



Examensarbete inom teknik

Grundnivå, 15 hp

Numerisk studie av flödesregimer i roterande Couetteströmningar

NILS ABRAHAMSSON & CARL LUNDBORG

HANLEDARE: GEERT BRETHOUWER

Sammanfattning

I detta kandidatexamensarbete undersöks hur effekten av rotation påverkar en smörjfilm och dess skjuvströmning då mekaniska delar roterar gentemot varandra. Tidigare experiment på området har begränsats av fysiska restriktioner, vilket gjorde att rapporten istället använde simuleringar för att fastställa flödets styrka och hastighetsgradient utifrån rotationshastighet och Reynoldstal. Denna sorts flöden kan liknas vid ett roterande Couettflöde om då något förenklat. I denna rapport undersöks plan roterande Couetteflöde och hur de flödesstrukturer som uppstår förändras i takt med varierande Reynoldstal och rotationshastighet.

Då tidigare experiment på detta område är begränsade fysikaliskt då uppställningarna ej kan rotera i högre hastigheter har denna rapport behandlat detta område genom simuleringar. Genom detta har även flödets styrka och hastighetsgradient kunnat fastställas utifrån rotationshastighet och Reynoldstal. De tidigare experimenten har uppmärksammat olika flödesstrukturer för olika Reynoldstal och rotationshastigheter. Detta ligger till grund för varför denna rapport genomförts. Med analys och jämförelse med tidigare experiment har modellen visats vara tillfredsställande och ge pålitliga resultat.

Resultatet tyder på att flertalet flödesstrukturer uppstår inom det uppmätta, dimensionslösa intervallet för rotationstal $\Omega = 0 - 1$, och att det verkar finnas få korrelationer mellan vorticiteten, gradienten och den kinetiska energins inverkan på den uppstådda strukturen. Däremot framkommer det att för turbulent flöde krävs hög rotation i samverkan med ett högt Reynoldstal. Vorticiteten och den kinetiska energin uppvisar liknande variationsmönster över testområdet och har ett maximum då rotationen är satt till $\Omega = 0.4$ av den maximalt möjliga. Gradienten varierar kraftigt och ökar med ökat Reynoldstal och når sitt maximum då rotationen är ca $\Omega = 0.2$. Detta innebär att virvelstyrkan varierar kraftigt i storlek och att flödesstrukturerna som uppstår kan ha olika komplexitetsgrad beroende på rotationshastighet och Reynoldstal. Resultaten är viktiga för att förbättra förståelsen av rotationens effekt på strömningar i mekaniska system.

Innehåll

1	Introduktion	4
1.1	Problemformulering	4
2	Bakgrund	5
2.1	Mätuppställning	5
2.2	Teoretisk bakgrund	5
2.3	Corioliseffekten	8
2.4	Vorticitet och gradient	9
3	Metod	10
3.1	Avgrensningar	11
3.2	Användningsområden	11
4	Resultat	12
4.1	Jämförelser	12
4.2	Simuleringens resultat och analys	15
4.3	$\Omega = 0.1$	16
4.4	$\Omega = 0.2$	16
4.5	$\Omega = 0.3$	17
4.6	$\Omega = 0.4$	17
4.7	$\Omega = 0.5$	18
4.8	$\Omega = 0.6$	19
4.9	$\Omega = 0.7$	19
4.10	$\Omega = 0.8$	20
4.11	$\Omega = 0.9$	21
4.12	Vorticitet	25
4.13	Gradient	26
4.14	Kinetisk energi	28
4.14.1	Total kinetisk energi	28
4.14.2	Kinetisk energi i yz -planet	29
4.14.3	Kontroll av högre Reynoldstal	30
5	Diskussion	30

5.1	Flödesstrukturer	30
5.2	Vorticitet	31
5.3	Gradient	32
5.4	Kinetisk energi	32
5.5	Förbättringsområden	32
6	Slutsatser	33
7	Bilagor	34
7.1	Parametrar	34
7.2	Simuleringsdata	35
7.3	Referenser	39

1 Introduktion

Fenomenet med plattor som rör sig relativt varandra finns på många olika områden exempelvis hydraulpumpar, separatorer och i atmosfären med Jupiter som ett typfall där tydliga strukturer syns. Flödet av en viskös vätska mellan två parallella plattor, där de har en hastighet relativt varandra skapar så kallat Couetteflöde (Tillmark, N. 1995. s 13). Hastighetsgradienten mellan plattorna blir konstant och flödet kan vara både laminärt och turbulent beroende på tre parametrar som sammanfattas i Reynoldstalet. Dessa är vätskans kinetiska viskositet, den relativa hastigheten mellan plattorna samt avståndet mellan plattorna. Då hela uppsättningen dessutom roterar runt en axel, med vinkelhastigheten Ω kommer vätskan börja bete sig annorlunda eftersom corioliseffekten börjar påverka vätskan. Corioliseffekten som uppkommer påverkar flödet, ökar i takt med att rotationshastigheten ökar. I dagsläget finns forskning på detta för relativt låga varvtal med ett Ω på ca 5.5 varv/minut (Tsukahara et al. 2009. sid 11). För att få en tydlig bild av flödet krävs en komplicerad uppställning vilket i sig leder till begränsningar i rotationshastigheten. I denna rapport ska därför simuleringar göras där varvtalet är högre för att se hur detta påverkar flödet samt vilken inverkan Reynoldstalet har vid olika rotationshastigheter. Notera att då Ω' används hänvisas det till referensrapportens (Tsukahara et al. 2009) rotationstal. Rapporten kommer hantera ett simplifierat fall av de strukturer som uppstår och de exemplen som tas med beskriver flödet då det nått ett stabilt tillstånd.

1.1 Problemformulering

Uppgiften går ut på att analysera flödesstrukturen vid olika vinkelhastigheter och vid högre Reynoldstal. Genom realistiska simuleringar ska flödet analyseras för rotationshastigheter och Reynolds-tal som är högre än vad dagens experimentella uppställningar av problemet klarar av.

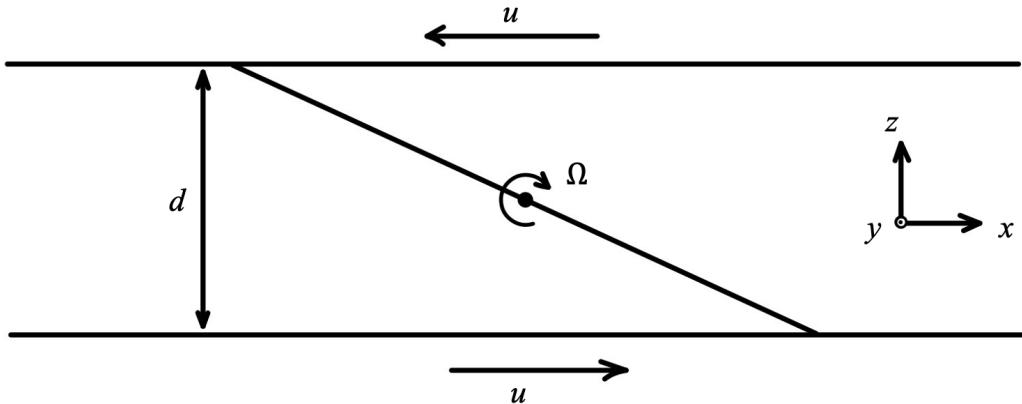
Det som kommer analyseras är riktning och hastighet på flödet i ett avgränsat beräkningsområde. Metoden går ut på att iterativt lösa numeriska ekvationer som beskriver hastighetsvektorer för varje punkt i fluiden. Med hjälp av MATLAB kommer sedan vektorerna visualisera flödet för att kunna analyseras och jämföras med tidigare experiment.

Då tidigare forskning som gjorts på detta område ej har kunnat mäta hastighet och virvelstyrkan kommer detta genomföras för att sedan analyseras. Detta för att ge klarhet i hur flödet beter sig. Detta leder till djupare förståelse till varför flödet beter sig som det gör samt vad det innehåller för flödets påverkan på omgivande strukturer.

2 Bakgrund

2.1 Mätuppställning

I detta projekt studeras det Couetteflöde som uppstår enligt den förenklade figur som presenteras i figur 1 där de tänkta väggarna fortsätter i y -riktning. Hastighetsgradienten beskrivs av det sneda strecket mellan väggarna som har hastigheten u och avståndet d samt att hela uppställningen har rotationen Ω runt y -axeln.



Figur 1: Mätuppställning sedd från ovan för förtydligande.

2.2 Teoretisk bakgrund

Allmänt gäller att för ett roterande system med en inkompressibel Newtonsk vätska beskrivs flödet enligt Navier-Stokes ekvationen:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = \frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + 2\mathbf{u} \times \boldsymbol{\Omega}^* \quad (1)$$

där u är vätskans hastighet [m/s], ν är vätskans kinetiska viskositet [m^2/s], ρ är densiteten [kg/m^3] och $\boldsymbol{\Omega}^*$ är uppställningens rotationshastighet [$1/\text{s}$]. Corioliseffekten visar sig här som den sista termen i ekvation 1 och är därmed tydligt förankrad till rotationshastigheten. I denna simulerings är ρ och ν konstanta. Utöver detta är P trycket som definieras enligt:

$$P = P^* - \frac{\rho}{2} |\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}|^2$$

där P^* är statiskt tryck [N/m^2] och r är avståndet till rotationsaxeln [m].

Vidare beskrivs kontinuitetsekvationen som:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (2)$$

Reynoldstalet definieras enligt:

$$Re = \frac{\Delta U d}{\nu} \quad (3)$$

där ΔU är hastighetskillnaden mellan plattorna [m/s] och d är avståndet mellan dem [m]. Rotationshastigheten definieras som

$$\Omega = \frac{2\Omega^* d}{\Delta U} \quad (4)$$

i och med denna definition blir Ω enhetslöst och jämförelser mot Reynoldstalet kan ske godtyckligt, se figur 1.

Linjär stabilitetsteori ger teoretiskt ett stabilt gränsskikt för strömningsriktade virvlar enligt (Tsukahara et al. 2009, sid 9):

$$Re_{limit} = \sqrt{\frac{1708}{\Omega(1 - \Omega)}}. \quad (5)$$

Om Reynoldstalet överstiger Re_{limit} kommer virvlar uppstå. Då jämförelser sker mot resultatet i Tsukahara et al. 2009, finns differenser i ingångsvärden mellan de två rapporterna. Detta visar sig som två omvandlingsfaktorer enligt:

$$\Omega = \frac{\Omega'}{Re'} \quad (6)$$

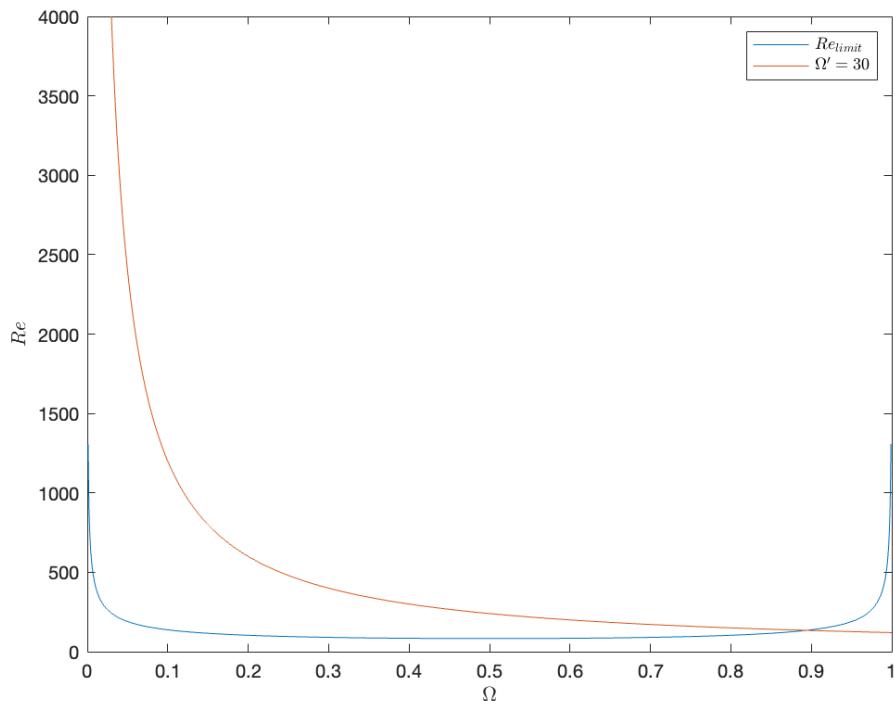
som ger det rotationstal Ω som används i denna rapport. Vidare är Ω' och Re' den rotationshastighet respektive Reynoldstalet som används i Tsukahara et al.

Omvandlingsfaktorn för Reynoldstalet mellan rapporterna blir:

$$Re = 4Re' \quad (7)$$

där Re är Reynoldstalet som används i denna rapport. Definitionerna av Reynoldstalet och Ω leder till att de är enhetslösa. Reynoldstalet går mellan 150 och 1000 medan Ω kommer gå mellan 0 och 1 enligt figur 2. Detta görs då det är förhållandet mellan Re och Ω som är av intresse och att variablerna i Re då går att variera sinsemellan. Vid behov är det möjligt att implementera enheter på variablerna till exempel för att kunna genomföra experiment.

Insättning av ekv. 5 och en sammanslagning av ekv. 6 och 7 med ett $\Omega' = 30[\text{rad}/\text{s}]$ ges i figur 2.



Figur 2: Grafisk visualisering av ekvation 5, 6 och 7. I grafen beskriver Re_{limit} stabilitetsgränsen för flödet. Området till vänster om Ω' beskriver var Tsukahara et al. har genomfört experiment.

För området under stabilitetsgränsen kan virvlar ej uppstå och flödet är helt laminärt medan i området ovanför stabilitetsgränsen kan de uppstå förutsatt att korrekta förhållanden råder. Området till vänster om den orange linjen är väl studerat och är därmed en mycket god approximation av verkligheten. Vidare är Re_{limit} teoretiskt bestämd för olika rotationshastigheter och för stort spann av Reynoldstal. På grund av omvandlingsfaktorn mellan de två rapporterna och hur Reynoldstalet har definierats mot rotationen kommer den relativt låga rotationshastigheten som används av Tsukahara et al. yttra sig som höga rotationshastigheter med låga Reynoldstal enligt figur 2.

Den kinetiska energin i flödet beskriver en partikels totala hastighet som skalär. Den är beroende av partikelns hastighet i samtliga riktningar. Den kinetiska energin, Kin , inuti fluidens virvlar definierats som:

$$Kin = \frac{1}{2} \overline{(u'^2 + v'^2 + w'^2)} \quad (8)$$

där

$$u' = u(x,y,z,t) - \overline{u(z)}$$

$$v' = v(x,y,z,t) - \overline{v(z)}$$

$$w' = w(x,y,z,t) - \overline{w(z)}$$

Där u , v och w är hastighetsvektorerna för respektive riktning i varje punkt. Strecket följer konvention och beskriver medelhastigheten i varje riktning. Denna del tillåter uppdelning av fluiden och möjliggör beräkning av vorticiteten som varierar i rum men inte i tid, i varje punkt. Kort kan vorticiteten beskrivas som benägenheten för en fluid att rotera och är enhetslös, se kapitel 2.4. Vid rent laminärt flöde blir $Kin = 0$ då inga virvlar uppstår. På motsvarande sätt gäller att om $Kin \neq 0$ uppstår virvlar och flödet är mer eller mindre turbulent.

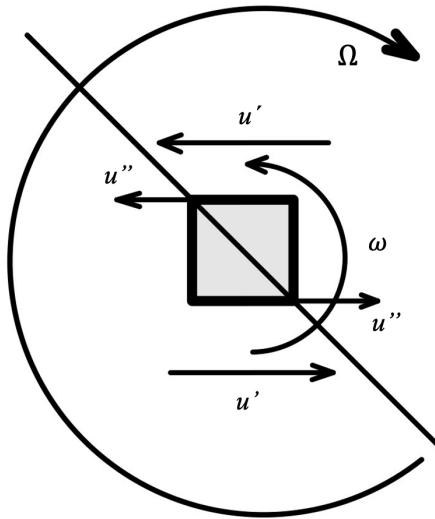
2.3 Corioliseffekten

Vid tillräckligt hög rotationshastighet kommer corioliseffekten börja påverka vätskan och de flödesstrukturer som uppstår i systemet. Vid allmän systemrotation kommer ett objekt som rör sig rakt från omgivningens referensram framstå som svängande ur det roterande systemets referensram på grund av en fiktiv kraft \mathbf{F}_{fiktiv} . Detta fenomen uppstår vid rotation på massor vilket leder till ett bevarande av vinkelmoment (SMHI. 2021). Det klassiska uttrycket för corioliseffektens påverkan på en partikel är:

$$\mathbf{F}_{fiktiv} = -2m\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_{rotande} \quad (9)$$

där $\mathbf{v}_{rotande}$ är partikelns hastighet ur sin referensram.

För en kontrollvolym i ett Couetteflöde kommer det alltid uppstå en rotation då hastighetsgradienten är linjärt ökande, dvs. kontrollvolymens hörn närmast väggen kommer få en högre hastighet än det hörn som är närmare centrumlinjen vilket i sig skapar en rotation. Då uppställningens rotation $\Omega > 0$ roterar motsatt det håll som förstärker denna rotation uppstår så kallad anticyklonisk rotation (dessa två system tillsammans ligger till grund för att tyfoner och orkaner roterar åt olika håll). Vid anticyklonisk rotation blir flödet mer instabilt då hastighetsgradienten och systemrotationen är åt olika håll. Detta illustreras i figur 3.



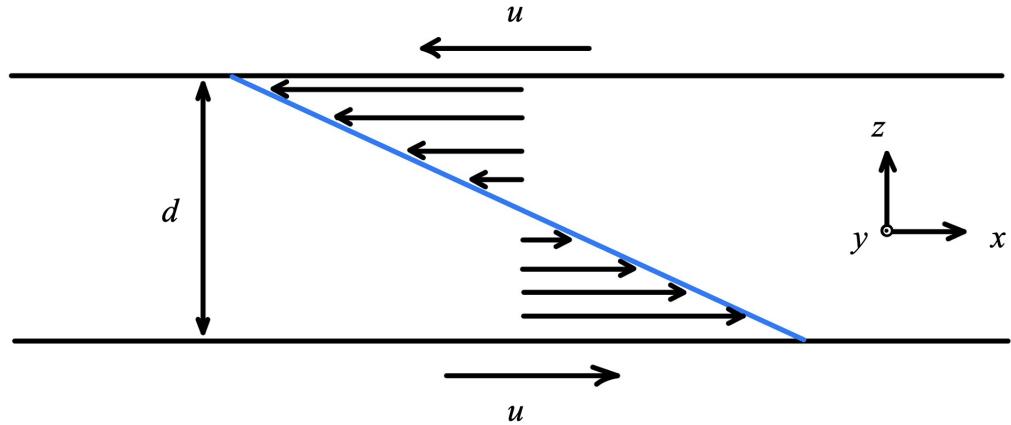
Figur 3: Visualisering av rotationen för en kontrolvolym i flödet där ω är rotationen på grund av skjuvspänningen, u' är fluidens hastighet och u'' är kontrollvolymens rotation. För anticyklonisk rotation gäller $\Omega > 0$.

2.4 Vorticitet och gradient

Vorticiteten i en vätska är ett mått på hur mycket rotation en partikel har runt en tänkt axel när den rör sig längs en strömlinje i en fluid dvs. skjuvningen i vätskan och styrkan på virvlarna som uppstår. Om det lokalt i en vätska finns ett vridmoment kommer vätskan börja rotera vilket ter sig som virvlar runt den punkten. Med andra ord leder hög vorticitet till stark rotation. Notera att vorticiteten blir enhetslös.

Hastighetsgradienten beskriver hur hastighetsfältet i flödesriktningen mellan plattorna varierar vid olika Reynoldstal och rotationshastigheter. Det kan ses som hastighetsprofilen över ett tvärsnitt i längsled med plattorna. En hög gradient innebär högre väggskjuvspänning då det blir större krafter i längsled med väggen, med andra ord en hög gradient innebär högt friktionsmotstånd. Gradienten

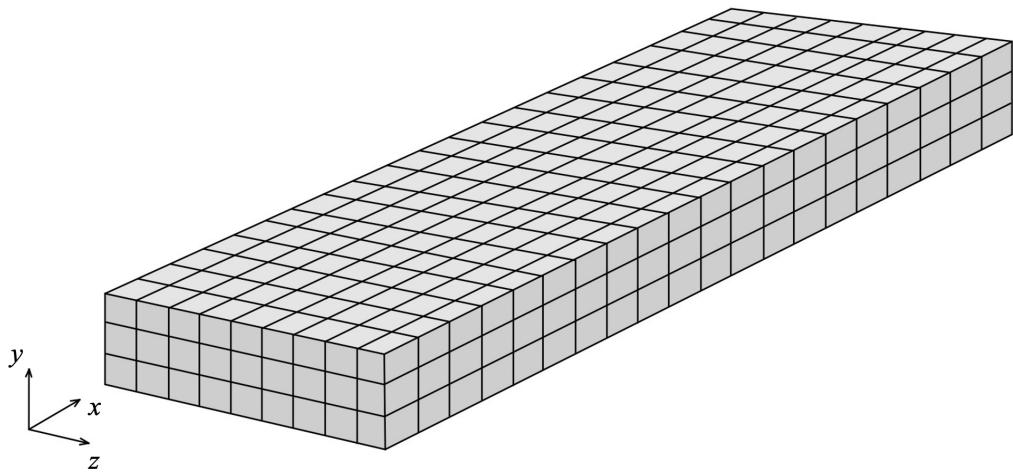
blir även den enhetslös. Se figur 4.



Figur 4: Översikt av gradienten i flödet.

3 Metod

Simuleringar av Couetteflöden genomförs med programmet CaNS (Costa. 2023. v2.2.0). Programmet löser numeriskt Couetteflödet utifrån ett bestämt rutnät (se figur 5). Detta tillåter att noggrannheten på simuleringen kan varieras så att önskat resultat uppnås och att inga detaljer i flödet missas. CaNS tillåter att storleken på beräkningsvolymen varieras samt att noggrannheten på rutnätet går att variera för noggrannare simuleringar eller mindre noggrant för att uppnå snabbare beräkningar. Tidsstegen går även de att variera för att uppnå samma effekt som med rutnätet.



Figur 5: Visualisering av beräkningsvolymen indelad i rutnät.

Inledningsvis genomförs simuleringar i CaNS vid motsvarande rotationshastigheter och Reynoldstal för jämförelse med tidigare rapporter och dess resultat. Detta för att säkerställa att simuleringarna stämmer bra med verkligheten. Därefter ska rotationshastigheten ökas och Reynoldstalet ändras i simuleringarna vilket tillåter Couetteflödet att analyseras genom de hastighetsvektorer som fås i x-, y- och z-riktningarna. Analysen genomförs med hjälp av MATLAB där visualiseringar av flödet skapas. Det parametrar som kontinuerligt förändrats är Reynoldstalet Re och rotationshastigheten Ω . För exakta värden på de ingående parametrarnas som används i simuleringen se figur 25 i bilagor.

Simuleringarna löser ekvation 1 och 2 för varje punkt och får därmed ut information om varje punkts hastighet i respektive riktning (lösningen genomförs för samtliga hörn i varje kub). För kontrollvolymens randvillkor gäller att de är samma in- och utlopp för att tillse att flödesstrukturerna inte störs och därmed kommer flödets struktur efterlikna verklighetens ostörda flöde. Vidare gäller vidhäftningsvillkoret mot väggarna som, tillsammans med vätskans skjuvspanning, leder till att väggarnas rörelse beaktas.

Denna metod kommer tillåta snittning i flödet i x-,y- och z-plan. Utöver det kommer styrkan på virvlarna kunna mätas. Då hastigheten i alla delar av flödet beräknas, kan en 3D visualisering av flödet också framställas.

3.1 Avgränsningar

Då tidigare forskning redan avhandlat området med en vinkelhastighet på upp till 5.5 varv/minut med låga Reynoldstal kommer denna rapport simulera höga Reynoldstal med motsvarande vinkelhastighet. Simuleringarna kommer kontinuerligt simulera ett Reynoldtal mellan 0 och 1000 samt en enskilda mätning på $Re = 3000$. I och med att detta är en simulering kan alltid fel i koden uppstå som inte återspeglar verkligheten. För att simulera rotation på systemet kommer corioliseffekten inverkan ändras. Då mycket datorkraft krävs vid noggranna beräkningar är det begränsat hur noggranna resultaten blir. Detta innebär att om mer datorkraft kan allokeras kan noggrannare resultat fås. Vid vissa komplexa flödesstrukturer kan det uppstå fall då resultaten ej når tillräckligt bra upplösning för en bra analys av resultatet.

3.2 Användningsområden

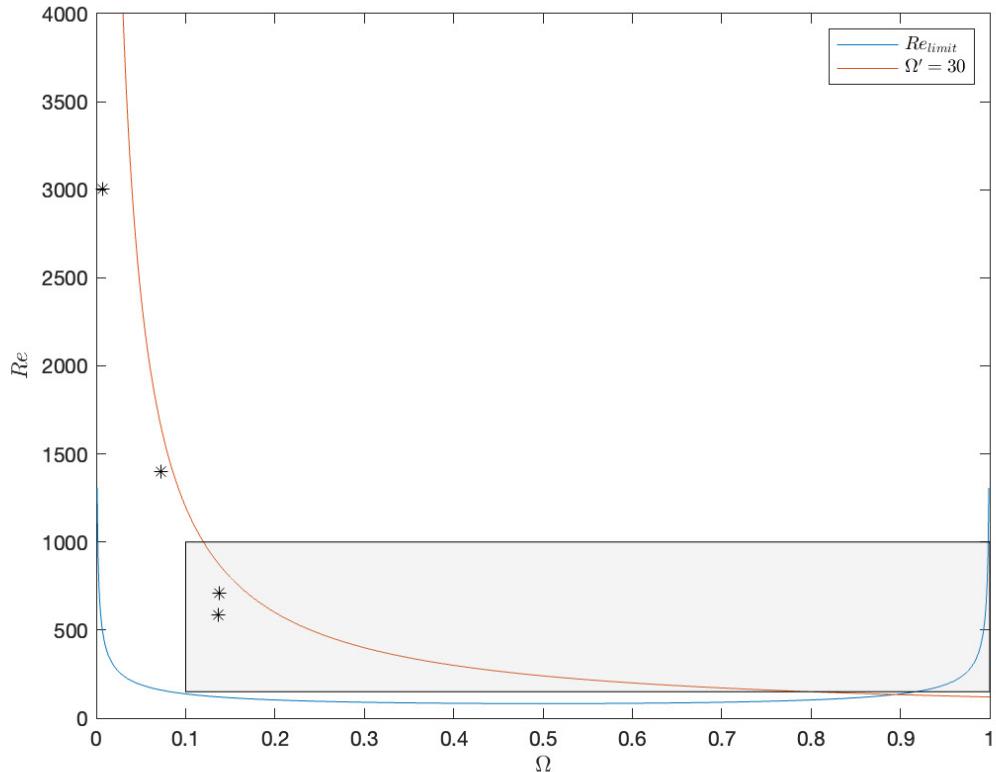
Trots att Couetteflöde är väl studerat finns det relativt få appliceringsområden där hög rotationshastighet uppstår mellan två vertikala plattor. Det kan däremot antas att motsvarande effekt uppstår i vissa smörjskikt i motorer och hydraulpumpar och vid olika sorters separatörer. Vidare syns de i

större skalar i många planeters atmosfär där dess yttre skikt och planetkärna skapar motsvarande effekt. Simuleringarna återspeglar de strukturer som uppstår där roterande delar har hög relativ hastighet.

4 Resultat

4.1 Jämförelser

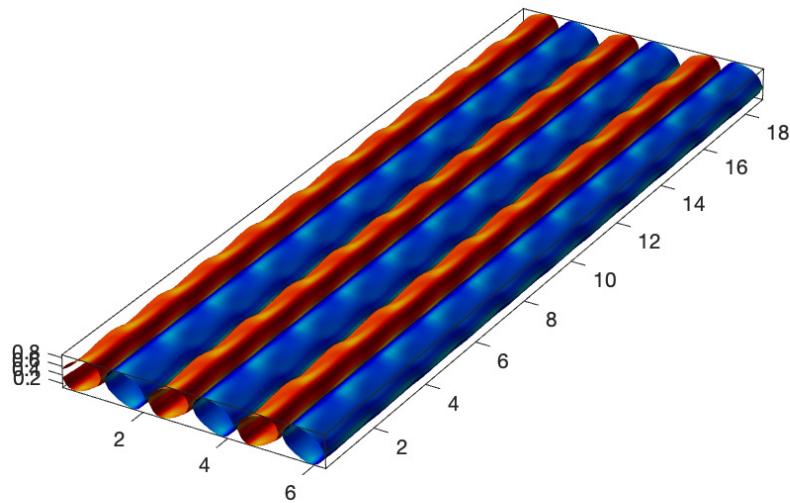
Enligt metodbeskrivningen påbörjades simuleringarna genom att jämföra simuleringens resultat med motsvarande resultat från (Tsukahara, Tillmark och Alfredsson, 2009) för att kontrollera simuleringens kredibilitet, se figur 6. Då jämförelsen gav gott resultat med liknande flödesstrukturer för motsvarande Ω och Re bedömdes simuleringen tillförlitlig. Se figur 8 för jämförelse.



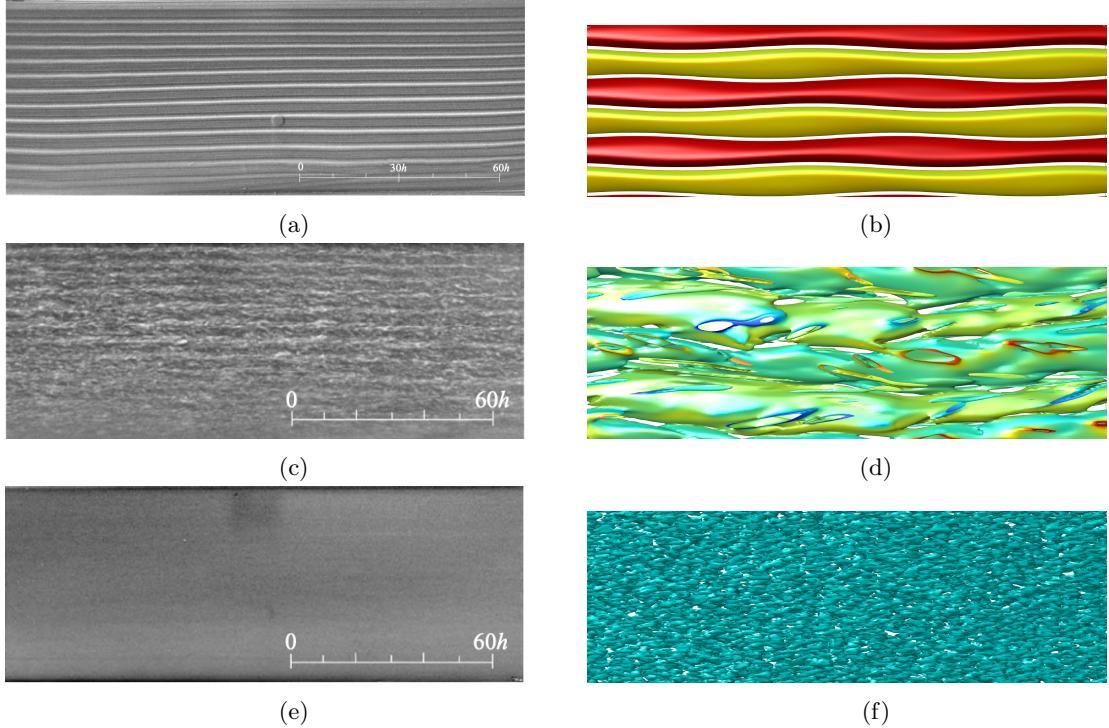
Figur 6: Undersökt område i grått. De utmarkerade prickarna markerar jämförelsepunkterna med rapporten från Tsukahara et al. Notera att jämförelser har gjorts utanför det undersökta området.

Resultatet från simuleringarna framställs som 3D-bilder i MATLAB enligt figur 7. Samtliga resultat har därför kunnat roteras och strukturerna har utvärderats från olika vinklar. För att förenkla

läsning presenteras dock resultatet endast från xy-planet då detta bäst illustrerar resultatet. Notera att färgskalorna mellan bilderna inte är desamma. Detta för att vissa bilder har stora hastighetsskillnader internt medan andra har väldigt mycket mindre differens. Om samtliga färgskalar var samma skulle vissa strukturer inte påvisa skillnad i flödet.



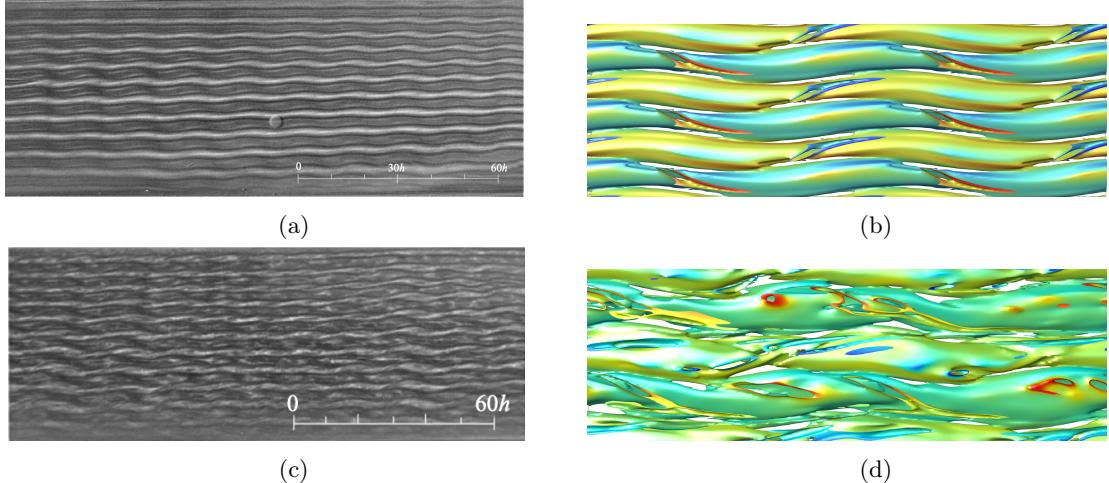
Figur 7: Visualisering av flödet i 3D vid $Re = 600$, $\Omega = 0.4$. Samtliga värden på axlarna är längderheter.



Figur 8: Resultat vid jämförelse mellan de verkliga experimenten och simuleringen. För (a) och (b): $Re = 712$, $\Omega = 0.138$. En tydligt stabil vågig rörstruktur. För (c) och (d): $Re = 3004$, $\Omega = 0.0067$. Roterande flödesstruktur med påbörjan till turbulent strömning. För (e) och (f): Laminärt flöde för respektive rapport som uppstår under Re_{limit} i figur 2. Notera längdskala h i figur (a), (c) och (e), som används i Tsukahara et al. sid 8.

Från figur 8 kan slutsatsen dras att resultatet från simuleringen stämmer gott överens med resultatet från Tsukahara et al. Vidare framgår även en av simuleringens svagheter, att då det krävs väldigt stor datakraft för att göra simuleringen i större kontrollvolymär är simuleringen endast en liten ruta av det som syns i rapporten från Tsukahara et al. och deras resultat. Det ”ordnade kaoset” i figur 8d är relativt konstant och uppstår i hela referensbilden. Utifrån antalet synliga virvlar i figur 8b bedöms simuleringarna visa ungefär halva området från rapporten av Tsukahara et al. Antagandet att samma resultat skulle uppstå i en motsvarande kontrollvolym från simuleringens kan göras. Figur 8e och 8f visar stora likheter mellan referensbilden och simuleringens resultat då flödet är laminärt. Resultatet bedöms tillförlitligt.

Utöver dessa har simuleringar genomförts nära randen (orange linje i figur 2) för att kontrollera att motsvarande flödesstrukturer uppstår.



Figur 9: Jämförelser av flödet med den tidigare rapporten. För (a,b): $Re = 588$ och $\Omega = 0.137$, för (c,d): $Re = 1400$ och $\Omega = 0.073$

Från resultaten ur figur 9 bedöms simuleringens resultat väldigt likt det förväntade resultatet från Tsukahara et al. och därmed påbörjades simuleringar för Reynoldstal och vinkelhastigheter som tidigare ej genomförts.

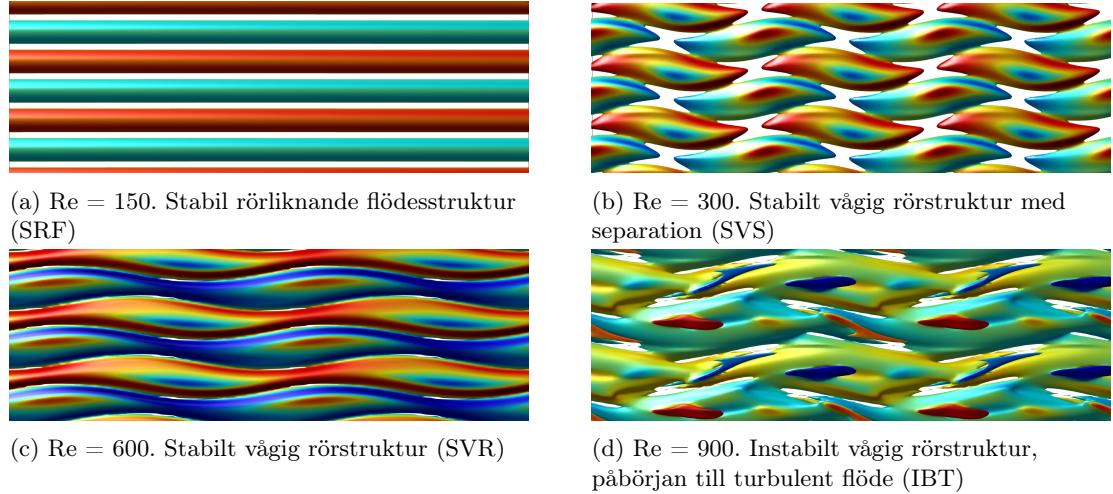
4.2 Simuleringsresultat och analys

Nedan listas bilderna för respektive Reynoldstal för de olika vinkelhastigheterna. Figurerna visar de tydliga strukturer som uppstått och mellan de upprisade strukturerna uppstår ”övergångsstrukturer” som delvis efterliknar de figurer som valts. I figur 19 och 20 demonstreras de olika flödesstrukturerna i en översiktsbild.

De olika flödesstrukturerna presenterade i figur 10 till 18 visar förändringarna i flödet då rotationshastigheten och Reynoldstalet förändras. Då samtliga variabler hålls enhetslösa kommer ett visst rotationstal med t.ex vatten i tanken ge samma flödesstruktur som hydraulolja (med ca 90 ggr högre viskositet) förutsatt att ΔU och d anpassas så att samma förhållande mellan Re och Ω uppnås. Uppdelningen av flödesstrukturerna har uppskattats efter de mönster som finns i respektive figur. Då flödesstrukturen är beroende av Reynoldstalet såväl som rotationen har flertalet olika strukturer uppstått vid olika rotationshastigheter. Från figur 19 kan ett antal slutsatser dras bland annat att för låga Reynoldstal domineras SRF över hela rotationsspannet, RFT är den dominerande flödesstrukturen för högre rotationstal och höga Reynoldstal samt att när Reynoldstalet ökar går samtliga rotationshastigheter mot mer turbulent flöde förutom för $\Omega = 0.2$. Utöver detta har ett antal överraskande strukturer uppstått bland annat då $\Omega = 0.8$ och $Re = 500$ vilket ger SRF som går emot det

förväntade resultatet för den punkten. Detsamma gäller för $\Omega = 0.2$ då $Re = 150$ då flödesstrukturen är SVR.

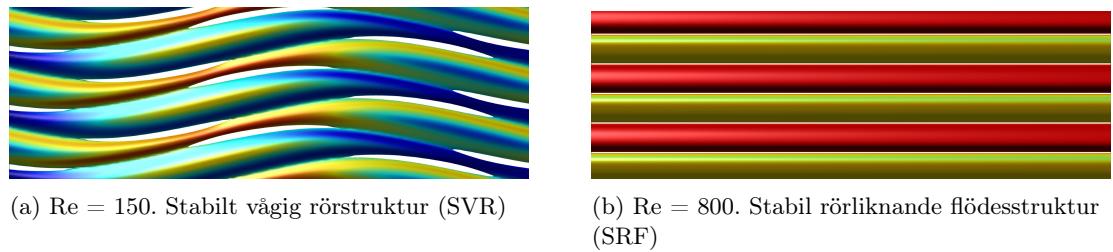
4.3 $\Omega = 0.1$



Figur 10: Med $\Omega = 0.1$ och olika Reynoldstal.

I figur 10 framgår de flödesstrukturer som framkommer vid $\Omega = 0.1$. Flödesstrukturen visar sig vara starkt beroende av Reynoldstalet och varierar relativt mycket över Reynoldsspannet. Flödestrukturerna som uppstår (IBT, SVR och SVS) återfinns endast för $\Omega = 0.1$ och innehåller delar där det ser ut som att flödet separerar och skapar tomrum (figur 10b). Detta visar på att virvelstrukturerna har en begränsad längd för denna kombination av Reynoldstal och rotationstal. Allt eftersom Reynoldstalet ökar övergår strukturen till SVR tills det till slut börjar bli instabilt nog att klassas som IBT där flödet gradvis blir mer och mer turbulent.

4.4 $\Omega = 0.2$



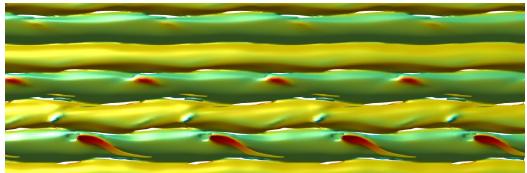
Figur 11: Med $\Omega = 0.2$ och olika Reynoldstal.

För $\Omega = 0.2$ är flödet för $Re = 150$ noterbart vågigt (SVR) vilket går emot det förväntade resultatet. När Reynoldstalet senare ökas övergår flödet snabbt till SRF och behåller den formen för resterande Reynoldstal. Då $\Omega = 0.2$ ligger vorticiteten (se figur 21) och den kinetiska energin (figur 24) i yz -planet på motsvarande nivå som för $\Omega = 0.7$. Däremot erhålls hela testområdets högsta gradient vid $Re = 1000$ (figur 22). Dessa skulle kunna vara en förklaring till att flödesstrukturen håller sig till SRF över hela spannet.

4.5 $\Omega = 0.3$



(a) $Re = 900$. Stabil rörliknande flödesstruktur (SRF)



(b) $Re = 1000$. Stabil rörliknande flödesstruktur med lokal vidhäftning (SRLV)

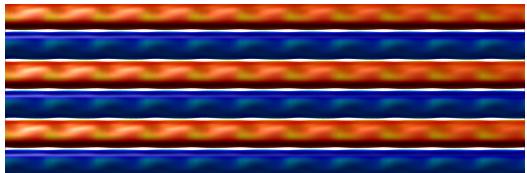
Figur 12: Med $\Omega = 0.3$ och olika Reynoldstal.

Vid $\Omega = 0.3$ domineras SRF fram till $Re = 1000$ då en tendens till mer turbulent flöde kan tydas. Vid jämförelse mellan $\Omega = 0.3$ och $\Omega = 0.2$ för vorticiteten, gradienten och den kinetiska energin (figur 21, 22 och 23) uppmärksamas att de är väldigt lika varandra vilket förklarar att flödesstruktureerna är relativt lika.

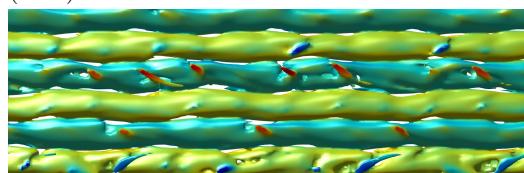
4.6 $\Omega = 0.4$



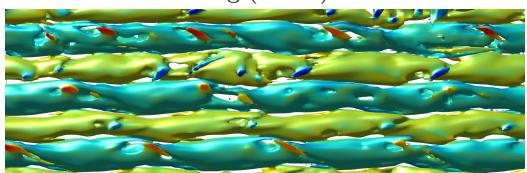
(a) $Re = 500$. Stabil rörliknande flödesstruktur (SRF)



(b) $Re = 600$. Stabil rörliknande flödesstruktur med lokal vidhäftning (SRLV)



(c) $Re = 800$. Roterande flödesstruktur med påbörjan till turbulent strömning (RFT)



(d) $Re = 1000$. Roterande flödesstruktur med påbörjan till turbulent strömning (RFT)

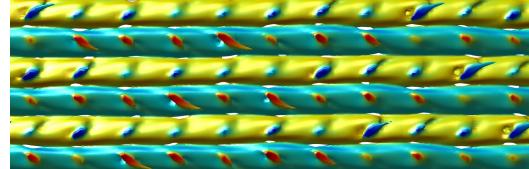
Figur 13: Med $\Omega = 0.4$ och olika Reynoldstal.

I figur 13 visas de strukturer som uppkommer då $\Omega = 0.4$. Det visar sig att strukturerna hålls relativt lika i grundstrukturen och stora likheter finns över hela Reynoldsspannet. Strukturerna och dess övergångar liknar de för $\Omega = 0.5$ och $\Omega = 0.6$ om än är strukturerna lite mindre tydliga. Strukturen SRLV som här uppstår vid $Re = 600$ visar sig vara en övergångsstruktur när flödet går från SRF till RFT vid $\Omega = 0.4$, 0.5 och 0.6.

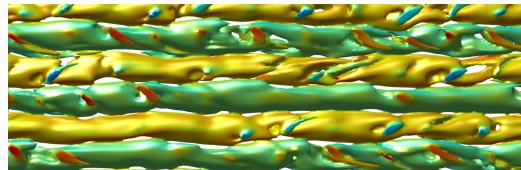
4.7 $\Omega = 0.5$



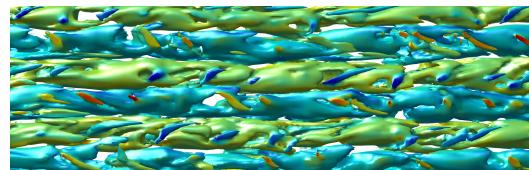
(a) $Re = 400$. Stabil rörliknande flödesstruktur (SRF)



(b) $Re = 500$. Stabil rörliknande flödesstruktur med lokal vidhäftning (SRLV)



(c) $Re = 700$. Roterande flödesstruktur med påbörjan till turbulent strömning (RFT)



(d) $Re = 1000$. Fullt utvecklad turbulent strömning (FUT)

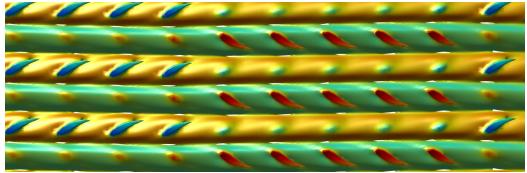
Figur 14: Med $\Omega = 0.5$ och olika Reynoldstal.

För $\Omega = 0.5$ visar det sig att strukturerna varierar på motsvarande sätt som för $\Omega = 0.4$. Skillnaden mellan de två ligger i att området för SRLV börjar för lägre Re samt att området är längre. En annan skillnad ligger i att det för högre Reynoldstal blir mer turbulent och flödet hinner nå FUT för $Re = 1000$, en struktur som inte återfinns för $\Omega = 0.4$.

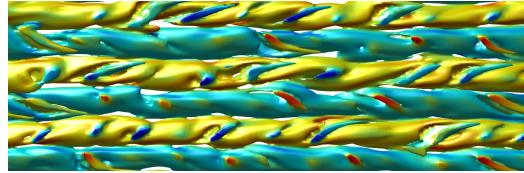
4.8 $\Omega = 0.6$



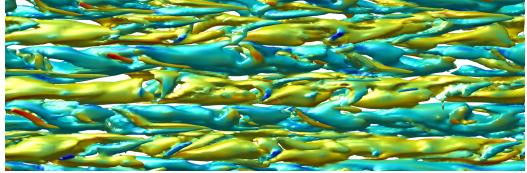
(a) $Re = 200$. Stabil rörliknande flödesstruktur (SRF)



(b) $Re = 400$. Stabil rörliknande flödesstruktur med lokal vidhäftning (SRLV)



(c) $Re = 600$. Roterande flödesstruktur, påbörjan till turbulent strömning (RFT)

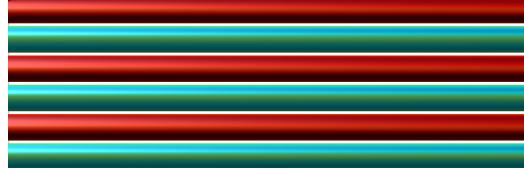


(d) $Re = 1000$. Fullt utvecklad turbulent strömning (FUT)

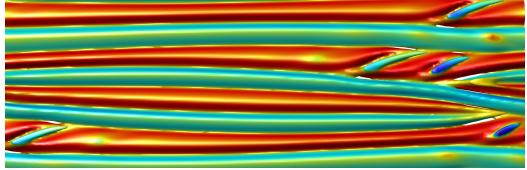
Figur 15: Med $\Omega = 0.6$ och olika Reynoldstal.

Flödesstrukturen för $\Omega = 0.6$ följer tydligt samma struktur som för $\Omega = 0.4$ och $= 0.5$. Området för SRLV blir återigen kortare än för $\Omega = 0.5$. Det visar sig också att övergången till att bli FUT tar längre tid och flödet genomgår en tid av LTF vid $Re = 800$.

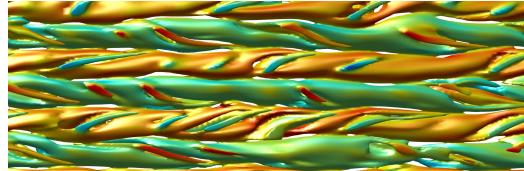
4.9 $\Omega = 0.7$



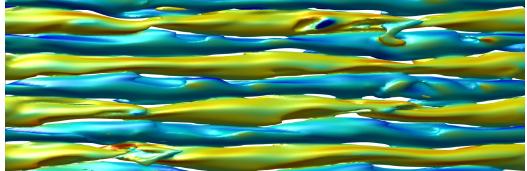
(a) $Re = 200$. Stabil rörliknande flödesstruktur (SRF)



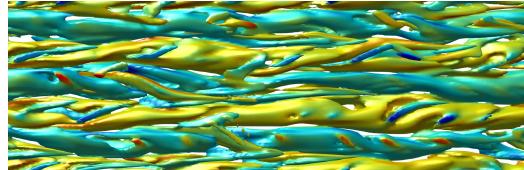
(b) $Re = 400$. Instabil rörliknande flödesstruktur (IRF)



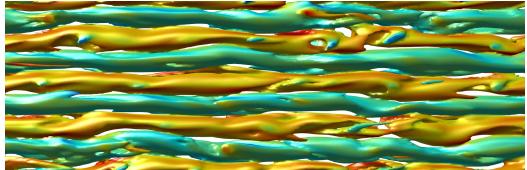
(c) $Re = 600$. Roterande flödesstruktur, påbörjan till turbulent strömning (RFT)



(d) $Re = 800$. Roterande flödesstruktur, påbörjan till turbulent strömning (RFT)



(e) $Re = 900$. Fullt utvecklat turbulent flöde (FUT)



(f) $Re = 1000$. Lokalt turbulent strömning (LTf)

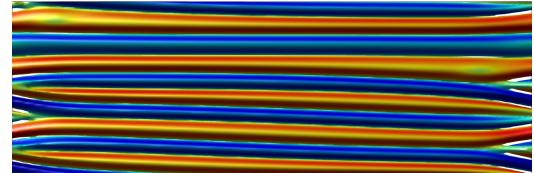
Figur 16: Med $\Omega = 0.7$ och olika Reynoldstal.

Vid $\Omega = 0.7$ uppstår IRF som visar sig som stabila rör med ett tydligt avbrott som leder till en lokal uppdelning av rören. Därefter blir flödet i en relativt långsam takt mer och mer turbulent och rörstrukturen är någorlunda tydlig ganska länge. Anmärkningsvärt är att flödet når dess mest turbulent tillstånd (FUT) vid $Re = 900$ och att den därefter blir mindre turbulent och blir LTF. Detta skiljer sig från de omringande rotationstalen.

4.10 $\Omega = 0.8$



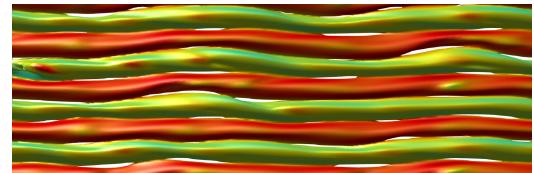
(a) $Re = 200$. Stabil rörliknande flödesstruktur (SRF)



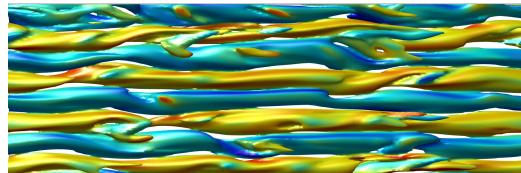
(b) $Re = 400$. Instabil rörliknande flödesstruktur (IRF)



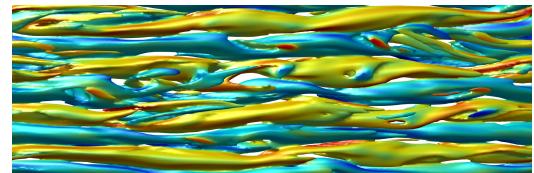
(c) $Re = 500$. Stabil rörliknande flödesstruktur (SRF)



(d) $Re = 600$. Böljande stabil rörliknande flödesstruktur (BSR)



(e) $Re = 800$. Roterande flödesstruktur, påbörjan till turbulent strömning (RFT)



(f) $Re = 1000$. Fullt utvecklad turbulent (FUT)

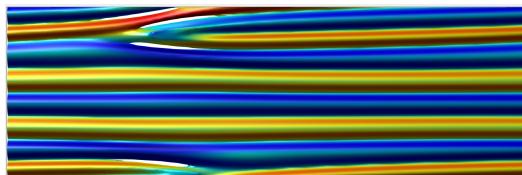
Figur 17: Med $\Omega = 0.8$ och olika Reynoldstal.

Vid $Re = 0.8$ övergår flödet från att vara stabila rör (SRF) till IRF för att sedan gå tillbaka till stabila rör igen vid $Re = 500$ men nu med fler, smalare rör (markeras som eget tecken i figur 19). Detta går emot det väntade resultatet och återfinns bara för detta Ω . Vidare framkommer även BSR som en övergångsstruktur mellan SRF och RFT. Denna struktur återfinns endast för $\Omega = 0.8$ och kan tänkas vara en effekt av den speciella versionen av SRF som uppstod.

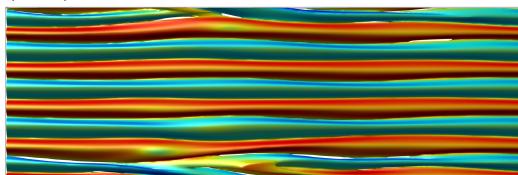
4.11 $\Omega = 0.9$



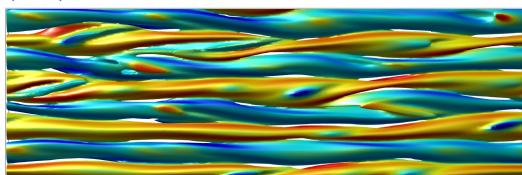
(a) $Re = 200$. Stabil rörliknande flödesstruktur (SRF)



(b) $Re = 300$. Instabil rörliknande flödesstruktur (IRF)



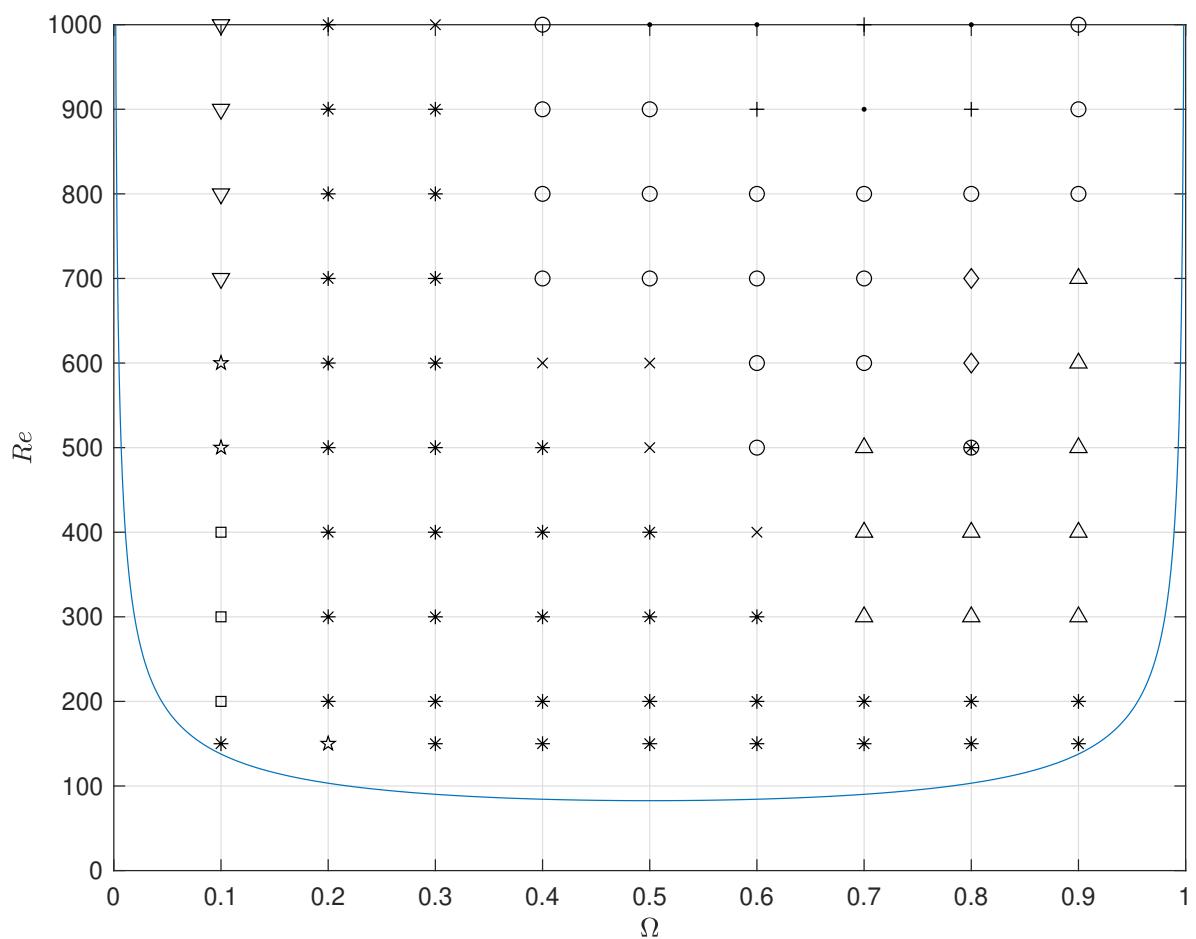
(c) $Re = 700$. Instabil rörliknande flödesstruktur (IRF)



(d) $Re = 800$. Roterande flödesstruktur, påbörjan till turbulent strömning (RFT)

Figur 18: Med $\Omega = 0.9$ och olika Reynoldstal.

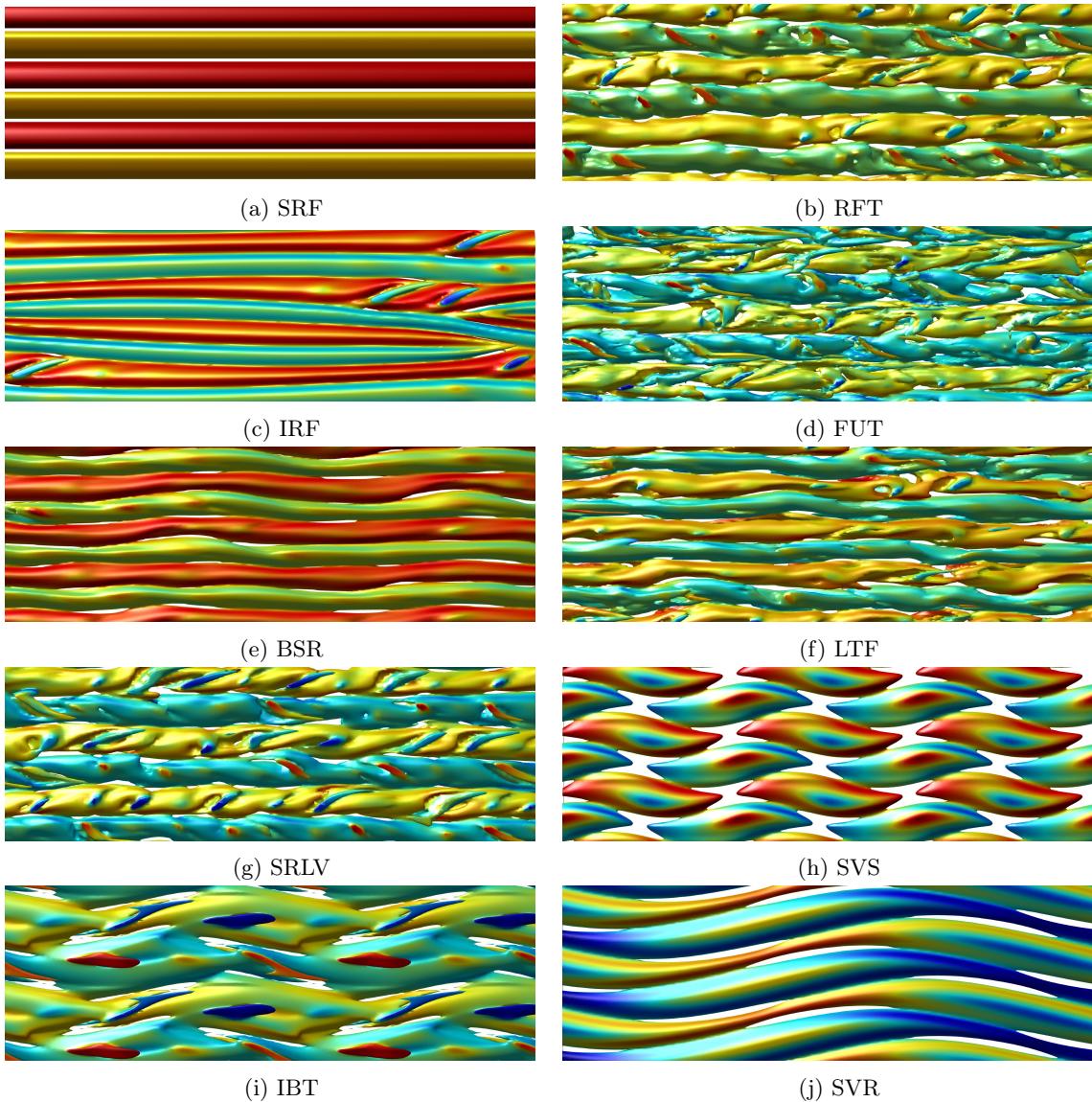
Vid $\Omega = 0.9$ finns en nämnvärt lång period av IRF som övergår till RFT vid $Re = 800$. Rören blir smalare och fler när Reynoldstalet ökar men fortsätter vara IRF. Därefter blir flödet mer turbulent men stannar på RFT vid $Re = 1000$.



Figur 19: Översiktsbild av uppskattade flödesstrukturer, den blåa linjen beskriver området för teoretisk övergång mellan laminärt och icke-laminärt flöde. För teckenförklaring se tabell 1.

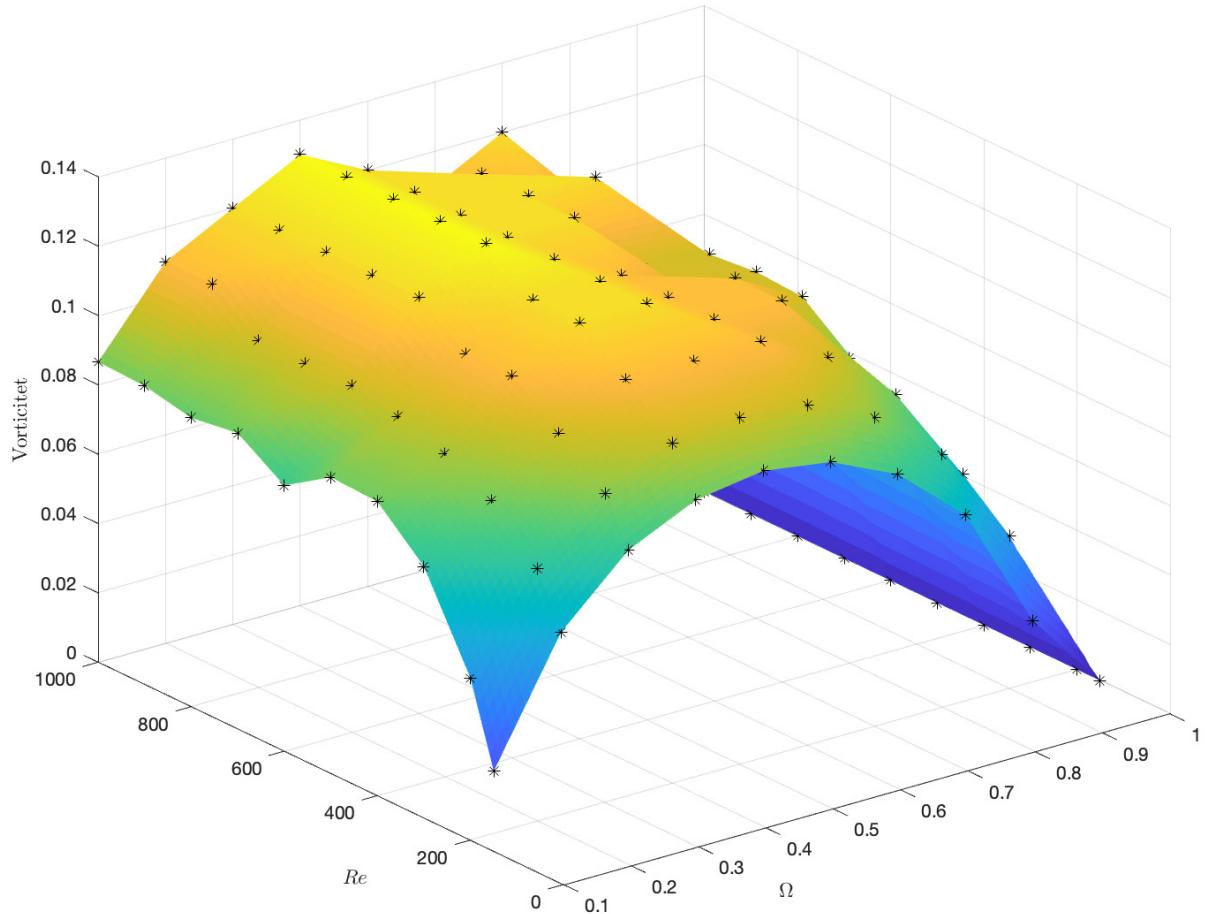
Tabell 1: Förtydligande av flödesstrukturers beteckning.

Namn	Förkortning	Beteckning
Stabil rörlirknande flödesstruktur	SRF	$*$, \oplus
Roterande flödesstruktur, påbörjan till turbulent strömning	RFT	\circ
Instabil rörlirknande flödesstruktur	IRF	\triangle
Fullt utvecklad turbulent flöde	FUT	\cdot
Böljande stabil rörlirknande flödesstruktur	BSR	\diamond
Lokalt turbulent flöde	LTF	$+$
Stabil rörlirknande flödesstruktur med lokal vidhäftning	SRLV	\times
Stabilt vågig rörstruktur med separation	SVS	\square
Instabilt vågig rörstruktur, påbörjan till turbulent flöde	IBT	\triangledown
Stabilt vågig rörstruktur	SVR	\star



Figur 20: Visuell representation av de olika flödesstrukturerna. För fullständiga namn se tabell 1.

4.12 Vorticitet



Figur 21: Visuell representation av styrkan på vorticiteten i flödet beroende på Reynolds tal och rotationshastighet. Notera att vorticiteten är enhetslös.

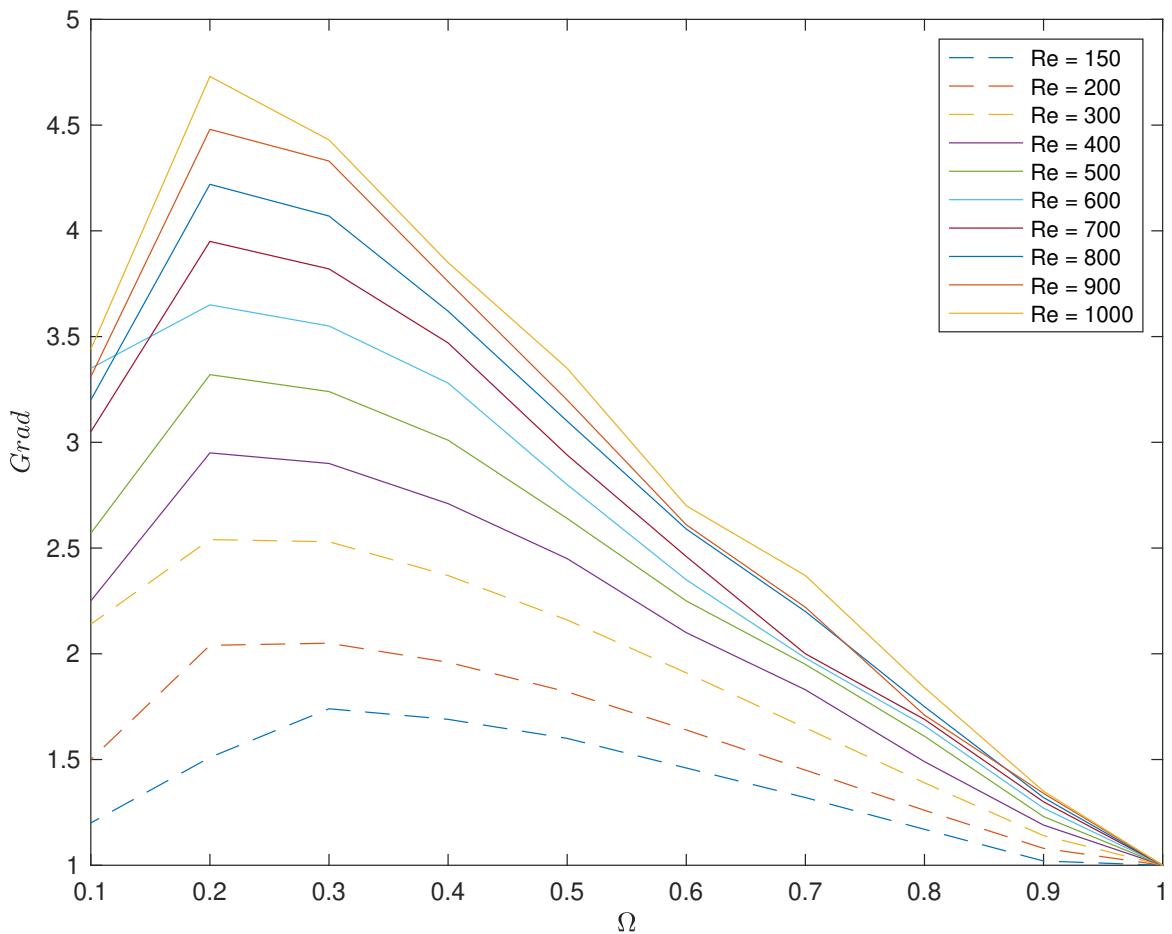
I figur 21 framgår hur vorticiteten varierar över området. Från figuren framgår att vorticiteten för $\Omega = 0.1$ är motsvarande den för $\Omega = 0.8$. Vidare visar det sig att vorticiteten ligger på motsvarande nivåer för $\Omega = 0.2$ och $\Omega = 0.7$ samt att stora likheter återfinns för $\Omega = 0.3$ och $\Omega = 0.5$. Det största värdet på vorticiteten finns vid $\Omega = 0.4$. Vid kontroller från figur 10 till 18 framkommer att det inte finns några större likheter mellan de ihopparade rotationstalen.

I figur 21 framgår att vorticiteten ökar med Reynoldstalet fram tills $Re \approx 400$ då det planar ut och ligger på en stabil nivå för resterande Reynoldstal. Då vorticiteten har ett högsta värde på $\Omega = 0.4$ och relativt höga värden på $\Omega = 0.3$ och $\Omega = 0.5$ borde vorticitetens inverkan yttra sig vid jämförelse med

figur 19. Ur den framgår att det är SRF och RFT som framkommer vid höga värden på vorticiteten. Vidare ligger vorticiteten på ca 0.09 för stora delar av $\Omega = 0.1$ och $\Omega = 0.8$, mellan dessa kan däremot inga samband hittas för motsvarande Re . Vid $\Omega = 1$ ligger vorticiteten på 0. Detta är i enighet med det väntade resultatet då flödet är laminärt ska flödet inte ha någon rotation och därmed är ingen vorticitet. För $\Omega = 0.9$ återfinns det en vorticitet på mellan 0.06 och 0.07. Detta kan ha en inverkan på flödet och det faktum att flödet behöll IRF över ett långt Reynoldsspann.

Vorticitetens påverkan på flödesstrukturen verkar inte ensamt kunna förklara de strukturer som uppstår då det finns för få samband mellan struktur och styrka på vorticitet.

4.13 Gradient

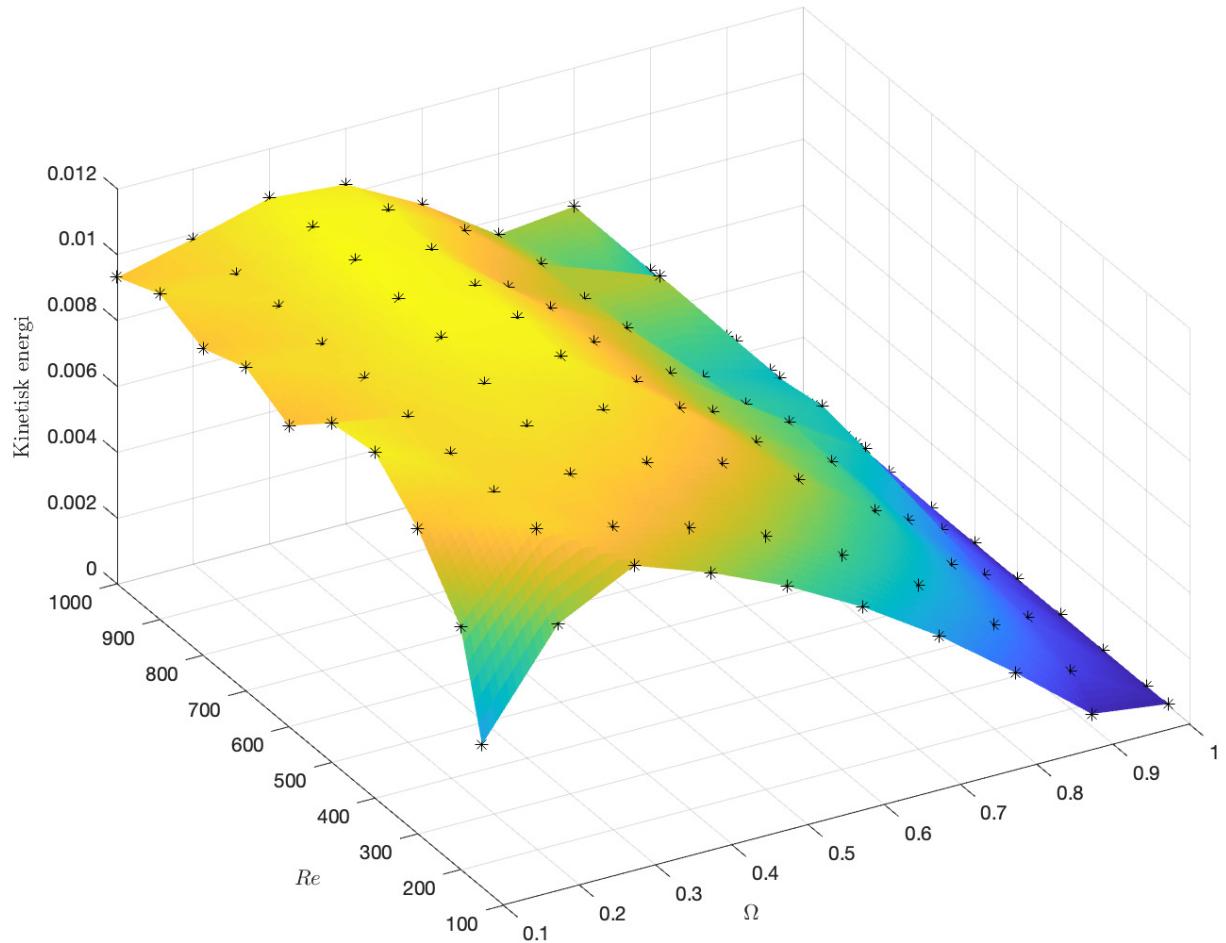


Figur 22: Grafisk presentation av hastighetsgradienten över det undersökta området. Notera att gradienten är enhetslös.

För gradienten uppkommer det högsta värdet vid $\Omega = 0.2$ och $Re = 1000$ därifrån minskar värdet åt alla riktningar, se figur 22. Vid jämförelse mot figur 19 framgår att inget mönster tydligt korrelerar med det beteendet. Flödesstrukturen SRF uppkommer både vid gradientens högsta och lägsta värde då $\Omega = 0.2$ samt för nästan samtliga Ω då $Re = 150 - 200$. Vidare uppmärksamas att gradientens värde är desamma vid exempelvis punkterna $Re = 150$, $\Omega = 0.4$ och $Re = 700$, $\Omega = 0.8$ men att de flödesstrukturer som uppstår på de punkterna är SRF respektive BSR. Denna sorts motsägelse finns på flera ställen över gradienten och leder till slutsatsen att gradienten inte ensamt kan förklara vilken struktur som uppstår. Dock är en möjlig slutsats att en hög gradient tillåter stabilitet i flödet och att det är anledningen till att för $\Omega = 0.2$ erhålls SRF över hela spannet, med andra ord leder en hög gradient till tydliga virvelstrukturer. Flödesstrukturerna IRF och LTF verkar kräva ganska låga värden på gradienten då de inte uppkommer för värden över $grad = 2.5$.

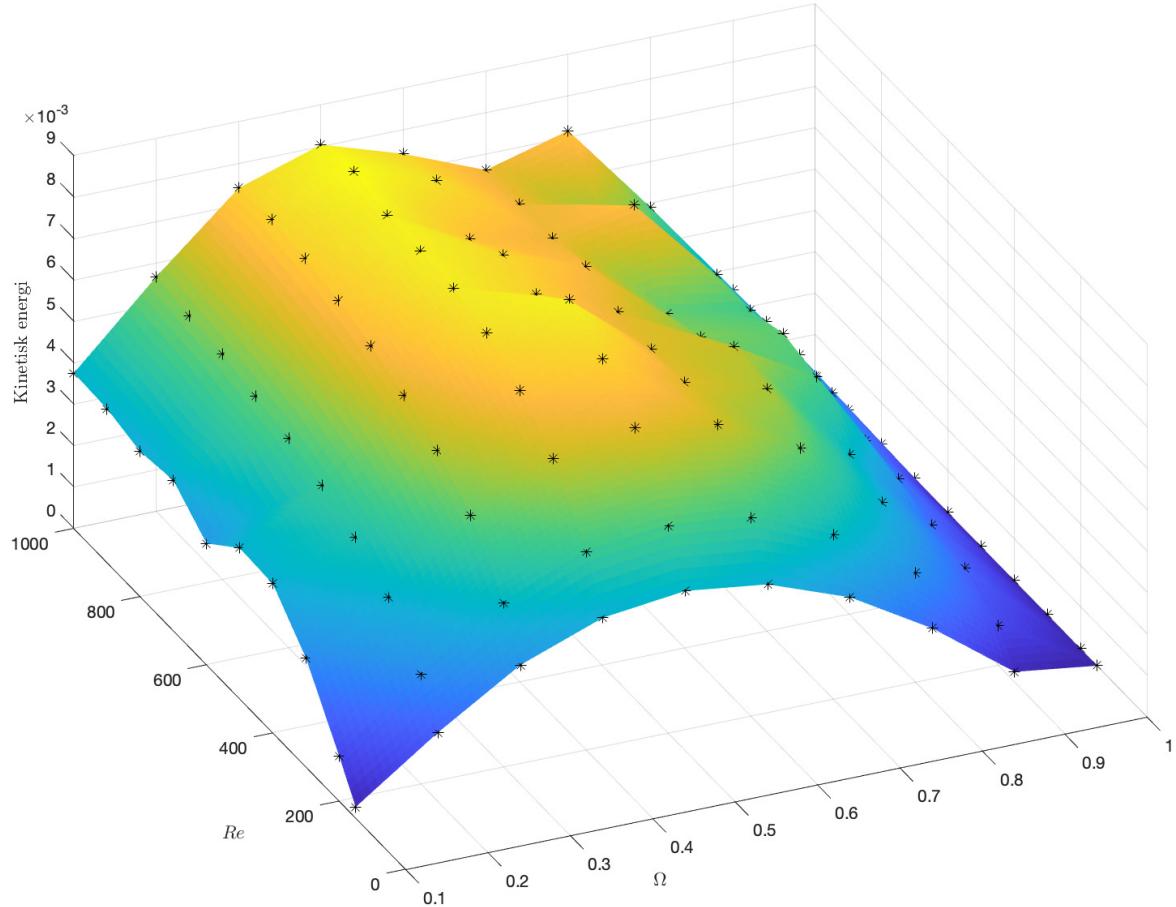
4.14 Kinetisk energi

4.14.1 Total kinetisk energi



Figur 23: Visuell framställning över den totala kinetiska energin i flödet. Varje punkt i figur 23 representerar en simulering. Notera att den kinetiska energin är enhetslös.

4.14.2 Kinetisk energi i yz-planet



Figur 24: Den kinetiska energin i yz-riktningen. Här framgår endast rotationen på flödet i riktning med tvärsnittet.

Den kinetiska energin i yz-planet beskriver samma sak som den totala kinetiska energin men är begränsad till den del av energin som rör sig vinkelrätt mot flödesriktningen.

Ur figur 23 och 24 framgår att både den totala kinetiska energin och den kinetiska energin i yz-planet har en liknande struktur som vorticiteten (figur 21). Detta är det väntade resultatet då ett flöde med hög rotation har stora krafter och därmed större kinetisk energi. Skillnaden mellan den totala energin och energin i yz-planet är som störst för låga Ω då differensen ligger på ca 0.005 enheter för att sedan minska till ca 0.002 vid $\Omega = 0.4$, en nivå som hålls konstant för resterande Ω . Denna differens bedöms beror på corioliseffektens bidrag. Den kinetiska energins variation kan

tyckas anmärkningsvärd då den inte ökar i takt med att rotationshastigheten ökar. Detta innebär att en högre rotation inte nödvändigtvis ökar den kinetiska energin i flödet. Att det maximala värdet på den kinetiska energin uppstår vid $\Omega = 0.4$ kan tydas som att flödets energiåtgång är som störst där och att vätskan därmed procentuellt tar upp mer energi än vid andra rotationshastigheter.

4.14.3 Kontroll av högre Reynoldstal

För att kunna göra en bedömning av hur vorticitet, gradient och den kinetiska energin förändras bortom $Re = 1000$ har en körning på $Re = 3000$, $\Omega = 0.4$ gjorts. Resultatet presenteras nedan i tabell 2. Denna tillåter en rimligare bedömning av området bortom $Re = 1000$. Resultatet diskuteras i avsnitt 5.

Tabell 2: Kontroll av $Re = 3000/\Omega = 0.4$

Vort	Grad	Kin	Kin yz
8.95e-3	6.45	7.16e-3	0.12

5 Diskussion

5.1 Flödesstrukturer

För att hitta mönster i hur vorticiteten, gradienten och den kinetiska energin påverkar flödet har en tabell ställts upp som beskriver värdena på dessa. Efter analys av figur 21, 22 och 23 har punkterna delats upp i låg, medel och hög för att en generalisering ska kunna göras, se tabell 3.

Tabell 3: Beskrivning av vorticiteten, gradienten och den kinetiska energin vid olika flödesstrukturer. Beträckningarna: (l) = låg, (m) = medel, (h) = hög.

Flödesstruktur	Vorticitet	Gradient	Kinetisk energi
SRF	m,h	l,m,h	l,m,h
RFT	l,h	l,m,h	l,m,h
IRF	l	l,m	l,m
FUT	m,h	l,m	m,h
BSR	m	l	m
LTF	m,h	l,m	m
SRLV	h	m	m,h
SVS	m	l,m	h
IBT	m	m	h
SVR	m	m	h

Ur tabell 3 avläses styrkan på vorticiteten, gradienten och den kinetiska energin. Det framgår att SFR och RFT är de strukturer som kan uppkomma då vorticiteten är medel eller hög samt för samtliga

värden på gradienten och den kinetiska energin. Då de båda strukturerna är relativt lika varandra men RFT är aningen mer turbulent är detta ett rimligt resultat där de exakta kombinationerna av dessa för respektive punkt visar att när vorticiteten är som högst är det RFT som domineras. Högre rotationstal verkar vara anledningen till övergången då RFT inte uppstår under $\Omega = 0.4$. Vidare framgår det att RFT och IRF är de strukturer som uppstår om vorticiteten är låg och att om så är fallet kommer RFT uppstå om den kinetiska energin är hög. Dessa två flöden har någorlunda lika struktur där IRF är ett steg närmare turbulent flöde. Det bedöms därför som rimligt att den uppstår vid högre värden på samtliga tre mätvärden. För FUT och LTF gäller att de båda uppstår för relativt lika värden på vorticitet och gradient men för att det ska bli FUT krävs en högre kinetisk energi. Det är befogat att se detta resultat som rimligt då FUT är mer turbulent än LTF. Vidare bildas FUT först vid högre Reynoldstal än LTF. För att BSR ska uppstå krävs att vorticiteten och den kinetiska energin är medelstark och en relativt låg gradient. Denna kombination återfinns endast vid $\Omega = 0.8$ och skapas som en övergång från SRF till RFT. Den verkar kräva en hög rotationshastighet och ett medelhögt Reynoldstal. Om vorticiteten är hög, gradienten är medel och den kinetiska energin är medel eller hög kan SRLV skapas. Den verkar kräva att $\Omega = 0.5 - 0.6$ och då medelhöga Reynoldstal. Den har stora likheter med SRF och ett rimligt antagande är att gränserna för dessa övergångar kan vara ganska flytande då SRF och SRLV kan uppstå för relativt lika värden på mätvärdena. Om både vorticiteten och gradienten är medelstark och den kinetiska energin är hög kan antingen SVS, IBT eller SVR uppstå. Dessa tre strukturer uppstår endast för $\Omega = 0.1$ och varierar med Reynoldstalet enligt figur 19.

5.2 Vorticitet

Vorticitetens påverkan på flödet verkar inte entydigt kunna förklara flödets struktur. Dess variation då Reynoldstalet ökar är relativt liten och kommer snabbt upp till en nivå där den planar ut. Ur tabell 3 framgår att den verkar vara relativt konstant även för högre Reynoldstal men ytterligare simuleringar krävs för att kunna fastställa detta resultat. Den relativta variationen i vorticiteten är större när rotationshastigheten förändras och vorticitetens variation uppvisar stora likheter med den kinetiska energins förändring. Att vorticiteten påvisar ett maximum när $\Omega = 0.4$ innehåller att rotationen i flödet är som starkast då och att de flödesstrukturer som finns där (SRF och RFT) då bedöms som de starkaste.

5.3 Gradient

Gradienten uppvisar ett största värde vid $Re = 1000$, $\Omega = 0.2$. Resultatet kan tyckas anmärkningsvärt då det innebär att vätskan har högst total hastighetsgradient för de värdena på Reynoldstalet respektive rotationshastigheten. Därutöver har gradientens generella utseende ingen tydlig påverkan på flödesstrukturerna. Det framgår ur figur 22 att då flödet är laminärt är gradienten $grad = 1$ oavsett rotationshastighet eller Reynoldstal. Detta i enighet med det förväntade resultatet då det ligger utanför Re_{limit} i figur 2. Då inga virvlar uppstår i laminära flöden kommer flödet endast ha en hastighet i flödesriktningen (x-riktningen). Detta leder i sin tur till att hastighetsgradienten har ett värde på ett. Ur tabell 3 avläses att gradienten fortsätter stiga i samma takt när Reynoldstalet ökas till $Re = 3000$. Det är förväntat då högre Reynoldstal innebär högre relativ hastighet mellan plattorna, större avstånd alternativt lägre viskositet där alla tre förändringar innebär att flödet rör sig snabbare. För att fastställa resultatet kommer däremot fler simuleringar krävas.

5.4 Kinetisk energi

Ur figur 23 och 24 framgår det att ett maximalt värde för den kinetiska energin uppnås vid $\Omega = 0.3 - 0.4$ och att den dalar när Ω fortsätter öka. Att den kinetiska energin har ett maxvärde innebär att det krävs mest energi att skapa skjuvning i vätskan vid detta rotationstal. Differensen mellan den totala kinetiska energin och den kinetiska energin i yz-riktning beror på corioliseffektens inverkan. Då Ω ökar kommer corioliseffekten öka vilket leder till en minskning i differensen mellan de två. Enligt definitionen för kinetisk energi (ekv 8) kommer flödets hastighet, vid laminärt flöde, endast ha en komponent i u-led. Detta innebär att två av komponenterna (v' och w') kommer bli noll samt att flödet i differensen mellan hastigheten och dess medelhastighet går mot noll enligt: $u' \rightarrow 0$. Detta resulterar i att den kinetiska energin i flödet minskar när rotationshastigheten ökar.

5.5 Förbättringsområden

Det finns flera förbättringsområden för att försäkra simuleringarnas noggrannhet. Kontrollvolymernas storlek samt att använda finare tidssteg är två direkta sätt för att förbättra resultatets precision. Då flödet blir mer och mer komplext kan ett tätare beräkningsrutnät behövas för att få ut den nödvändig upplösning för analys av flödet. I teorin ger ett tätare rutnät bättre resultat. Det kräver dock mer datorkraft vilket gör att det oftast blir en avvägning om hur tätt rutnätet ska vara för att ge ett tillfredsställande resultat.

Om simuleringen körs för kort tid hinner vissa komplexa strukturer inte nå ett stabilt läge vilket

visar sig som en felaktig bild av flödet. Denna rapport har endast behandlat de strukturer som uppstått när flödet nått ett stabilt läge.

Uppdelningen i flödesstrukturen har uppskattats för att på ett relativt tydligt sätt kunna tyda resultaten. Om uppdelningarna görs på annat sätt skulle det möjligtvis kunna leda till att andra slutsatser kan dras gällande vorticitetens, gradientens och den kinetiska energins påverkan på flödesstrukturerna.

Då resultaten bygger på simuleringar och inte verkliga experiment finns alltid risken att något inte stämmer. Flertalet kontroller har dock genomförts för att validera simuleringens resultat.

6 Slutsatser

När Couetteflödet roteras kommer vorticiteten, gradienten och den kinetiska energin förändras beroende på vilken rotationshastighet och Reynoldstal som används. Det har visat sig att ingen av de tre kan ensamt förklara vilken sorts flödesstruktur som kommer uppstå. Det har däremot funnits att vissa strukturer kräver vissa värden på respektive mätvärde för att kunna uppstå där t.ex IRF kräver en relativt låg vorticitet. Andra strukturer som SRF kan uppstå för både låga, medel och höga värden på gradient och kinetisk energi. Då flödesstrukturerna förändras olika snabbt för olika Reynoldstal är det näst intill omöjligt att förutspå vilken struktur som kommer uppstå närmast. För låga Reynoldstal och för $\Omega = 0.2 - 0.3$ domineras SRF. För lägre rotationshastigheter är övergången från SRF till RFT snabb medan när Ω ökar kommer flödet kräva längre tid för övergången. Detsamma gäller för övergången mellan RFT till FUT. Då det i vissa appliceringsområden krävs mer turbulens (t.ex i vissa medicinska tillämpningar) har denna rapport visat att det då krävs höga rotationstal och höga Reynoldstal. När $\Omega = 0.4$ kräver flödet procentuellt mest energi då de starkaste virvlarna i yz-planet uppstår. Ovanför denna nivå kommer flödet lättare drivas i x-riktningen. Vid $\Omega = 0.2$ är motståndet i vätskan högst. Då uppstår starka virvlar vilket verkar öka rörelsetransportmängden som i sin tur ökar gradienten. Virvelstrukturerna bidrar till flödets friktionsmotstånd. Ökas Ω ytterligare minskar motståndet till att vid $\Omega = 1$ ha blivit så litet att flödet blir laminärt.

7 Bilagor

7.1 Parametrar

Tabell 4: Parametrar

Parameter	Beteckning	Enhets
Reynoldstal $Re = Uh/\nu$	Re	[-]
Hastighetsskillnaden mellan de två plattorna dividerat med två	ΔU	[m/s]
Avståndet mellan plattorna	d	[m]
Vätskans kinetiska viskositet	ν	[kg/s·m]
Rotationshastighet	Ω	[1/s]

```

[96 96 64          ! itot, jtot, ktot
18.85 6.283 1.      ! lx, ly, lz
3.2              ! gr
1.2 1.0e5         ! cfl, dtmin
1. 1. 200.        ! uref, lref, rey
0. 0.1           ! rotx, roty
cou             ! inivel
T               ! is_wallturb
6000000 100. 0.1   ! nstep, time_max, tw_max
T F F           ! stop_type(1:3)
F T 0           ! restart, is_overwrite_save, nsaves_max
10 100 10000 5000000 50000 50000 ! icheck, iout0d, iout1d, iout2d, iout3d, isave
P P  P P  D D    ! cbcvel(0:1,1:3,1) [u BC type]
P P  P P  D D    ! cbcvel(0:1,1:3,2) [v BC type]
P P  P P  D D    ! cbcvel(0:1,1:3,3) [w BC type]
P P  P P  N N    ! bcpree(0:1,1:3) [p BC type]
0. 0. 0. 0. -0.5 0.5 ! bcvel(0:1,1:3,1) [u BC value]
0. 0. 0. 0. 0. 0. ! bcvel(0:1,1:3,2) [v BC value]
0. 0. 0. 0. 0. 0. ! bcvel(0:1,1:3,3) [w BC value]
0. 0. 0. 0. 0. 0. ! bcpree(0:1,1:3) [p BC value]
0. 0. 0.          ! bforce(1:3)
F F F           ! is_forced(1:3)
0. 0. 0.          ! velf(1:3)
0 0              ! dims(1:2)

```

Figur 25: Indata till simulering i CaNs. Där Ω = roty och Re = rey ändras mellan körningar.

7.2 Simuleringsdata

Tabell 5: Datapunkter

Re/Ω	Kin	Kin yz	Vort strength	Grad
150/1	7.48e-5	1.17e-17	4.85e-9	1.0
200/1	7.49e-5	1.44e-17	5.37e-9	1.0
300/1	7.49e-5	1.04e-17	4.56e-9	1.0
400/1	7.49e-5	1.41e-17	5.32e-9	1.0
500/1	7.48e-5	2.42e-17	6.96e-9	1.0
600/1	7.49e-5	4.62e-17	9.60e-9	1.0
700/1	7.48e-5	6.06e-17	1.10e-8	1.0
800/1	7.47e-5	5.84e-17	1.08e-8	1.0
900/1	7.49e-5	9.07e-17	1.34e-8	1.0
1000/1	7.47e-5	1.17e-16	1.49e-8	1.0
150/0.9	3.83e-4	2.61e-4	2.28e-2	1.02
200/0.9	1.15e-3	9.69e-4	4.40e-2	1.08
300/0.9	1.68e-3	1.53e-3	5.53e-2	1.14
400/0.9	1.90e-3	1.74e-3	5.92e-2	1.19
500/0.9	2.18e-3	2.05e-3	6.40e-2	1.23
600/0.9	2.25e-3	2.13e-3	6.52e-2	1.27
700/0.9	2.61e-3	2.47e-3	7.05e-2	1.3
800/0.9	2.72e-3	2.57e-3	7.17e-2	1.32
900/0.9	2.69e-3	2.54e-3	7.13e-2	1.34
1000/0.9	2.63e-3	2.49e-3	7.05e-2	1.35
150/0.8	2.24e-3	1.72e-3	5.88e-2	1.17
200/0.8	3.15e-3	2.65e-3	7.28e-2	1.26
300/0.8	3.90e-3	3.52e-3	8.39e-2	1.39
400/0.8	4.18e-3	3.86e-3	8.79e-2	1.49

500/0.8	5.25e-3	4.92e-3	9.92e-2	1.61
600/0.8	5.47e-3	5.14e-3	1.00e-1	1.66
700/0.8	5.23e-3	4.87e-3	9.86e-2	1.69
800/0.8	5.27e-3	4.91e-3	9.91e-2	1.75
900/0.8	4.75e-3	4.39e-3	9.38e-2	1.71
1000/0.8	5.24e-3	4.89e-3	9.88e-2	1.84
150/0.7	3.97e-3	2.88e-3	7.59e-2	1.32
200/0.7	4.96e-3	3.97e-3	8.91e-2	1.45
300/0.7	6.14e-3	5.25e-3	1.00e-1	1.65
400/0.7	6.54e-3	5.85e-3	1.10e-1	1.83
500/0.7	6.66e-3	6.06e-3	1.10e-1	1.95
600/0.7	6.13e-3	5.46e-3	1.00e-1	1.98
700/0.7	5.88e-3	5.21e-3	1.00e-1	2.0
800/0.7	7.86e-3	7.00e-3	1.20e-1	2.2
900/0.7	6.35e-3	5.71e-3	1.10e-1	2.22
1000/0.7	7.80e-3	7.15e-3	1.20e-1	2.37
150/0.6	5.46e-3	3.60e-3	8.49e-2	1.46
200/0.6	6.50e-3	4.80e-3	9.80e-2	1.64
300/0.6	7.71e-3	6.23e-3	1.10e-2	1.91
400/0.6	7.77e-3	6.42e-3	1.10e-2	2.1
500/0.6	7.60e-3	6.40e-3	1.10e-2	2.25
600/0.6	7.70e-3	6.47e-3	1.10e-2	2.35
700/0.6	7.97e-3	6.76e-3	1.20e-1	2.46
800/0.6	7.79e-3	6.61e-3	1.20e-1	2.59
900/0.6	7.75e-3	6.62e-3	1.20e-1	2.61
1000/0.6	7.55e-3	6.61e-3	1.10e-1	2.7

150/0.5	6.71e-3	3.85e-3	8.78e-2	1.6
200/0.5	7.68e-3	5.01e-3	1.00e-1	1.82
300/0.5	8.80e-3	6.55e-3	1.10e-1	2.16
400/0.5	9.42e-3	7.39e-3	1.20e-1	2.45
500/0.5	9.13e-3	8.00e-3	1.20e-1	2.64
600/0.5	9.24e-3	7.31e-3	1.20e-1	2.8
700/0.5	9.18e-3	7.44e-3	1.20e-1	2.94
800/0.5	8.74e-3	7.00e-3	1.20e-1	3.1
900/0.5	9.38e-3	7.58e-3	1.20e-1	3.2
1000/0.5	9.09e-3	7.41e-3	1.20e-1	3.35
150/0.4	7.73e-3	3.16e-3	8.49e-2	1.69
200/0.4	8.55e-3	4.80e-3	4.80e-2	1.96
300/0.4	9.45e-3	6.22e-3	6.22e-3	2.37
400/0.4	9.97e-3	7.05e-3	7.05e-3	2.71
500/0.4	1.05e-2	7.61e-3	7.61e-3	3.01
600/0.4	1.06e-2	7.86e-3	7.86e-3	3.28
700/0.4	1.05e-2	7.95e-3	7.95e-3	3.47
800/0.4	1.05e-2	7.97e-3	7.97e-3	3.62
900/0.4	1.06e-2	8.21e-3	8.21e-3	3.76
1000/0.4	1.03e-2	8.04e-3	8.04e-3	3.85
150/0.3	8.55e-3	2.88e-3	7.59e-2	1.74
200/0.3	9.18e-3	3.97e-3	8.91e-2	2.05
300/0.3	9.72e-3	5.26e-3	1.00e-1	2.53
400/0.3	1.01e-2	6.01e-3	1.10e-2	2.9
500/0.3	1.03e-2	6.51e-3	1.10e-2	3.24
600/0.3	1.06e-2	6.89e-3	1.20e-2	3.55

700/0.3	1.07e-2	7.15e-3	1.20e-2	3.82
800/0.3	1.08e-2	7.35e-3	1.20e-2	4.07
900/0.3	1.07e-2	7.47e-3	1.20e-2	4.33
1000/0.3	1.05e-2	7.40e-3	1.20e-2	4.43
150/0.2	7.39e-3	1.66e-3	5.77e-2	1.51
200/0.2	9.74e-3	2.65e-3	7.29e-2	2.04
300/0.2	9.79e-3	3.70e-3	8.60e-2	2.54
400/0.2	9.86e-3	4.32e-3	9.30e-2	2.95
500/0.2	9.91e-3	4.74e-3	9.73e-2	3.32
600/0.2	1.00e-2	5.05e-3	0.10	3.65
700/0.2	9.93e-3	5.25e-3	0.10	3.95
800/0.2	1.00e-2	5.44e-3	0.10	4.22
900/0.2	9.88e-3	5.55e-3	0.11	4.48
1000/0.2	9.87e-3	5.67e-3	0.11	4.73
150/0.1	4.34e-3	2.68e-4	2.31e-2	1.20
200/0.1	7.37e-3	1.09e-3	4.67e-2	1.50
300/0.1	9.27e-3	2.63e-3	7.25e-2	2.14
400/0.1	1.05e-2	3.60e-3	8.48e-2	2.25
500/0.1	1.03e-2	3.64e-3	8.54e-2	2.57
600/0.1	9.14e-3	2.93e-3	7.66e-2	3.35
700/0.1	9.82e-3	3.63e-3	8.53e-2	3.05
800/0.1	9.31e-3	3.50e-3	8.33e-2	3.20
900/0.1	9.88e-3	3.71e-3	8.61e-2	3.31
1000/0.1	9.31e-3	3.75e-3	8.66e-2	3.44

7.3 Referenser

1. Tillmark, N. (1995). *Experiments on transition and turbulence in plane Couette flow*. Diss. Kungliga Tekniska Högskolan. Stockholm.
2. Tsukahara, T., Tillmark, N., Alfredsson, P.H., 2009. *Flow regimes in a plane Couette flow with system rotation*. Cambridge university press. (648) [https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/flow-regimes-in-a-plane-couette-flow-with-system-rotation/CA0C8DFE4503D7EAB67482B290D2AAC7\[2023-02-08\]](https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/flow-regimes-in-a-plane-couette-flow-with-system-rotation/CA0C8DFE4503D7EAB67482B290D2AAC7[2023-02-08]).
3. Costa, P. (2023). CaNS (Canonical Navier-Stokes). (Version 2.2.0). <https://github.com/CaNS-World/CaNS>
4. SMHI (2021). Coriolis effekten. <https://www.smhi.se/kunskapsbanken/meteorologi/coriolis-effekten-1.4041>