sūkurių atitrūkimo režimas tarp kliūčių yra simetrinis ir sutampančių fazių, tačiau didinant greitį pereinama į besivartantį režimą. Lėtesniame sraute kliūčių C_L svyravimų fazės sutampa, prie 5,09 m/s fazių skirtumas kaitaliojasi, greitesniuose – fazės priešingos.
- Visų analizuojamų skaičiavimų pagrindinių svyravimų $St \in (0,18; 0,2)$, t.y. gerai atitinka tipinį srautą aplink kliūtį, o sūkurių atitrūkimo nuo alyvos greičio priklausomybė – tiesinė. Nustatyta, kad didinant srauto greitį ką tik įvykusį režimo pasikeitimą galima nustatyti iš padidėjusios sūkurių atitrūkimo dažnių santykinės sklaidos.
- RANS modelis nepatikimas laminariniuose srautų asimetriniuose besivartančiuose sūkurių atitrūkimo režimuose. Rezultatai geresni, srautas labiau turbulentinis, arba režimas simetrinis vienodų fazių.
- Rezultatai kelia įtarimą, kad už itin efektyvų Weiss stebėtą maišymąsi 1,08 m/s atveju galimai sąlygoja ne skirtingi sąveikaujančių srautų režimai, o simetrinis vienodų fazių sūkurių atitrūkimo režimas. Hipotezei patikrinti siūloma pakartoti Weiss eksperimentą naudojant siauresnes kliūtis, kad būtų išvengta asimetrinių režimų.

Darbe gauti rezultatai prisideda prie trigubame kanale besimaišančių srautų dinamikos supratimo, bei pasiūlyti tolesni žingsniai patikrinti ir atskirti sūkurių atitrūkimo ir besimaišančių srautų režimų įtakai.

Padėka

Darbe buvo naudotas Vilniaus universiteto aukšto našumo superkompiuteris „VU HPC“ Fizikos fakulteto dalyje.

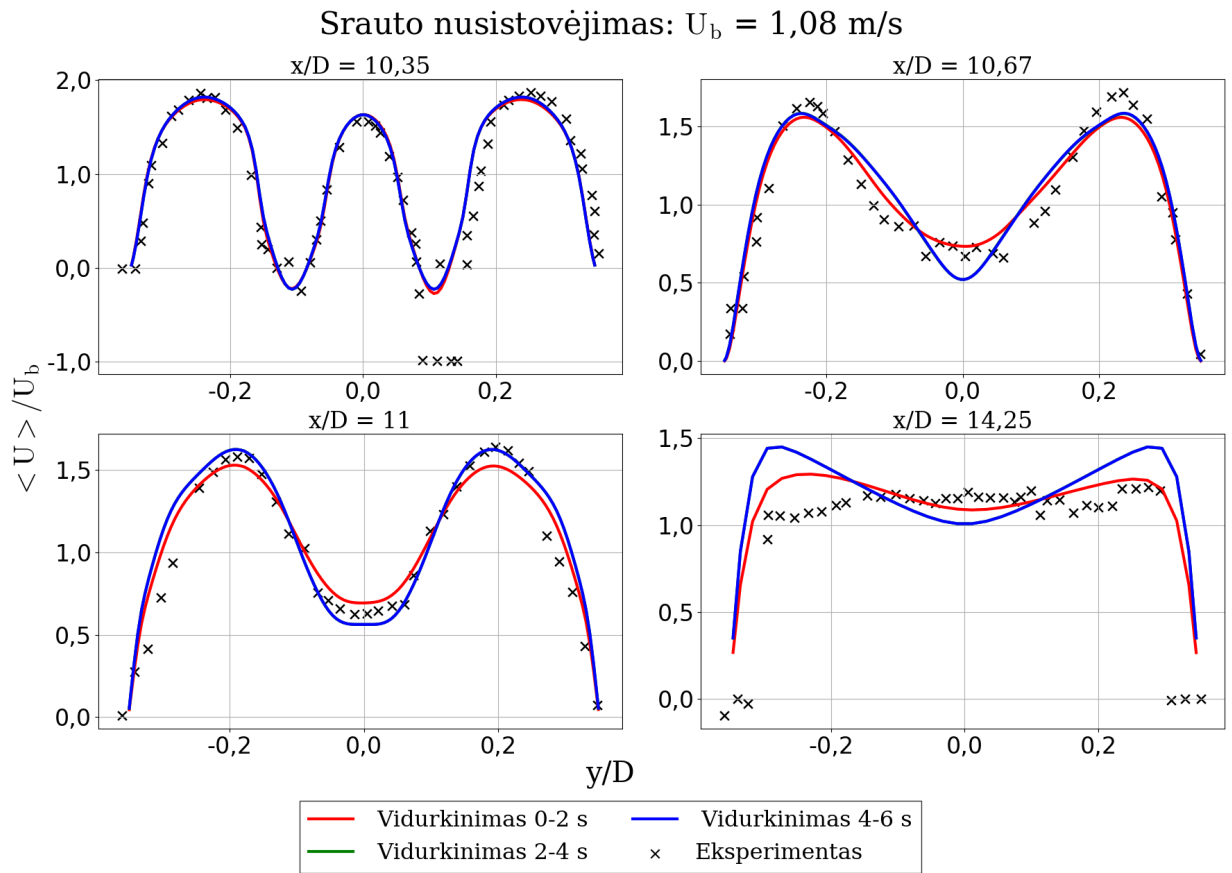
Literatūra

- [1] A. G. Weiss, P. J. Kristo, J. R. Gonzalez, and M. L. Kimber, Flow regime and Reynolds number variation effects on the mixing behavior of parallel flows, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2022, **134**, 110619.
- [2] L. Ofman and B. J. Thompson, SDO/AIA observation of Kelvin–Helmholtz instability in the solar corona, *The Astrophysical Journal Letters*, 2011, **734**, L11.
- [3] S. P. Sutera and R. Skalak, The history of Poiseuille’s law, *Annual review of fluid mechanics*, 1993, **25**, 1–20.
- [4] O. Reynolds, XXIX. an experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels, *Philosophical Transactions of the Royal society of London*, 1883, 935–982.
- [5] G. G. Stokes *et al.*, On the effect of the internal friction of fluids on the motion of pendulums, 1851.
- [6] H. Schlichting and K. Gersten, *Boundary-layer theory*. springer, 2016.
- [7] P. A. Davidson, *Turbulence: an introduction for scientists and engineers*. Oxford university press, 2015.
- [8] D. Barkley and R. D. Henderson, Three-dimensional Floquet stability analysis of the wake of a circular cylinder, *Journal of Fluid Mechanics*, 1996, **322**, 215–241.
- [9] S. K. Ooi, G. Constantinescu, and L. J. Weber, 2D large-eddy simulation of lock-exchange gravity current flows at high Grashof numbers, *Journal of Hydraulic Engineering*, 2007, **133**, 1037–1047.
- [10] G. Eiffel, Sur la résistance des sphères dans l’air en mouvement, *Comptes Rendus*, 1912, **155**, 1597–1599.
- [11] S. B. Pope, Turbulent flows, *Measurement Science and Technology*, 2001, **12**, 2020–2021.
- [12] A. Kolmogorov, Local structure of turbulence in an incompressible viscous fluid at very high Reynolds numbers, *Soviet Physics Uspekhi*, 1968, **10**, 734.
- [13] D. Smith, A. Filippone, and G. Barakos, High-Order Modelling of Open Rotors,
- [14] C. Liu, Y. Wang, Y. Yang, and Z. Duan, New omega vortex identification method, *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2016, **59**, 1–9.
- [15] J. Jeong and F. Hussain, On the identification of a vortex, *Journal of fluid mechanics*, 1995, **285**, 69–94.

- [16] M. Jiang, R. Machiraju, and D. Thompson, Detection and visualization of, *The visualization handbook*, 2005, **295**.
- [17] A. Hadjighasem, D. Karrasch, H. Teramoto, and G. Haller, Spectral-clustering approach to Lagrangian vortex detection, *Physical Review E*, 2016, **93**, 063107.
- [18] W. Chen, C. Ji, M. M. Alam, and Y. Yan, Three-dimensional flow past two stationary side-by-side circular cylinders, *Ocean Engineering*, 2022, **244**, 110379.
- [19] N. Kanaris, D. Grigoriadis, and S. Kassinos, Three dimensional flow around a circular cylinder confined in a plane channel, *Physics of fluids*, 2011, **23**.
- [20] “Boundary layer thickness.” https://en.wikipedia.org/wiki/Boundary_layer_thickness. Žiūrēta 2024-05-21 22:41.
- [21] L. Prandtl, Uber Flussigkeitsbewegung bei sehr kleiner reibung, *Verhandl. 3rd Int. Math. Kongr. Heidelberg (1904)*, Leipzig, 1905.
- [22] G. K. Batchelor, *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge university press, 1967.
- [23] H. Sturm, G. Dumstorff, P. Busche, D. Westermann, and W. Lang, Boundary layer separation and reattachment detection on airfoils by thermal flow sensors, *Sensors*, 2012, **12**, 14292–14306.
- [24] S. Fielding, Laminar boundary layer separation, 27 October 2005. *The University of Manchester*. 12 March 2008 <http://www.maths.manchester.ac.uk/~suzanne/teaching/BLT/sec4c.pdf>, 2007.
- [25] P. C. Philippi, K. K. Mattila, L. A. Hegele Júnior, and D. N. Siebert, Kinetic projection and stability in Lattice-Boltzmann schemes, 2015.
- [26] W. D. Smyth and J. N. Moum, Ocean mixing by Kelvin-Helmholtz instability, *Oceanography*, 2012, **25**, 140–149.
- [27] J. Oakley, Rayleigh-Taylor Instability Notes., *Retrieved October*, 2004, **24**, 2017.
- [28] N. Talat, B. Mavrič, V. Hatić, S. Bajt, and B. Šarler, Phase field simulation of Rayleigh–Taylor instability with a meshless method, *Engineering analysis with boundary elements*, 2018, **87**, 78–89.
- [29] R. D. Richtmyer, Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids, tech. rep., Los Alamos Scientific Lab., N. Mex., 1954.
- [30] C. Jackson, A finite-element study of the onset of vortex shedding in flow past variously shaped bodies, *Journal of fluid Mechanics*, 1987, **182**, 23–45.
- [31] P. Roushan and X. Wu, Structure-based interpretation of the Strouhal-Reynolds number relationship, *Physical review letters*, 2005, **94**, 054504.

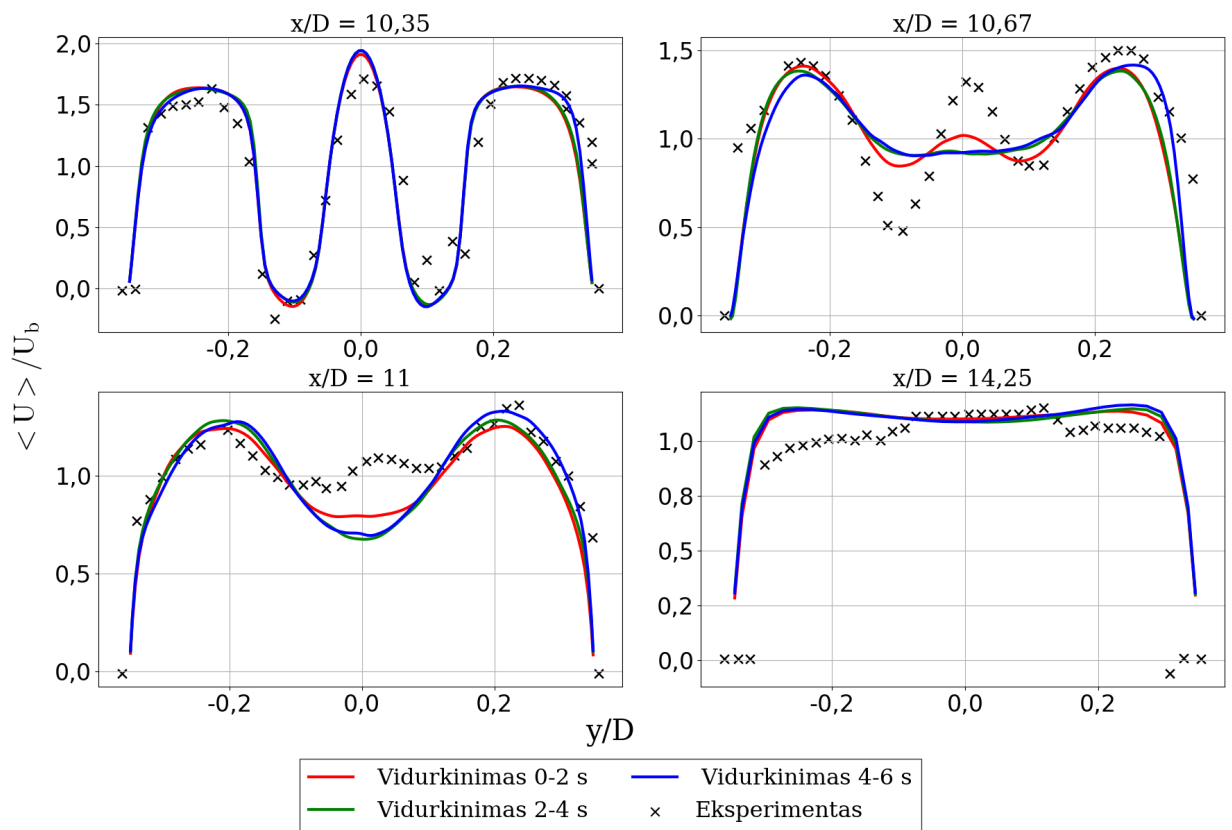
- [32] I. Kim and X. Wu, Unified Strouhal-Reynolds number relationship for laminar vortex streets generated by different-shaped obstacles, *Physical Review E*, 2015, **92**, 043011.
- [33] C. Williamson, Three-dimensional wake transition, *Journal of fluid mechanics*, 1996, **328**, 345–407.
- [34] K.-S. Hong and U. H. Shah, Vortex-induced vibrations and control of marine risers: A review, *Ocean Engineering*, 2018, **152**, 300–315.
- [35] S. K. Panda, Two-dimensional flow of power-law fluids over a pair of cylinders in a side-by-side arrangement in the laminar regime, *Brazilian Journal of Chemical Engineering*, 2017, **34**, 507–530.
- [36] J. Pang, Z. Zong, L. Zou, and Z. Wang, Numerical simulation of the flow around two side-by-side circular cylinders by IVCBC vortex method, *Ocean Engineering*, 2016, **119**, 86–100.
- [37] I. Nedyalkov, Design of contraction, test section, and diffuser for a high-speed water tunnel, 2012.
- [38] J. Ripken, Design Study for a Closed-Jet Water Tunnel, *University of Minnesota, St. Anthony Falls Hydraulics Laboratory*.
- [39] G. Alfonsi, Reynolds-averaged Navier–Stokes equations for turbulence modeling, 2009.
- [40] Y. Egorov and F. Menter, Development and application of SST-SAS turbulence model in the DESIDER project, in *Advances in Hybrid RANS-LES Modelling: Papers contributed to the 2007 Symposium of Hybrid RANS-LES Methods, Corfu, Greece, 17-18 June 2007*, 261–270, Springer, 2008.
- [41] F. R. Menter, Improved two-equation k-omega turbulence models for aerodynamic flows, tech. rep., 1992.
- [42] F. Ducros, F. Nicoud, and T. Poinsot, Wall-adapting local eddy-viscosity models for simulations in complex geometries, *Numerical Methods for Fluid Dynamics VI*, 1998, **6**, 293–299.

Priedai



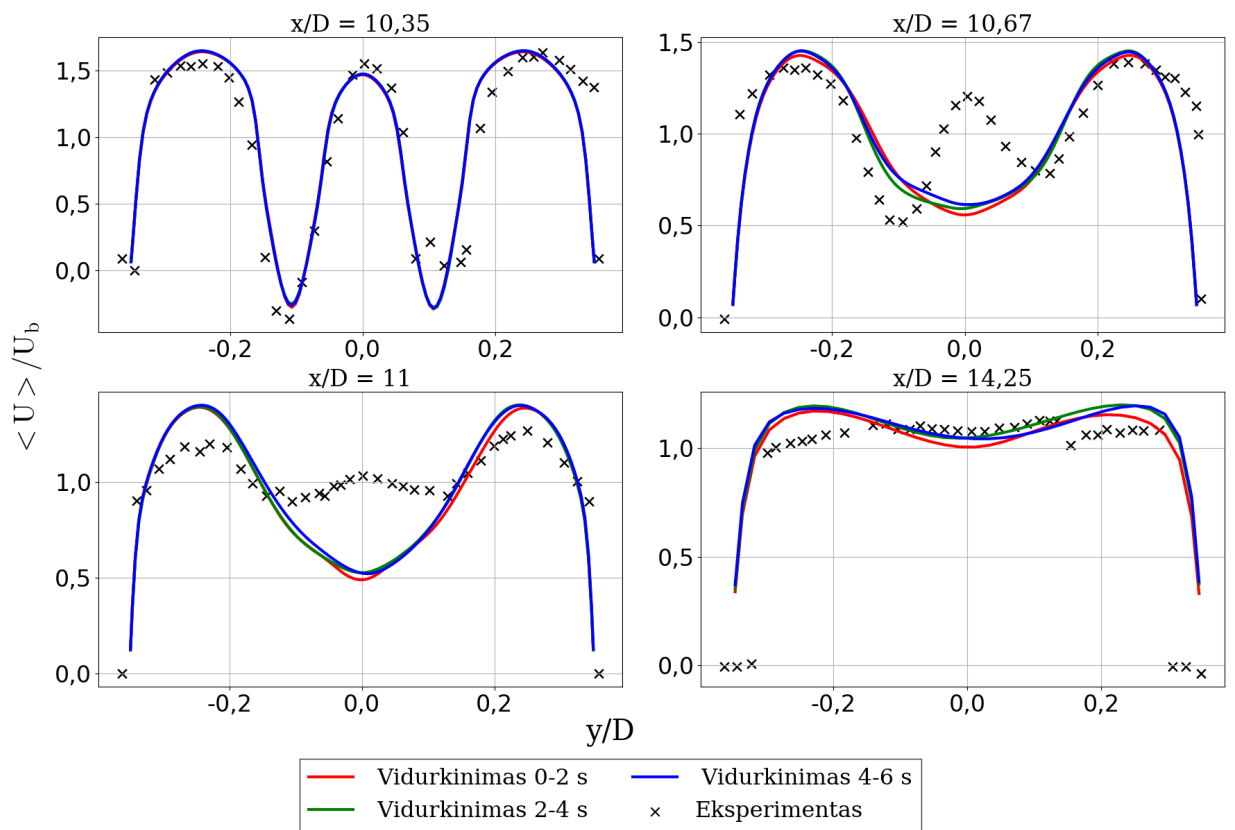
29 pav. Vidutinio greičio profilio nusistovėjimas $U_b = 1,08 \text{ m/s}$ atveju.

Srauto nusistovėjimas: $U_b = 1,88 \text{ m/s}$



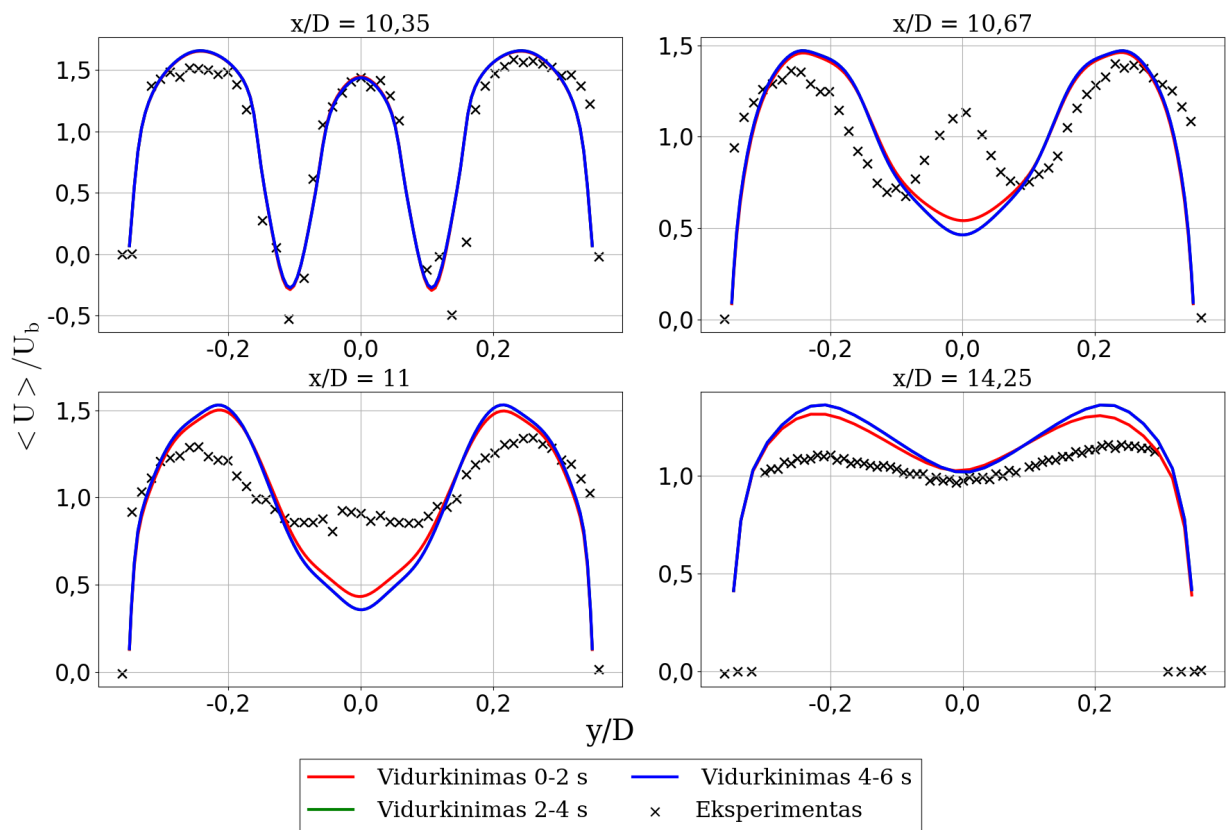
30 pav. Vidutinio greičio profilio nusistovėjimas $U_b = 1,88 \text{ m/s}$ atvejui.

Srauto nusistovėjimas: $U_b = 2,69 \text{ m/s}$



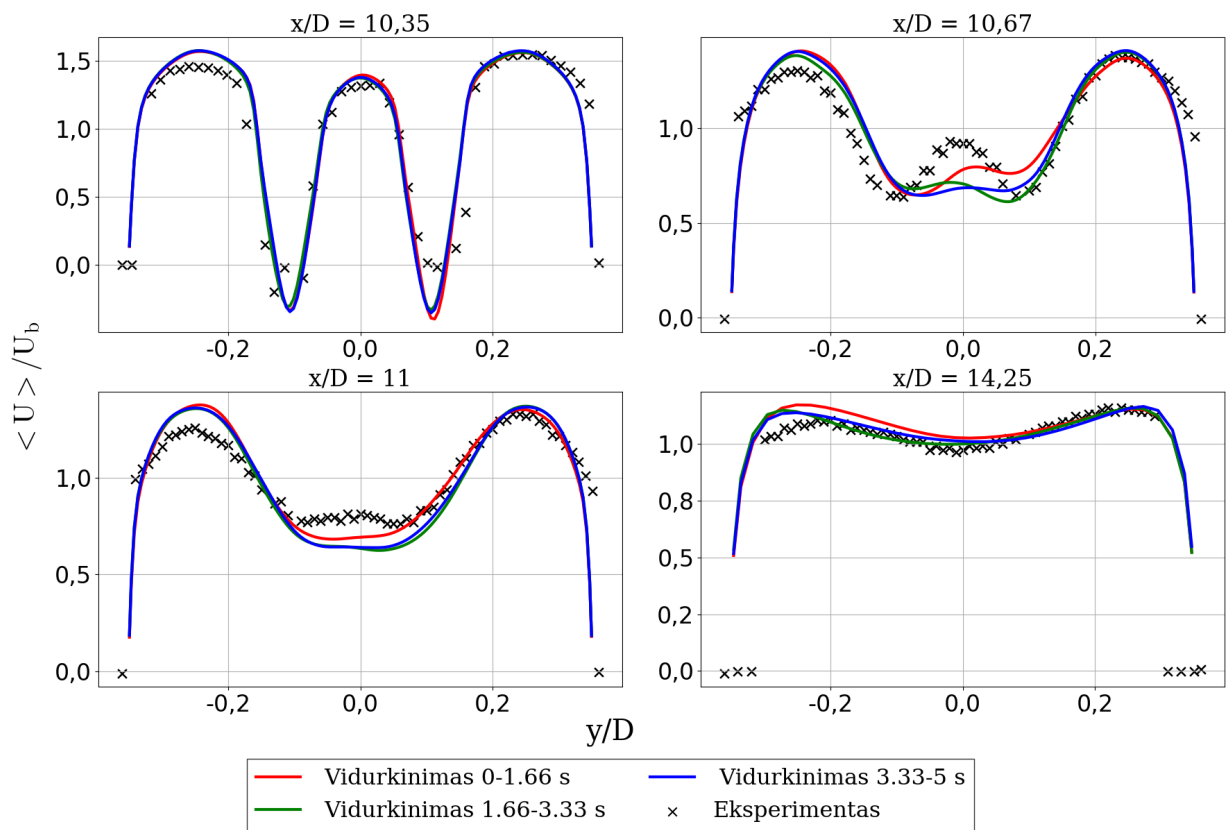
31 pav. Vidutinio greičio profilio nusistovėjimas $U_b = 2,69 \text{ m/s}$ atvejui.

Srauto nusistovėjimas: $U_b = 3,49 \text{ m/s}$



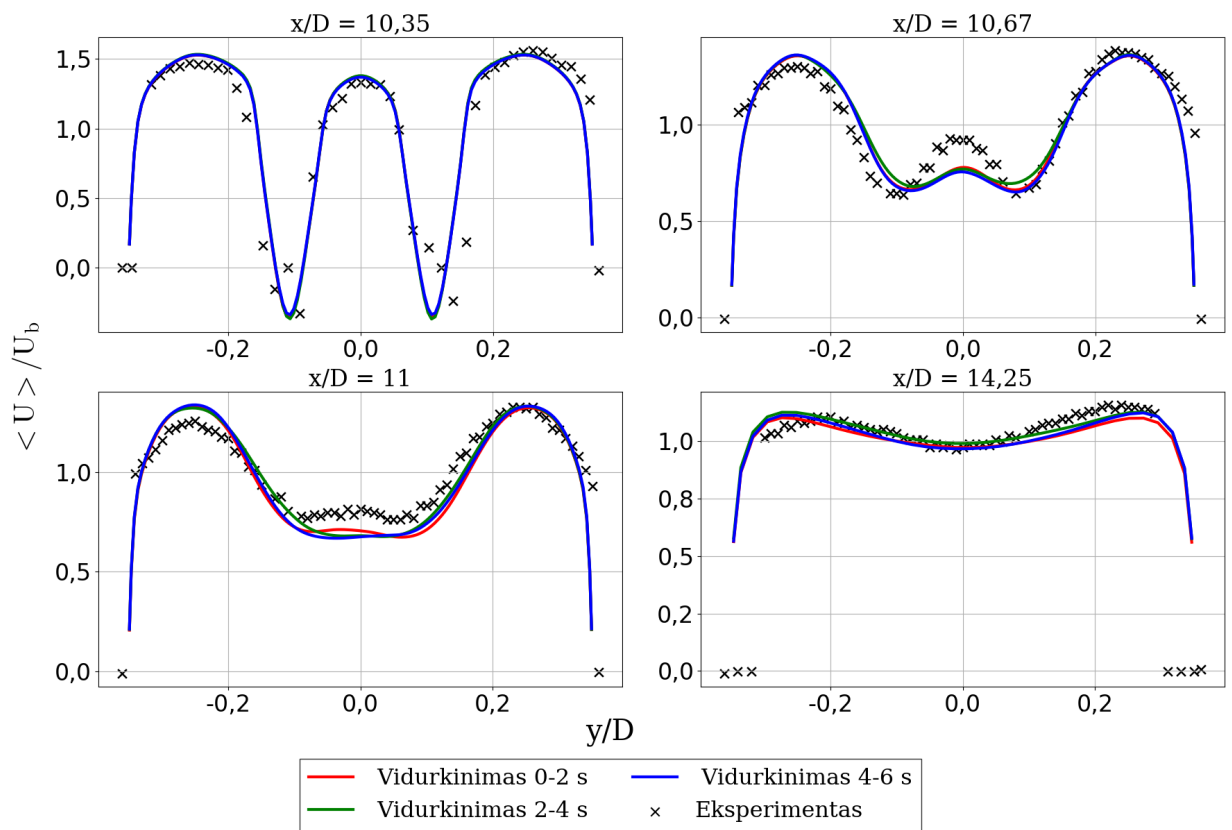
32 pav. Vidutinio greičio profilio nusistovėjimas $U_b = 3,49 \text{ m/s}$ atvejui.

Srauto nusistovėjimas: $U_b = 5,09 \text{ m/s}$



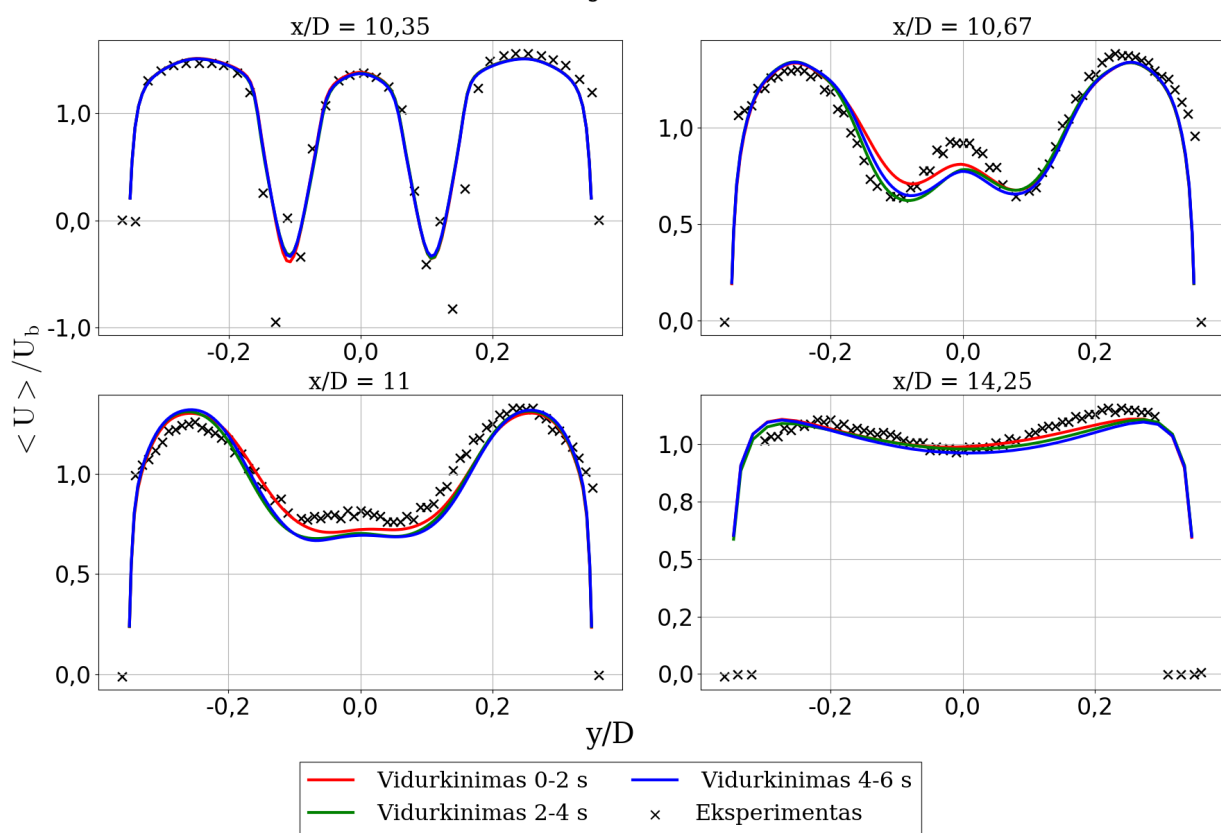
33 pav. Vidutinio greičio profilio nusistovėjimas $U_b = 5,09 \text{ m/s}$ atvejui.

Srauto nusistovėjimas: $U_b = 6,69 \text{ m/s}$



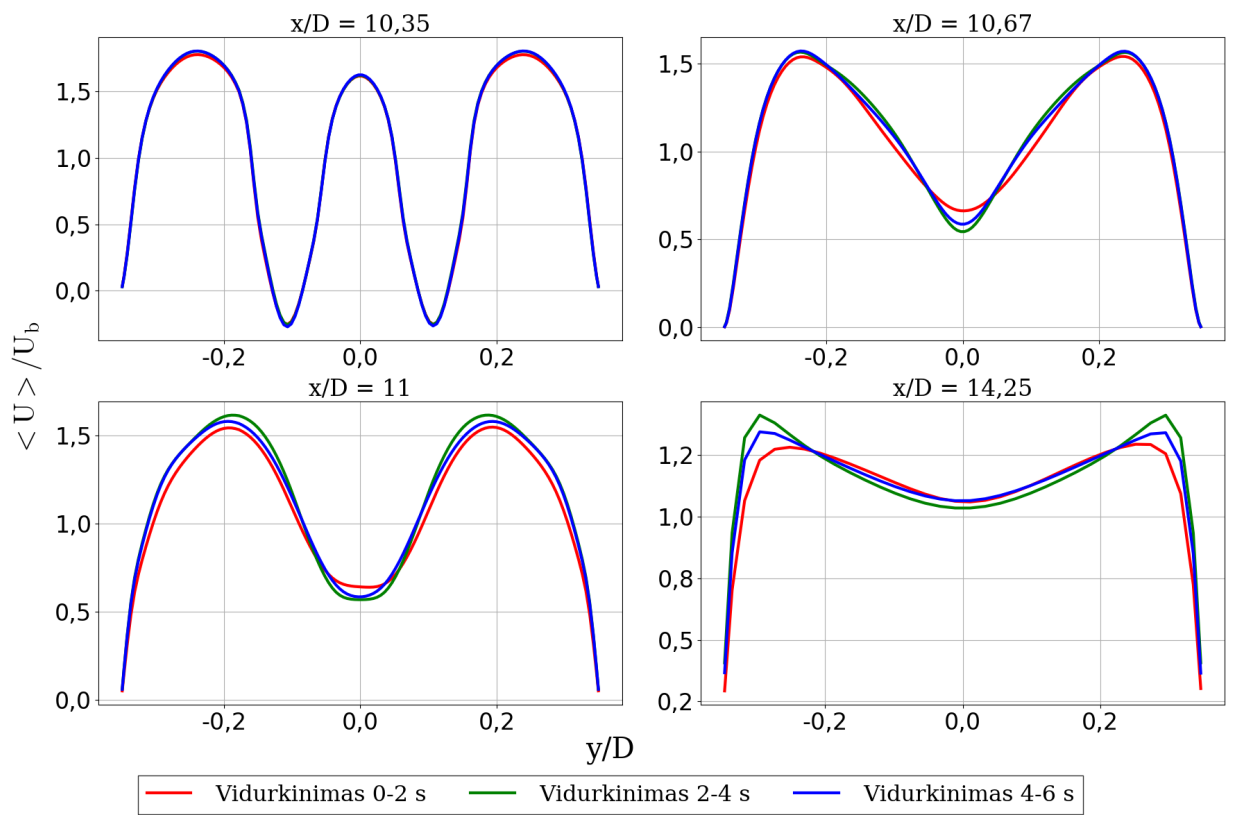
34 pav. Vidutinio greičio profilio nusistovėjimas $U_b = 6,69 \text{ m/s}$ atvejui.

Srauto nusistovėjimas: $U_b = 8,3 \text{ m/s}$



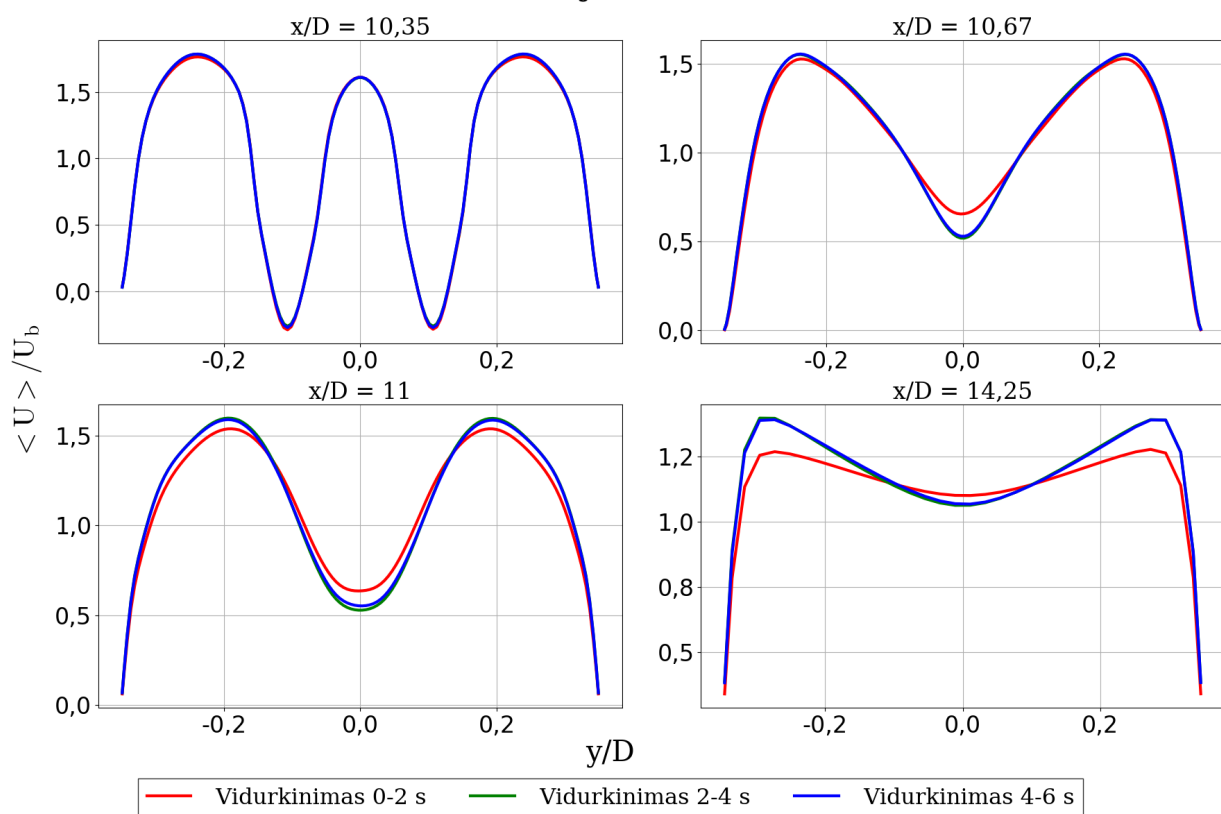
35 pav. Vidutinio greičio profilio nusistovėjimas $U_b = 8,3 \text{ m/s}$ atvejui.

Srauto nusistovėjimas: $U_b = 1,18 \text{ m/s}$



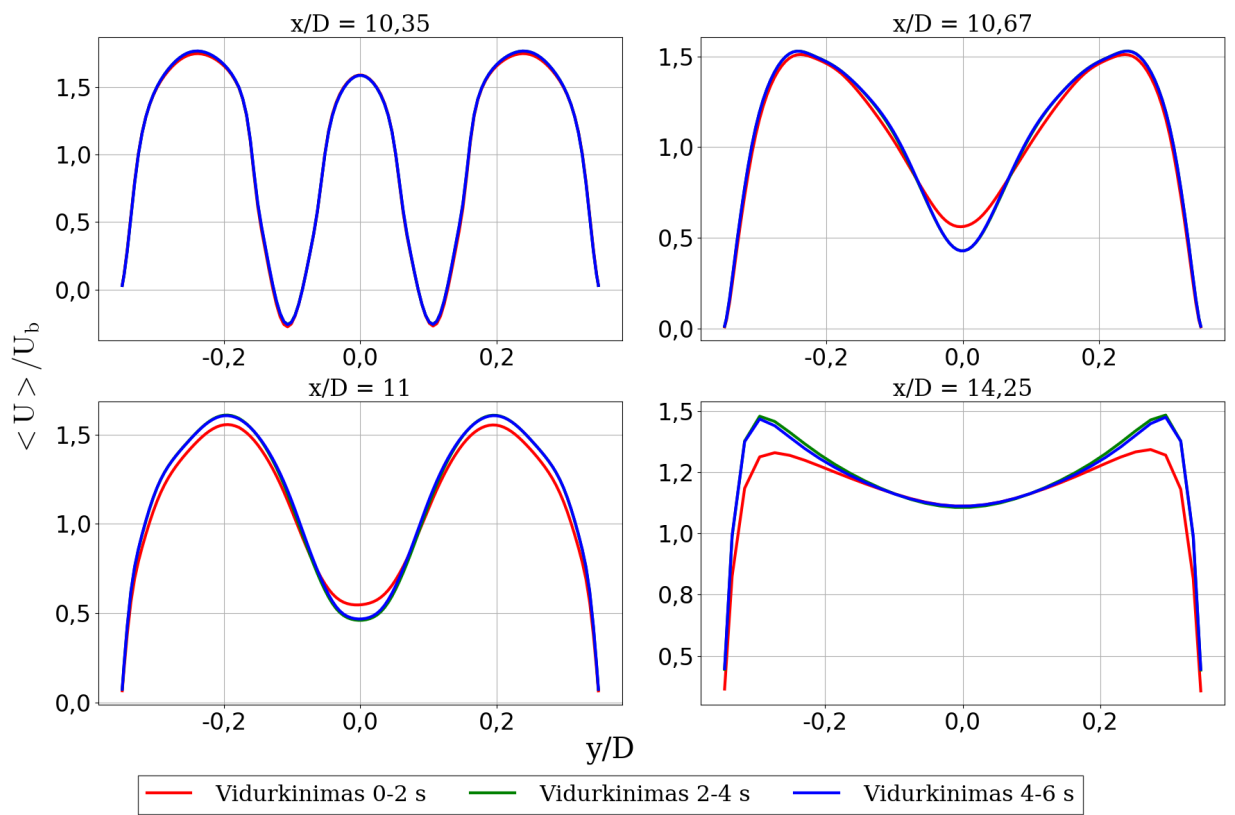
36 pav. Vidutinio greičio profilio nusistovėjimas $U_b = 1,18 \text{ m/s}$ atvejui.

Srauto nusistovėjimas: $U_b = 1,28 \text{ m/s}$

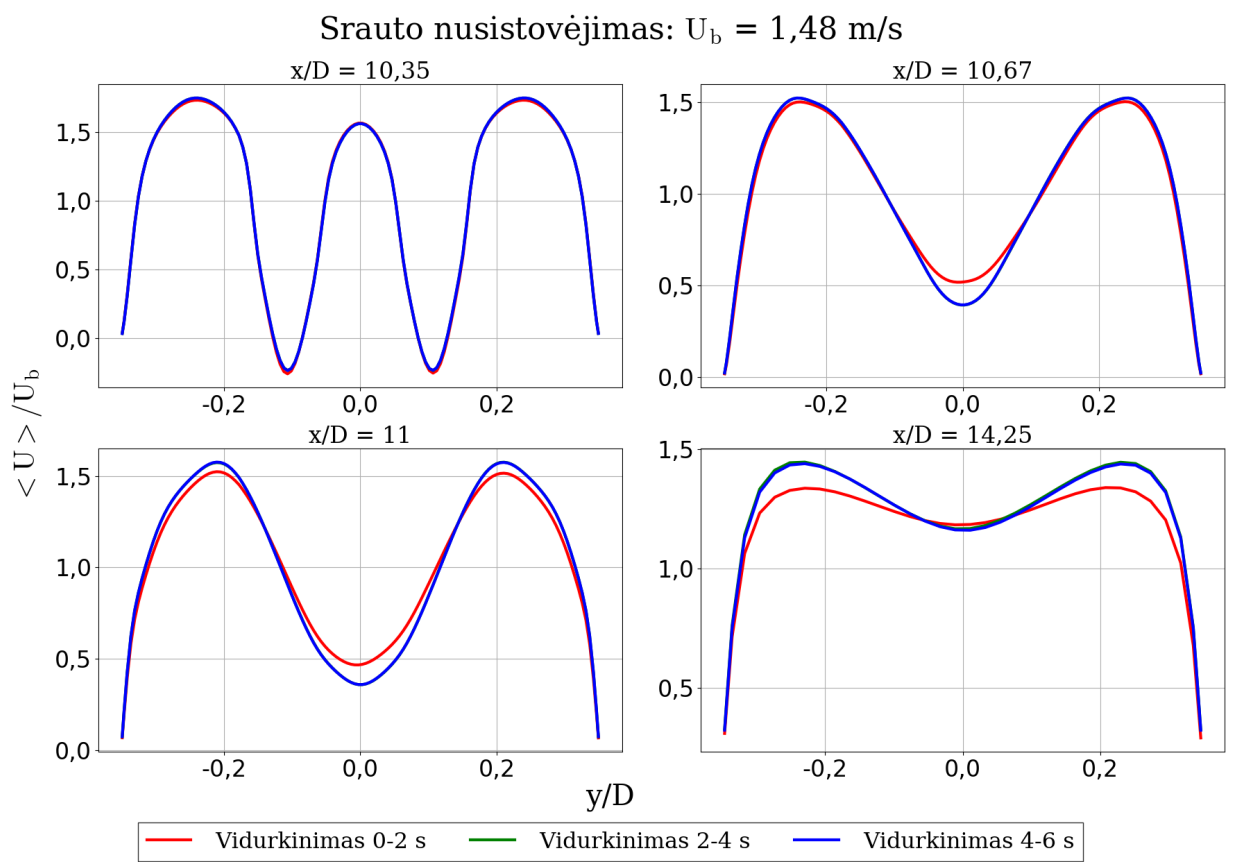


37 pav. Vidutinio greičio profilio nusistovėjimas $U_b = 1,28 \text{ m/s}$ atveju.

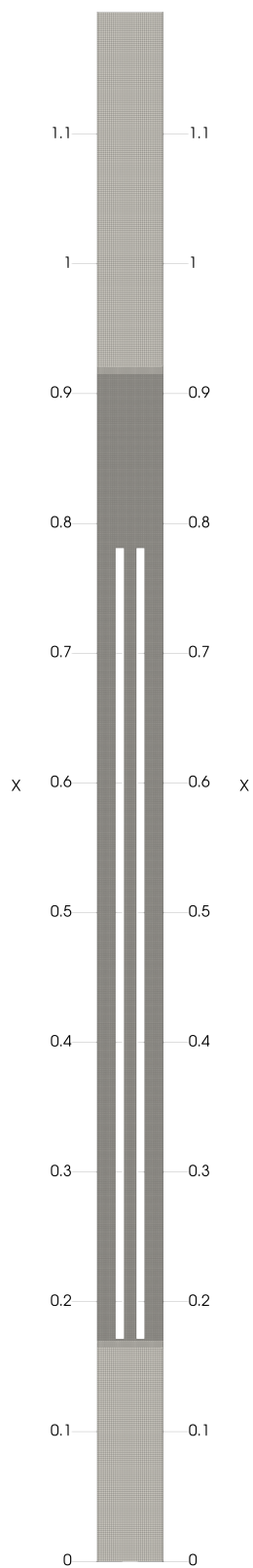
Srauto nusistovėjimas: $U_b = 1,38 \text{ m/s}$



38 pav. Vidutinio greičio profilio nusistovėjimas $U_b = 1,38 \text{ m/s}$ atveju.



39 pav. Vidutinio greičio profilio nusistovėjimas $U_b = 1,48 \text{ m/s}$ atvejui.



40 pav. $U_b = 1,88$ m/s atvejui LES v2 skaičiavimui naudotas tinklelis. Alyva leidžiama iš apačios į viršų.

A computational study of multi-regime mixing in triple flows

Julius Venckus

Summary

Mixing of fluids plays an important role in engineering applications, especially heat transfer. Recent experimental study showed that when three parallel flows mix behind obstacles, most rapid mixing is obtained when the flows are of different regimes. The purpose of this work is to investigate the underlying dynamics of vortices as three flows mix, and therefore multiple RANS and LES calculations were carried out. Slowest, as well as three fastest cases were modeled substantially well with RANS, whereas the three cases in the middle were not. In all successfully modeled cases usual Karman vortex streets form, although they bend more and get disturbed as inlet velocity increases. It was found that vortex streets in the slowest inlet velocity case (the one with fastest mixing) exhibits a symmetric in-phase regime, whereas all other cases have asymmetric flip-flop regime, with anti-phase configuration dominating in the fastest ones. This work points out that fast mixing in slowest inlet case is perhaps not because flow regimes in three channels are different, but possibly due to symmetric in-phase vortex shedding regime behind the obstacles. To check this hypothesis, we suggest to repeat experiments in recent study with the same flow regimes yet with narrower obstacles to avoid asymmetric vortex shedding.