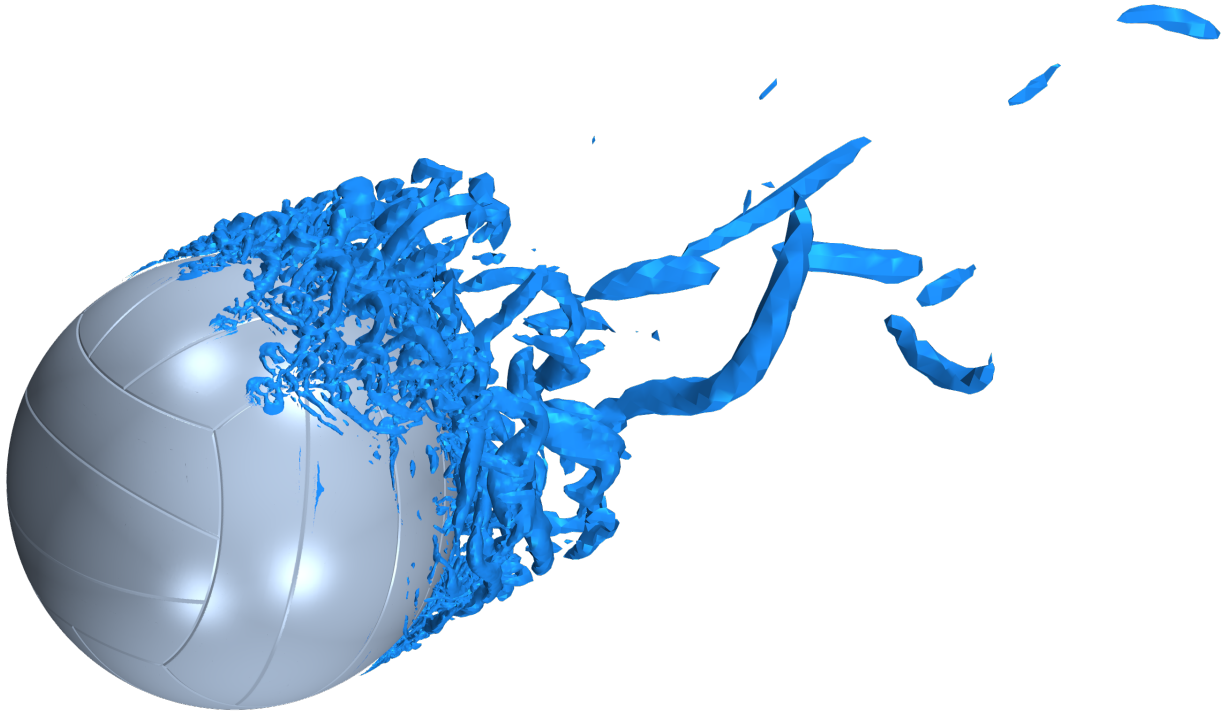




CHALMERS



Numerisk beräkning av aerodynamisk instabilitet hos en volleyboll i flykt

CARL BLOMGREN
AGATON FRANSSON
HAMPUS GUMMESSON SVENSSON
HENRIK JOHANSSON
AMANDA SJÖLAND
HENRIK SVENSSON

KANDIDATARBETE 2018:03

Numerisk beräkning av aerodynamisk instabilitet hos en volleyboll i flykt

En studie av det aerodynamiska fenomenet float hos en volleyboll

CARL BLOMGREN
AGATON FRANSSON
HAMPUS GUMMESSON SVENSSON
HENRIK JOHANSSON
AMANDA SJÖLAND
HENRIK SVENSSON



CHALMERS

Institutionen för mekanik och maritima vetenskaper
Avdelningen för fordonsteknik och autonoma system

CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA

Göteborg, Sverige 2018

Numerisk beräkning av aerodynamisk instabilitet hos en volleyboll i flykt:
En studie av det aerodynamiska fenomenet float hos en volleyboll

CARL BLOMGREN
AGATON FRANSSON
HAMPUS GUMMESSON SVENSSON
HENRIK JOHANSSON
AMANDA SJÖLAND
HENRIK SVENSSON

© CARL BLOMGREN, AGATON FRANSSON, HAMPUS GUMMESSON
SVENSSON, HENRIK JOHANSSON, AMANDA SJÖLAND, HENRIK
SVENSSON, 2018.

Handledare: Emil Ljungskog, Avdelningen för fordonsteknik och autonoma system
Examinator: Simone Sebben, Avdelningen för fordonsteknik och autonoma system

Kandidatarbete 2018:03
Institutionen för mekanik och maritima vetenskaper
Avdelningen för fordonsteknik och autonoma system
Chalmers tekniska högskola
412 96 Göteborg
Telefon +46 31 772 1000

Försättsblad: Visualisering av virvelbildning bakom en volleyboll.

Typsatt i L^AT_EX
Göteborg, Sverige 2018

Sammandrag

Float är ett aerodynamiskt fenomen inom volleyboll där en serve med minimal initial rotation kan leda till en oförutsägbar bana för volleybollen. I den här studien har aerodynamiken hos en volleyboll i flykt undersökts genom numeriska beräkningar i syfte att få en större förståelse för hur fenomenet float uppstår.

Det har genom simuleringar av flykten, med hjälp av programvaran STAR-CCM+, jämförts hur hastighet, rotation, volleybollens paneler samt orientering påverkar uppkomsten av float. För detta har två kroppar med initialhastigheten 35 m s^{-1} undersökts: en slät sfär och en traditionell volleyboll. I fallet med sfären undersöktes ett icke-roterande och ett roterande fall med vinkelhastigheten $2\pi \text{ rad s}^{-1}$. Vid simulering av volleybollen har två olika orienteringar av panelerna undersökts.

Samtliga fall uppvisar float, och hastigheten verkar vara den parameter som mest påverkar uppkomsten av float. Detta då de största avvikelserna i sidled hos bollbanan uppvisas kring de kritiska Reynoldstalen. Även bollens sömnad visade sig ha stor inverkan på virvelbildningen hos luften när den flödade längs med sömmarna, men inte när flödet gick tvärs över dem. Detta skulle kunna förklara volleybollens ökade luftmotstånd relativt sfärens. För att säkerställa samtliga resultat behövs dock en kompletterande statistisk analys.

Nyckelord: CFD, aerodynamik, volleyboll, sfär, float, sidkraft, bana, flykt.

Abstract

Float is the aerodynamical phenomenon within the sport of volleyball where a serve with a minimal initial spin can result in an unpredictable flight path of the volleyball. In this study, the aerodynamics of a volleyball in flight has been analysed using numerical computations with the objective of creating a greater understanding of how the phenomenon of float arises.

By simulating the flight, performed by the software STAR-CCM+, the effects of velocity, rotation, panels on the volleyball and the orientation of these panels were analysed to understand how these parameters affect float. To do this, two bodies with the initial velocity of 35 m s^{-1} were investigated: a smooth sphere and a traditional volleyball. In the case of the sphere, a non-rotating sphere and a rotating sphere with an angular velocity of $2\pi \text{ rad s}^{-1}$ were analysed. As for the volleyball, simulations were performed with two different orientations of the panels.

All cases displayed the unpredictable flight path associated with float, and velocity seemed to be the parameter with the greatest effect on the phenomenon since the largest lateral fluctuations were observed around the critical Reynolds numbers. The seams on the volleyball were also shown to have a great effect on the vorticity of the air when the flow went along the seams, but not when the seams were perpendicular to the flow. This could explain the increased drag of the volleyball relative to the sphere. In order to ensure the validity of the results, a statistical analysis is required.

Keywords: CFD, aerodynamics, volleyball, sphere, float, side force, flight path.

Tillkännagivanden

Vi vill innerligt tacka Emil Ljungskog, doktorand i forskargruppen för fordonsaerodynamik, för god handledning och rådgivning under studiens gång. Emil har med sin kompetens inom flödesmekanik och programvaran STAR-CCM+ samt sitt stora intresse och engagemang för området har varit en stor tillgång för projektets utveckling.

Vidare vill vi rikta ett tack till projektets examinator Simone Sebben, docent och avdelningschef för fordonsteknik och autonoma system, för sin expertis inom CFD och vägledning under projektet.

Slutligen vill vi tacka Magnus Urquhart, doktorand i forskargruppen för fordonsaerodynamik, för att ha ägnat sin tid åt våra frågor med stort tålamod.

Kalle, Agaton, Hampus, Henke, Amanda & Henrik, Göteborg, maj 2018

Innehåll

Nomenklatur och förkortningar	xi
Figurer	xiii
Tabeller	xv
1 Introduktion	1
1.1 Bakgrund	1
1.2 Syfte	1
1.3 Avgränsningar	2
1.4 Tidigare forskning på fenomenet float	2
2 Teori	4
2.1 Strömningsteori	4
2.1.1 Gränsskikt	4
2.1.2 Krafter och kraftkoefficienter	5
2.1.3 Turbulent avlösning	6
2.1.4 Q -kriterium	7
2.2 CFD-teori	8
2.2.1 Finita Volymsmetoden	8
2.2.2 Turbulensmodeller	8
2.2.2.1 Reynolds-Averaged Navier-Stokes ekvationer	9
2.2.2.2 Eddyviskositetsmodellen	9
2.2.2.3 k - ω -modellen	10
2.2.2.4 k - ϵ -modellen	10
2.2.2.5 Skalupplösande modeller	10
2.2.3 Overset Mesh och DFBI	11
3 Metod	13
3.1 Förbearbetning	13
3.1.1 Framställande av kroppar	13
3.1.2 Beräknings- och bakgrundsdomän	14
3.1.3 Mesh	15
3.1.3.1 Meshstudie	15
3.1.3.2 Mesh av volleyboll och sfär	17
3.1.3.3 Mesh av sömnader	19
3.2 Simulering i STAR-CCM+	19

3.2.1	Translation av boll	19
3.2.1.1	Rotation av sfär	20
3.2.2	Lösningsmodeller i STAR-CCM+	20
3.3	Efterbearbetning	21
3.3.1	Framtagning av kraftkoefficienter	21
4	Resultat	23
4.1	Sfär och volleyboll	23
4.1.1	Volleybollens och sfärens positioner i förhållande till Reynoldstal	24
4.1.2	C_S för volleybollen och sfären som funktion av Reynoldstalet	25
4.1.3	C_D för volleybollen och sfären som funktion av Reynoldstalet	26
4.2	Icke-roterande sfär och roterande sfär	27
4.2.1	Icke-roterande och roterande sfärs position som funktion av Reynoldstalet	28
4.2.2	C_D för icke-roterande och roterande sfär som funktion av Reynoldstalet	28
4.2.3	C_S för icke-roterande och roterande sfär som funktion av Reynoldstalet	29
4.3	Symmetriskt och asymmetriskt orienterad volleyboll	30
4.3.1	Position av symmetriskt och asymmetriskt orienterad volleyboll som funktion av Reynoldstalet	30
4.3.2	C_D för symmetriskt och asymmetriskt orienterad volleyboll som funktion av Reynoldstalet	31
4.3.3	C_S för symmetriskt och asymmetriskt orienterad volleyboll som funktion av Reynoldstalet	32
5	Diskussion	34
5.1	Diskussion av resultat	34
5.1.1	Hastighet	34
5.1.2	Rotation	35
5.1.3	Volleybollens utformning	35
5.1.3.1	Paneler	35
5.1.3.2	Sömnad	36
5.2	CFD-simuleringar av float	36
5.3	Felkällor	36
5.3.1	Antal simuleringar	37
5.3.2	Meshkonvergens	37
5.3.3	Turbulensmodeller	37
5.3.4	CAD-modell	37
5.4	Framtida forskning	38
5.4.1	Statistiskt underlag	38
5.4.2	Vindtunnelsimuleringar	38
5.4.3	Virvlarnas inverkan på volleybollens stabilitet	38
6	Slutsats	40
	Litteraturförteckning	41

Innehåll

A	Beräkningar	I
A.1	Beräkning av y^+	I

Nomenklatur och förkortningar

Definitioner

Asymmetrisk orientering	Volleyboll roterad 45° runt rumsfixa z -axeln
Float	Svårförutsägbar bollbana vilket innefattar vobblande bollbana och plötslig ändring av rörelseriktning
Sfär	Slät sfär utan skåror
Symmetrisk orientering	Volleyboll speglad i yz -planet
Volleyboll	Slät sfär med skåror för att efterlikna en volleyboll som är speglad i yz -planet

Förkortningar

CAD	Computer Aided Design
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant–Friedrichs–Lewy villkor
DDES	Delayed Detached Eddy Simulation
DES	Detached Eddy Simulation
DFBI	Dynamic Fluid Body Interaction
FVM	Finita Volymsmetoden
IDDES	Improved Delayed Detached Eddy Simulation
LES	Large Eddy Simulation
NS	Navier-Stokes ekvationer
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes ekvationer
SST	Menter’s Shear Stress Transport

Strömningsteori

Ω_{ij}	Vorticitetstensorn [s^{-1}]
S_{ij}	Töjningshastighetstensorn [s^{-1}]
κ	Von Kármán’s konstant [–]

A_p	Karaktäristisk area [m ²]
C_D	Luftmotståndskoefficient [–]
C_L	Lyftkraftskoefficient [–]
C_S	Sidkraftskoefficient [–]
F_D	Luftmotstånd [N]
F_L	Lyftkraft [N]
F_S	Sidkraft [N]
Re	Reynoldstal [–]
Re_{cr}	Kritiskt Reynoldstal [–]
t	Tid [s]
U	Fristömshastighet [m s ⁻¹]
u	Hastighet [m s ⁻¹]
u^*	Friktionshastighet [m s ⁻¹]
u^+	Dimensionslös hastighet [–]
y^+	Dimensionlös väggdistans [–]
Turbulensmodellering	
\bar{S}_{ij}	Medeltöjningshastighetstensorn [s ⁻¹]
\mathbf{T}_t	Reynolds stresstensor [kg m ⁻¹ s ⁻²]
ϵ	Turbulenta dissipationshastigheten av den kinetiska energin [J s ⁻¹ kg ⁻¹]
μ_t	Eddyviskositeten [kg s ⁻¹]
ω	Specifika dissipationshastigheten av den kinetiska energin [s ⁻¹]
k	Turbulenta kinetiska energin [J kg ⁻¹]

Figurer

1.1	Volleyboll i den klassiska utformning som används i studien.	2
2.1	Översikt över hur dimensionslösa hastigheten u^+ förhåller sig till dimensionslösa väggdistanzen y^+ . Den verkliga kurvan är i figuren fetmarkerad.	5
2.2	Kraftsituation för en boll som färdas med hastigheten v_{boll} . Kroppen färdas i negativ ζ -led och påverkas således av ett luftmotstånd \vec{F}_D i positivt ζ -led. Sid- och lyftkrafterna \vec{F}_S samt \vec{F}_L verkar ortogonalt mot hastighetsriktningen.	6
2.3	Flöde och avlösning runt en slät och dimplad kropp med samma friströmshastighet v_{in}	7
2.4	Genomskärning av bakgrundsdomänen med tillhörande cellstatus. De gulgröna cellerna (längst från mitten) är aktiva celler, de blåa (mellan de aktiva och inaktiva cellerna) är acceptorceller och de röda (närmast mitten) är inaktiva celler. Notera att vid genomskärning av beräkningsdomänen är de inaktiva cellerna i bakgrundsdomänen aktiva celler.	11
3.1	Flödesschema över utförandet av projektet uppdelat i tre steg.	13
3.2	CAD-modell av volleyboll.	14
3.3	Beräkningsdomänen som användes. Kroppen är placerad i koordinaterna $(0,0,0)$ i det rumsfixerade koordinatsystemet och rör sig med hastigheten \vec{v}_{kropp} i negativ ζ -led.	15
3.4	Tidsmedelvärden av kraftkoefficienterna som funktion av antalet celler i fallen som undersöktes i meshstudien.	17
3.5	Formen på vakförfiningen bakom bollen i yz -planet. Den streckade linjen, med en längd på 1,5 m, är mitten av förfiningen som vaken sprids 30° från i alla riktningar.	18
3.6	Meshen i beräkningsdomänen som användes för sfären och volleybollen. 18	
3.7	Ytmesh på volleybollen i ljus grå, notera celltäthet vid volleybollens sömnad. I mörkgrått visas en genomskärning av volymsmeshen där beteendet hos prism-layer och trimmerceller visas runt en skåra.	19
3.8	Volleybollarnas initiala orienteringar. Initiala färdriktningen är ut ur sidans plan i negativ z -led.	20
4.1	Bollbana i x -led för volleybollen och sfären som funktion av tid.	23

4.2	Visar positionen i x -led som funktion av Reynoldstalet för volleybollen och sfären. Notera att simuleringarna börjar vid det maximala Reynoldstalet vilket sedan avtar linjärt med hastigheten.	24
4.3	Uppmätta värden på sidkraftskoefficienten C_S för volleybollen och sfären under simuleringen mot Reynoldstalet. Notera att simuleringarna börjar vid det maximala Reynoldstalet vilket sedan avtar linjärt med hastigheten.	25
4.4	Uppmätta värden på luftmotståndskoefficienten C_D för volleybollen och sfären under simuleringen. Notera att simuleringarna börjar vid det maximala Reynoldstalet vilket sedan avtar linjärt med hastigheten.	26
4.5	Visualisering av virvelströmmar 1,8 mm ovanför respektive yta genom användning av Q -kriteriet med $Q > 400000$	27
4.6	Bollbana i x -led för roterande och icke-roterande sfär.	27
4.7	Bollbanan för roterande sfär och icke-roterande sfär mot Reynoldstalet. Notera att simuleringarna börjar vid det maximala Reynoldstalet vilket sedan avtar linjärt med hastigheten.	28
4.8	Värden på C_D för roterande och icke-roterande sfär mot Reynoldstalet. Notera att simuleringarna börjar vid det maximala Reynoldstalet vilket sedan avtar linjärt med hastigheten.	29
4.9	Värden på C_S för roterande och icke-roterande sfär mot Reynoldstalet. Notera att simuleringarna börjar vid det maximala Reynoldstalet vilket sedan avtar linjärt med hastigheten.	29
4.10	Hur volleybollen med symmetrisk respektive asymmetrisk orientering translaterar i x -led som funktion av tiden.	30
4.11	Uppmätta värden på translation i x -led i förhållande till Reynoldstalet för symmetrisk samt asymmetrisk orientering av volleyboll. Notera att simuleringarna börjar vid det maximala Reynoldstalet vilket sedan avtar linjärt med hastigheten.	31
4.12	C_D som funktion av Reynoldstal för volleyboll med symmetrisk orientering respektive asymmetrisk orientering. Notera att simuleringarna börjar vid det maximala Reynoldstalet vilket sedan avtar linjärt med hastigheten.	32
4.13	C_S som funktion av Reynoldstal för volleyboll med symmetrisk orientering respektive asymmetrisk orientering. Notera att simuleringarna börjar vid det maximala Reynoldstalet vilket sedan avtar linjärt med hastigheten.	32

Tabeller

2.1	Gränsskiktens indelning med avseende på y^+	4
3.1	Olika variationer av Base Size, Target Surface Size på bollens yta och Relative Size hos vakförfiningen som undersöktes under meshstudien.	16
3.2	Grundinställningarna för meshen där Base Size och Target Surface Size på bollens yta samt Relative Size hos vakförfiningen bestämdes av meshstudien.	17
3.3	Randvillkor för translation av kropp	20
3.4	Lösningssmodeller som tillämpats i STAR-CCM+.	21

1

Introduktion

1.1 Bakgrund

I stort sett alla bollsporter har en unik boll, vilken med sin utformning ger sporterna just deras speciella karaktärer. Bollarnas design i kombination med rotation och hastighet ger upphov till olika aerodynamiska egenskaper vilket medför att bollarna beter sig annorlunda från sport till sport [1].

Under fotbolls-VM i Tyskland 2006 uppstod en debatt kring hur fotbollars utformning påverkade sporten. Debatten handlade främst om klagomål gällande målvakternas svårighet i att kunna bestämma de nya bollarnas banor och rörelser i luften. Bollarnas aerodynamiska egenskaper hade förändrats genom en ny design där panelernas form, sammanfogning och yta bidrog till vobblande bollbanor [2]. Detta fenomen uppkommer än mer i volleyboll, där företeelsen kallas för *float*. Genom att serva med öppen handflata och med rätt kraft kan skickliga volleybollspelare få float på bollen, vilket gör det svårt för motståndarna att förutse bollens bana då bollen rör sig till synes slumpartat i luften.

Orsaken till bollens svårbestämda rörelse hänvisas vanligtvis till luftströmmens interaktion med bollens sömnad, men vilka parametrar som faktiskt påverkar fenomenet är inte helt klarlagt. Av den här anledningen är en studie kring hur bollens aerodynamiska egenskaper påverkar bollen av intresse.

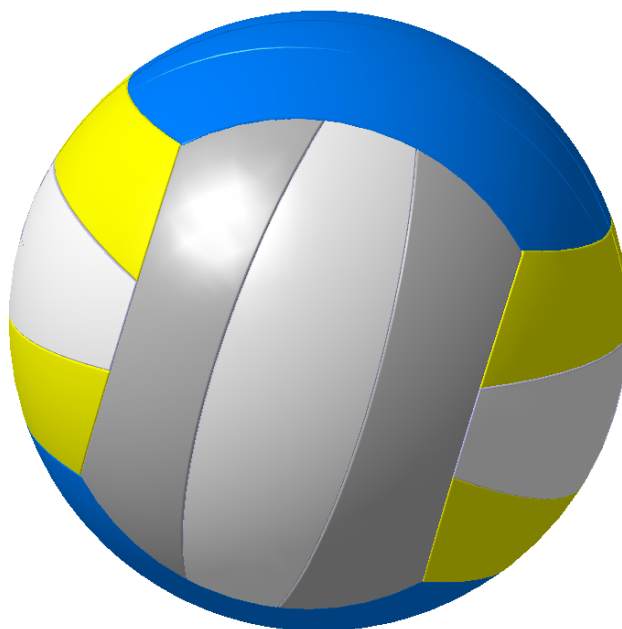
1.2 Syfte

Syftet med kandidatarbetet är att genom numeriska beräkningar undersöka aerodynamiken hos en volleyboll vid en float serve. Detta för att skapa större förståelse för hur fenomenet float uppstår. I första hand undersöks inverkan av hastighet på kropparnas flykt och vidare inverkan av rotation samt panelernas orientering kring hastighetsriktningen. Resultaten för volleybollen och sfären jämförs för att identifiera parametrar som påverkar fenomenet. Utifrån denna analys utvärderas simuleringarnas överensstämmelse med tidigare publicerade resultat från vindtunneltester.

1.3 Avgränsningar

Projektet avgränsas till att undersöka en utformning av volleyboll med klassisk design. Denna boll består av 18 paneler med slät yta. Figur 1.1 visar en CAD-modell av den klassiska volleybollen där utformningen av panelerna och sömnaderna illustreras. För att möjliggöra simuleringar med projektets tillgängliga beräkningskapacitet avgränsas sömnaden mellan panelerna till att betraktas som skårer i sfären.

Volleybollen komprimeras under serve men kommer under simuleringarna ses som en stel kropp då simuleringen av en deformierbar kropp är utanför projektets omfattning. Studien bortser ifrån termodynamiska effekter då de förväntas ha en försumbar inverkan på förloppet.



Figur 1.1: Volleyboll i den klassiska utformning som används i studien.

1.4 Tidigare forskning på fenomenet float

Det har tidigare visats att en bolls bana i luften påverkas av dess paneldesign. I studier av fotbollar har fenomenet med vobblande banor kopplats till paneldesign där bollar med färre paneler och slätare yta påvisar en mer instabil flykt [1]. Anledningen till varför dessa bollar vobblar mer frekvent och med större magnitud anses vara relaterat till det högre kritiska Reynoldstalet, Re_{cr} , som denna designen ger upphov till. Designen medför att skott i matchsituationer oftare uppnår hastigheter som ger upphov till det kritiska Reynoldstalet och därmed mer instabila bollbanor.

Föregående studier påvisar att det huvudsakligen är sömnadernas bredd, och inte djup, som inverkar på strömningsmotståndet hos fotbollar [3]. Vidare har även sömnadernas skarphet bevisats ha en stor effekt på bollbanan. Detta påvisar vikten av att återskapa volleybollen på ett verklighetstroget sätt för att kunna erhålla relevanta resultat.

Enligt tidigare studier borde sfären få mer float då storleken på sidkrafterna förhåller sig till bollens hastighet i kvadrat [1]. Eftersom sfären har ett högre kritiskt Reynoldstal än volleybollen kommer den ha en högre kritisk hastighet. Detta medför att när sfären, vid det kritiska Reynoldstalet, utsätts för stora sidkrafter kommer dessa vara större än för volleybollen då de sker vid en högre hastighet.

Det är inte helt fastställt vad volleybollen har för kritiskt Reynoldstal då forskningen inte är helt överensstämmande. Enligt [1] är $Re_{cr} = 2 \cdot 10^5$ och enligt [4] är $Re_{cr} = 2,7 \cdot 10^5$. Denna studie utgår huvudsakligen från [4] eftersom den är publicerad senare.

2

Teori

De beräkningar som används för att analysera kraftsituationen på en volleyboll i flykt baseras på strömningsteori. I denna del beskrivs fenomen som uppkommer då en fluid strömmar kring en kropp och hur de metoder som används för att räkna på dessa fenomen fungerar.

2.1 Strömningsteori

Strömningsteorin som huvudsakligen behandlas i projektet består av gränsskikt, kraftkoefficienter samt turbulent avlösning och omslag.

2.1.1 Gränsskikt

Det område där flödet kring en kropp påverkas märkbart av viskösa effekter kallas för gränsskikt. Vid turbulent flöde kring en kropp delas gränsskiktet upp i fyra områden: visköst underskikt, buffertskikt, fullt turbulent område och yttre område. De olika områdena skiljer sig åt med olika avstånd från den betraktade kroppen, vilket ger skillnad i värden på den dimensionslösa väggdistansen y^+ enligt tabell 2.1. y^+ definieras som

$$y^+ = \frac{yu^*}{\nu},$$

där y är avståndet från kroppen, u^* är friktionshastigheten och ν är den kinematiska viskositeten.

Tabell 2.1: *Gränsskiktens indelning med avseende på y^+*

Områden	y^+
Viskösa underskiktet	$0 < y^+ < 5$
Buffertskikt	$5 \leq y^+ \leq 30$
Turbulent område	$30 < y^+ \leq 500$
Yttre område	$500 < y^+$

Närmast kroppen ligger det viskösa underskiktet, där friktionskrafter och viskösa skjuvspänningar dominerar. Det är i den här studien viktigt att lösa upp detta område grundligt för att fånga hur bollens pannedesign påverkar strömningen.

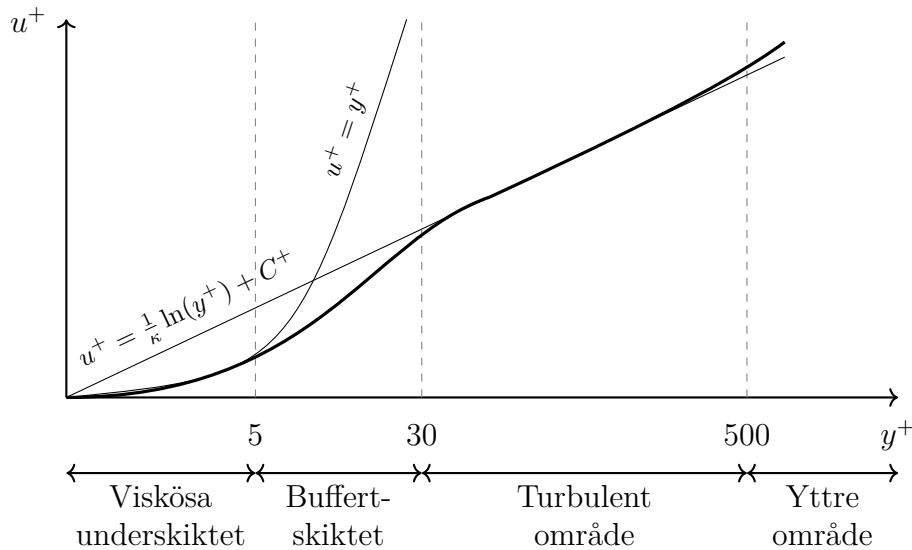
I figur 2.1 illustreras hur den dimensionslösa hastigheten u^+ förhåller sig till den dimensionslösa väggdistansen y^+ . Kurvan är framtagen empiriskt och är i figuren fetmarkerad. För att beskriva dess form används två ekvationer. Inom det viskösa undersiktet växer kurvan linjärt där $u^+ = y^+$, med u^+ definierat som

$$u^+ = \frac{u}{u^*},$$

där u är fluidhastigheten parallell med ytan [5]. Inom det turbulenta området växer storleken på u^+ logaritmiskt med y^+ enligt logaritmiska vägglagen

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C^+,$$

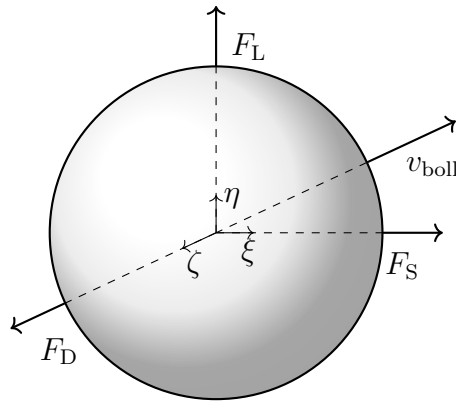
där $\kappa \approx 0.4$ är von Kármáns konstant och konstanten $C^+ \approx 5.0$ gäller för släta ytor. I buffertskiktet växer kurvan varken linjärt eller logaritmiskt vilket innebär att beräkningar i detta gränsskikt är svårbestämda.



Figur 2.1: Översikt över hur dimensionslösa hastigheten u^+ förhåller sig till dimensionslösa väggdistansen y^+ . Den verkliga kurvan är i figuren fetmarkerad.

2.1.2 Krafter och kraftkoefficienter

De krafter som påverkar kropparna under strömning är sidkrafter, lyftkrafter och luftmotstånd. Hur dessa verkar på kropparna illustreras i figur 2.2. Koordinatsystemet är fixerat efter bollens rörelseriktning och definierat så att bollen färdas i negativ ζ -led. Luftmotståndet \vec{F}_D är en kraft motsatt rörelseriktningen medan sid- och lyftkrafterna \vec{F}_S respektive \vec{F}_L verkar ortogonalt mot hastighetsriktningen.



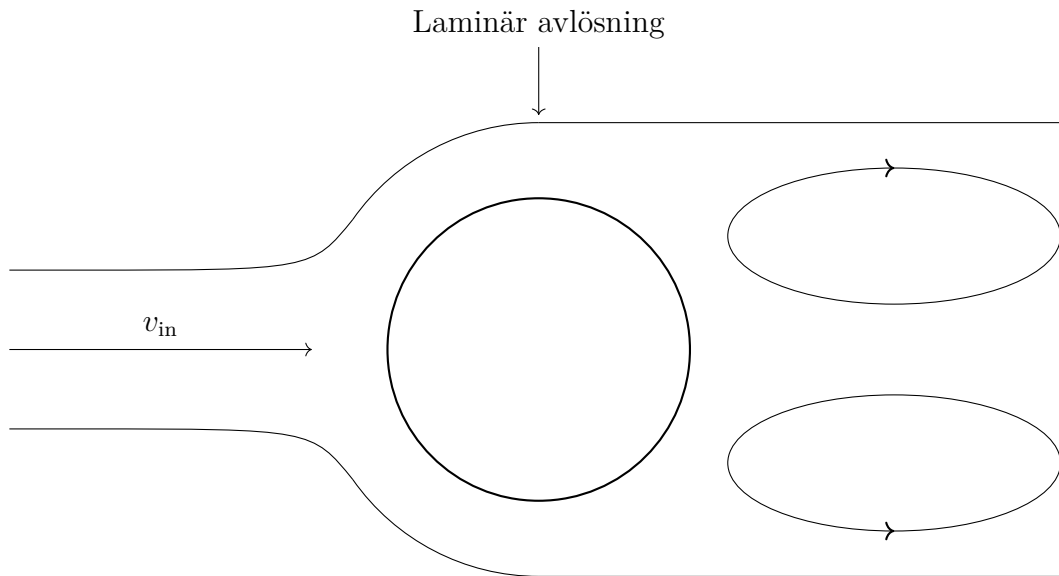
Figur 2.2: Kraftsituation för en boll som färdas med hastigheten v_{boll} . Kroppen färdas i negativ ζ -led och påverkas således av ett luftmotstånd \vec{F}_D i positivt ζ -led. Sid- och lyftkrafterna \vec{F}_S samt \vec{F}_L verkar ortogonalt mot hastighetsriktningen.

De krafter som uppkommer i flödet, vilka verkar på bollarna enligt figur 2.2, kvantifieras med hjälp av dimensionslösa kraftkoefficienter. Dessa är ett mått på krafternas magnitud i vardera riktning. Luftmotstånds-, lyftkrafts- och sidkraftskoefficienterna definieras enligt ekvationerna (2.1), (2.2) samt (2.3). I dessa ekvationer är A_p kroppens karakteristiska area, ρ fluidens densitet och U fluidens fristromshastighet vilken uppkommer av bollens rörelse relativt luften [5].

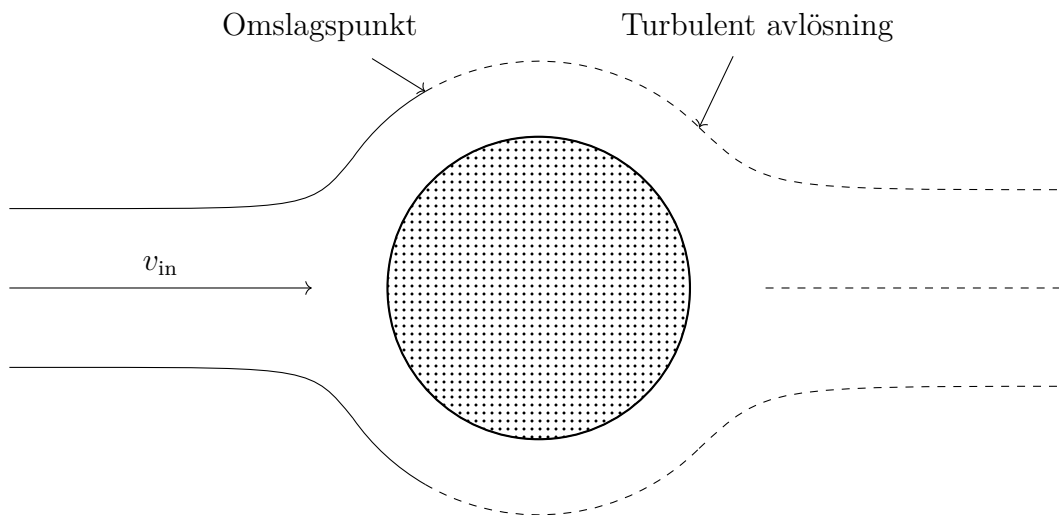
$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U^2 A_p} \quad (2.1) \quad C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho U^2 A_p} \quad (2.2) \quad C_S = \frac{F_S}{\frac{1}{2}\rho U^2 A_p} \quad (2.3)$$

2.1.3 Turbulent avlösning

En kropps yta påverkar hur den omgivande strömningen kring kroppen beter sig. Vid en kropps kritiska Reynoldstal sker övergången från laminärt till turbulent gränsskikt. Genom att exempelvis förse en boll med dimplor eller på annat sätt öka dess ytråhet kan omslaget från laminärt till turbulent gränsskikt ske tidigare, vilket leder till att avlösningen sker senare på bollen, se figur 2.3. Dimplarna skapar turbulens vilket forslar bort uppbromsad fluid så att nya strömmar inte trycks ut av de som stagnerat [5]. På det här sättet blir vaken bakom kroppen mindre, vilket minskar bollens luftmotstånd.



(a) Avlösning kring slät sfär där endast en laminär avlösning sker. Virvlar av uppbrömsad fluid ansamlas bakom kroppen.



(b) Avlösning kring dimplad sfär där streckad linje symboliserar turbulent flöde. Dimplar på bollens yta gör att avlösningen sker senare på bollen och luftmotståndet minskar.

Figur 2.3: Flöde och avlösning runt en slät och dimplad kropp med samma friströmshastighet v_{in} .

2.1.4 Q -kriterium

Q -kriteriet används för att visualisera virvelströmmar genom att i CFD-simuleringar undersöka delar av flödet med specifika värden på Q . Q -kriteriet är definierat som

$$Q = \frac{1}{2} \left(\|\boldsymbol{\Omega}_{ij}\|^2 - \|\mathbf{S}_{ij}\|^2 \right),$$

där $\boldsymbol{\Omega}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)$ är vorticitetstensorn och $\mathbf{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)$ är töjnings-hastighetstensorn, båda innehållande hastigheten \vec{v} [6]. Att värdet på Q är positivt

betyder således att flödet är dominerat av vorticitet medan ett negativt värde betyder att flödet är dominerat av deformation.

2.2 CFD-teori

Computational Fluid Dynamics (CFD) är en gren inom flödesmekaniken där numeriska metoder används för att lösa och analysera flödesmekaniska problem, vanligtvis med *Reynolds-Averaged Navier-Stokes ekvationer* (RANS). Denna metod kräver att turbulensen moduleras och utifrån problemets förutsättningar väljs olika modeller. Modellerna ger upphov till ett stort antal differentialekvationer och för att lösa dessa används *Finita Volymsmetoden* (FVM).

2.2.1 Finita Volymsmetoden

Finita Volymsmetoden är en numerisk metod som löser partiella differentialekvationer. Rummet delas upp i celler som tillsammans bildar en *mesh* och problemet blir på det viset diskret. För varje enskild cell fås sedan randvillkor vid dess yta varefter differentialekvationerna integreras och löses numeriskt. Då utflödet genom en cells yta blir inflödet till nästa cell fås ett stort ekvationssystem som löses iterativt för varje tidssteg, då det är för stort för att lösas med en direkt metod [7]. Ett villkor nödvändigt för konvergens hos lösningen av partiella differentialekvationer i varje cell är *Courant-Friedrichs-Lewy-villkoret* (CFL-vilkoret), vilket har formen

$$C = \frac{u\Delta t}{\Delta x} \leq 1,$$

där u är flödes hastigheten i cellen, Δt är storleken på tidssteget och Δx är sidelängden hos cellen [8]. CFL-vilkoret ger följaktligen ett mått på relationen mellan cellernas storlek, flödets hastighet i cellerna och storleken på tidssteget.

Typen av celler som meshen byggs upp av väljs utifrån problemets förutsättningar. Celler av typen trimmer är sexsidiga geometrier och lämpar sig för att simulera externa flöden där flödets huvudriktning är känd [9]. Närmare ytor förväntas ett mer komplext flöde som enklast fångas med ett lager av prismor, vilket gör att cellerna blir vinkelräta mot ytan [10]. På det här sättet ökas tillförlitligheten hos lösningen eftersom förutsägelser om egenskaper som till exempel C_D grundar sig i att lösa hastighetsgradienter vid ytan. Dessa gradienter är större i det viskösa underskiktet än i den övriga domänen och därför ökas precisionen i beräkningarna genom att ha tunna prismor nära ytan.

2.2.2 Turbulensmodeller

Navier-Stokes ekvationer (NS) är ett antal differentialekvationer som används för att beskriva beteendet hos en fluid i rörelse. Att lösa dessa ekvationer numeriskt ger upphov till ett stort antal beräkningar och för att minska behovet av datorkraft

kan vissa antaganden och förenklingar göras. Utifrån dessa förenklingar uppkommer olika turbulensmodeller. Modellerna av huvudsakligt intresse för denna typ av simuleringar är: *Improved Delayed Detached Eddie Simulation* (IDDES) och SST (*Menter's Shear Stress Transport*) k - ω -modellen.

2.2.2.1 Reynolds-Averaged Navier-Stokes ekvationer

I NS kan komponenterna skrivas om enligt

$$\phi(t) = \bar{\phi} + \phi'(t),$$

där ϕ är en godtycklig storhet, $\bar{\phi}$ är storhetens tidsmedelvärde och $\phi'(t)$ är fluktuationen från medelvärdet i en tidpunkt [11]. Alla storheter i NS förblir i princip identiska vid omskrivningen men för rörelsemängdstransportdelen tillkommer en term

$$\mathbf{T}_t = -\overline{\rho u'_i u'_j},$$

där \mathbf{T}_t är Reynolds stresstensor, och hur denna term behandlas skiljer de olika turbulensmodellerna åt. Denna formulering av NS kallas RANS och formuleras enligt

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[-\bar{p} \delta_{ij} + \mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \underbrace{\overline{\rho u'_i u'_j}}_{\mathbf{T}_t} \right].$$

2.2.2.2 Eddyviskositetsmodellen

Reynolds stresstensor kan modelleras genom att anta att den turbulenta energin är proportionell mot medelhastigheten för flödet multiplicerat med en viskositet, kallad turbulent eddyviskositet, istället för att försöka beräkna den turbulenta energin [11]. Detta antagande kallas Boussinesqapproximationen och skrivs enligt

$$\mathbf{T}_t = 2\mu_t \bar{\mathbf{S}}_{ij} - \frac{2}{3} \left(\mu_t \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i} \right) \mathbf{I}_{ij},$$

där μ_t är eddyviskositeten, $\bar{\mathbf{S}}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right)$ är medeltöjningshastighetstensorn, \bar{v}_i är medelhastigheten och \mathbf{I}_{ij} är enhetstensorn. $\bar{\mathbf{S}}_{ij}$ beskriver hur deformationen av ett material förändras med tiden. Modeller där detta antagande används kallas Eddyviskositetsmodeller.

I STAR-CCM+ beräknas eddyviskositeten genom att lösa transportekvationer för olika storheter och beroende på vilka storheter som används får modellerna olika namn. Den valda modellen är SST k - ω som är en kombination av de två modellerna k - ω och k - ϵ , vilka beskrivs nedan [11].

2.2.2.3 k - ω -modellen

k - ω -modellen är en 2-ekvationsmodell som tar två variabler i beaktning när den löser för den turbulenta eddyviskositeten: den turbulenta kinetiska energin k och den specifika dissipationshastigheten av den kinetiska energin ω [12]. Den specifika dissipationshastigheten är proportionell mot den turbulenta dissipationshastigheten av den kinetiska energin ϵ och omvänt proportionell mot den turbulenta kinetiska energin k ($\omega \propto \frac{\epsilon}{k}$). Den turbulenta dissipationshastigheten är ett mått på hur fort turbulent rörelseenergi omvandlas till värme. k - ω -modellen ger lösningar med hög noggrannhet i hela gränsskiktet men är väldigt känslig för ändringar av inloppsvillkoren då förändringar av ω i friströmmen ger stora utslag på beräkningarna i gränsskiktet [13].

2.2.2.4 k - ϵ -modellen

k - ϵ -modellen är analog med k - ω med skillnaden att den tar den turbulenta dissipationshastigheten i beaktning istället för den specifika dissipationshastigheten [14]. Modellen kräver mindre datorkraft och ger goda resultat för komplexa geometrier med inte allt för stor kurvatur [13]. SST k - ω -modellen kombinerar k - ω -och k - ϵ -modellen genom att den använder k - ω -modellen i det viskösa underskiktet för att sedan efter ett visst avstånd från ytan gå över till k - ϵ -modellen. Både k - ϵ och k - ω appliceras i gränsskiktet och i buffertlagret används en kombination av dem.

2.2.2.5 Skalupplösande modeller

Ett annat sätt att uppskatta NS är att dela upp komponenterna på formen

$$\phi = \tilde{\phi} + \phi^*,$$

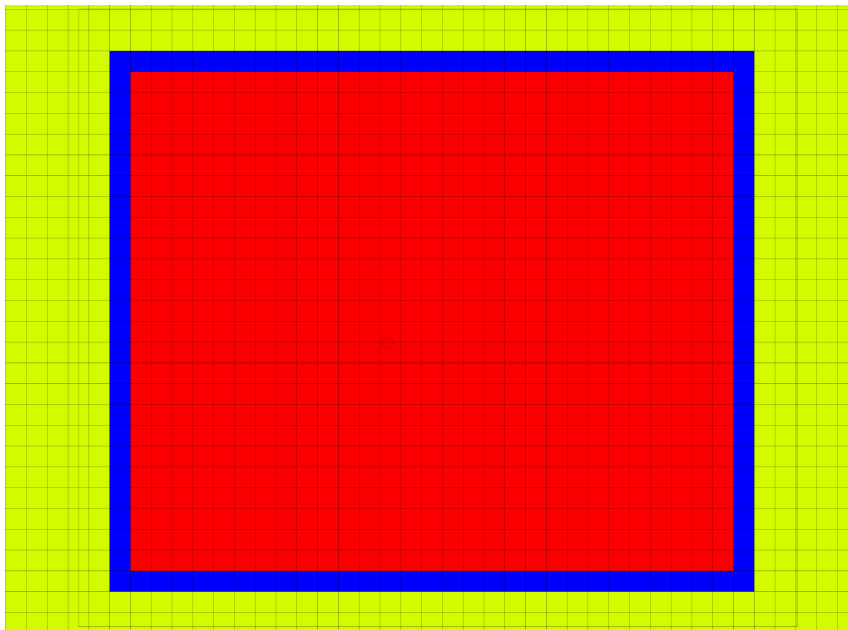
där $\tilde{\phi}$ är en storhet beräknad från turbulens där de mindre skalorna är bortfiltrerade och ϕ^* är en korrektionsterm modellerad från de mindre skalorna [15]. Reynolds stresstensor \mathbf{T}_t tillkommer nu från interaktionen mellan den storskaliga och den småskaliga turbulensen och modelleras med Boussinesqapproximationen.

Large Eddy Simulation (LES) löser de stora turbulensskalorna $\tilde{\phi}$ och modellerar de mindre skalorna ϕ^* [13]. Att lösa turbulensen istället för att modellera den ger högre noggrannhet men innebär mycket tyngre beräkningar. Därför krävs enorm beräkningskraft för att använda LES i hela flödesdomänen.

Detached Eddy Simulation (DES) kombinerar RANS och LES, där RANS används för att simulera gränsskiktet [16]. En variant av denna modell är *Delayed Detached Eddy Simulation* (DDES) som förbättrar modellens förmåga att avgöra var RANS eller LES ska användas. Modellen som används i studien heter *Improved Delayed Detached Eddy Simulation* (IDDES) och lägger till ett avståndsberoende mellan meshen och ytan till DDES och möjliggör LES-modellering närmre inpå ytan.

2.2.3 Overset Mesh och DFBI

Overset Mesh är en funktion i STAR-CCM+ som används för att skapa en domän, ofta kallad bakgrundsdomänen, där flera olika mindre domäner, vilket här kallas beräkningsdomäner, kan överlappa varandra [17]. I en *Overset Mesh* är celler antingen aktiva, inaktiva eller acceptorceller, se figur 2.4. I de aktiva cellerna löses transportekvationer och i de inaktiva cellerna löses inga ekvationer. Inaktiva celler kan bli aktiva och tvärtom beroende på var beräkningsdomänerna befinner sig. Acceptorceller finns på ränderna av beräkningsdomänerna och separerar de aktiva och inaktiva cellerna. De används för att koppla lösningarna för flödet i de två domänerna.



Figur 2.4: *Genomskärning av bakgrundsdomänen med tillhörande cellstatus. De gulgröna cellerna (längst från mitten) är aktiva celler, de blåa (mellan de aktiva och inaktiva cellerna) är acceptorceller och de röda (närmast mitten) är inaktiva celler. Notera att vid genomskärning av beräkningsdomänen är de inaktiva cellerna i bakgrundsdomänen aktiva celler.*

STAR-CCM+ löser för flödet i alla aktiva celler, i samtliga regioner, samtidigt. Lösningarna interpoleras därefter via acceptorcellerna genom att hämta information om lösningen från cellerna som ligger närmast i den andra domänen. Vilka celler som ligger närmast beror på vilken interpolationsmodell som tillämpas. *Distance Weighted Interpolation* är standardinställningen och viktar lösningen från närliggande celler omvänt proportionellt mot avståndet till cellen. *Linear Interpolation* använder linjära formfunktioner för att vikta lösningarna och denna metod är i många fall mer exakt än *Distance Weighted*.

Dynamic Fluid Body Interaction (DFBI) används av STAR-CCM+ för att simulera rörelsen av en kropp som påverkas av krafter härrörande från interaktion med den omkringliggande fluiden eller andra godtyckligt valda krafter [18]. Krafter och mo-

ment som verkar på kroppen beräknas, varpå kroppens nya hastighet och position beräknas. Genom att använda *Overset Mesh* och DFBI kan därför en kropps rörelse, under inverkan av fluiden, i rummet simuleras.

3

Metod

Metoden för att utföra studien med CFD-beräkningar illustreras i figur 3.1 och bestod av tre kronologiska delar: förbearbetning, simulering och efterbearbetning för både sfären och volleybollen.



Figur 3.1: Flödesschema över utförandet av projektet uppdelat i tre steg.

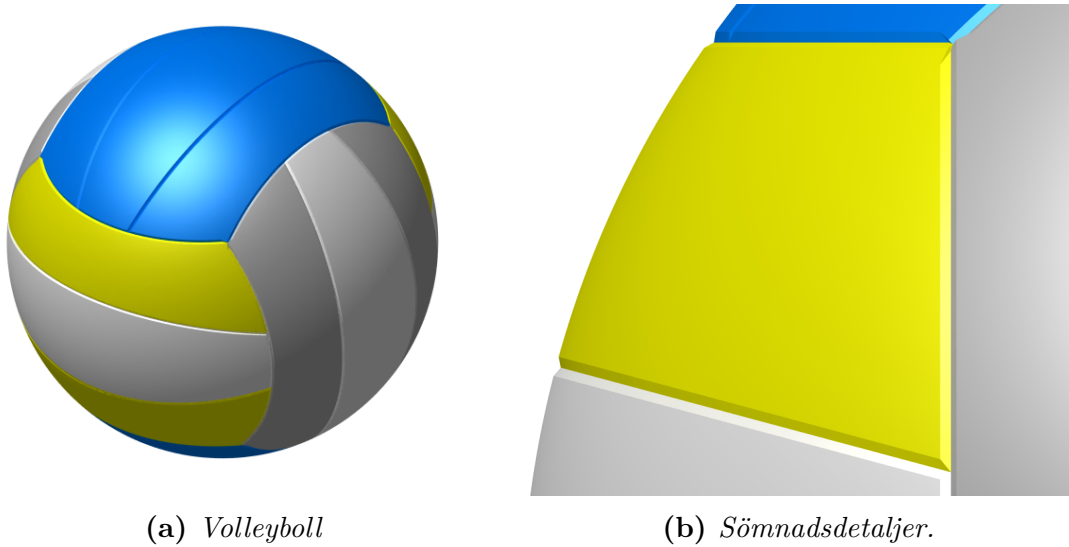
För att uppfylla målet med studien att identifiera vilka parametrar som påverkar fenomenet float jämfördes två fall av bollar: en slät sfär och en volleyboll. Skillnaderna i kropparnas utformning gjorde det möjligt att undersöka hur sömnaden på volleybollen påverkar bollens bana i luften. Vidare undersöktes även om rotation och orientering av paneler, se mer i figur 3.8, inverkar på float.

3.1 Förbearbetning

Innan simuleringen av bollarnas flykt utfördes krävdes förbearbetning. Detta innefattade framställande av kroppar som skulle analyseras, definierande av beräkningsdomän och generering av mesh-nät som uppnådde konvergens.

3.1.1 Framställande av kroppar

Under förbearbetningen skapades en modell för sfären och en för volleybollen. Sfären konstruerades i STAR-CCM+ med radien 0,1035 m, vilket är ett mått som överensstämmer med kommersiella volleybollar [1]. För volleybollen skapades en CAD-modell i CATIA v5 genom att utgå från måtten hos den framställda sfären i STAR-CCM+, se figur 3.2a. På volleybollen skapades skåror för att efterlikna sömnaden hos en riktig volleyboll, dessa illustreras i figur 3.2b. Varje enskild skåra skapades med hjälp av två avfasningar med ett djup på 0,5 mm och en enskild bredd på 1 mm.

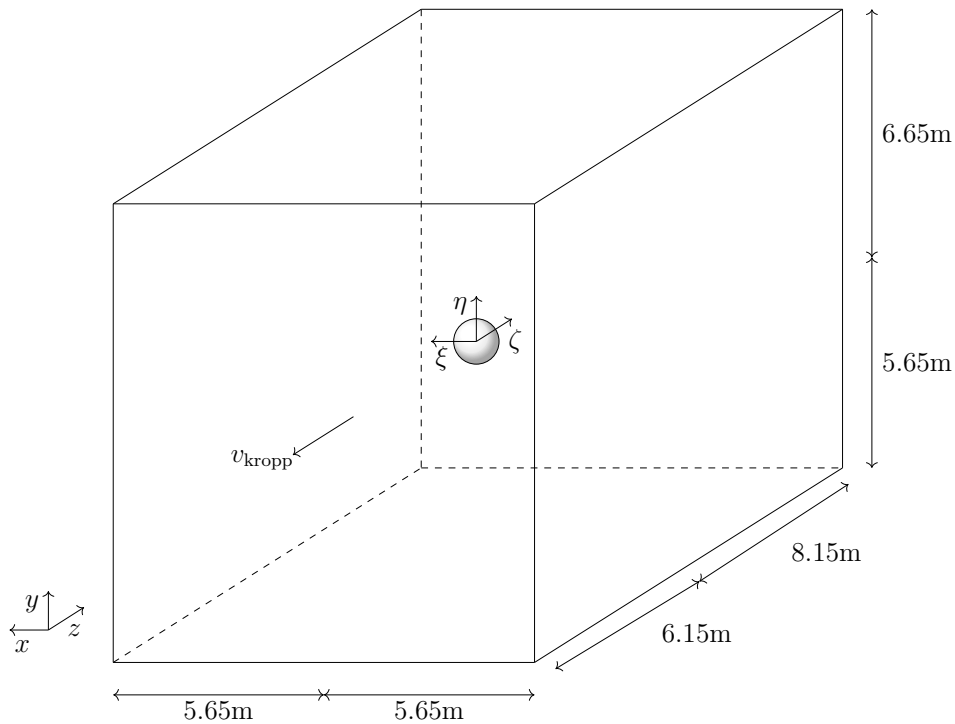


Figur 3.2: CAD-modell av volleyboll.

3.1.2 Beräknings- och bakgrundsdomän

I STAR-CCM+ skapades en beräkningsdomän och en bakgrundsdomän vilka tillsammans utgjorde rummet för beräkningarna. Bakgrundsdomänen, vilken omslöt beräkningsdomänen genom *Overset Mesh*, bestod av ett rätblock med dimensionerna 40 m, 98 m och 106 m i x -, y - respektive z -led. Notera att (x, y, z) är ett rumsfixerat koordinatsystem vilket presenteras i figur 3.3. Dimensionerna valdes för att rymma hela den förväntade flykten under simuleringarna, där kropparnas banor främst påverkades av den initiala hastigheten samt gravitationen.

Beräkningsdomänen utformades som ett rätblock med måtten 11,3 m, 12,3 m och 14,3 m i x -, y - respektive z -led, vilket illustreras i figur 3.3. Beräkningsdomänen dimensionerades för att rymma kropparnas förväntade vak från rörelse i negativ ζ -led under simuleringarna. Den dimensionerades även för att överlappa med bakgrundsdomänen utan för snabb celltillväxt samt för att vara tillräckligt stor för att inte nämnvärt påverka flödet kring kropparna. Observera att (ξ, η, ζ) är ett kroppsfixerat koordinatsystem där $\hat{\zeta}$ är parallell med $-\vec{v}_{\text{kropp}}$. Vidare var kroppen initialt placerad i origo i det rumsfixerade koordinatsystemet och dess yta hade randvillkoret *Wall*.



Figur 3.3: Beräkningsdomänen som användes. Kroppen är placerad i koordinaterna $(0,0,0)$ i det rumsfixerade koordinatsystemet och rör sig med hastigheten \vec{v}_{kropp} i negativ ζ -led.

3.1.3 Mesh

Numeriska beräkningar i STAR-CCM+ görs genom att dela in volymer i flertalet små volymselement, vilka tillsammans utgör ett mesh-nät. Genom att öka antalet element blir beräkningsprecisionen bättre men med följden att ökad beräkningskraft krävs.

Mesh-nätet konstruerades huvudsakligen utifrån volymselement av typen *Trimmer Mesh*, vilka utgjorde grunden i såväl beräkningsdomänen som bakgrundsdomänen. Tillväxthastigheten valdes till *Very Slow* vilket medför att cellernas storlek fördubblas vart åttonde lager [9]. Nära ytor, där större gradienter förväntades, användes istället lager av *Prism Layer Mesh* för att fånga flödets beteende. Den inbyggda funktionen *Wake Refinement* i STAR-CCM+ användes för att ytterligare öka celltätheten i bollens vak, där strömningen väntades vara varierande.

3.1.3.1 Meshstudie

En meshstudie genomfördes med syftet att säkerställa konvergens hos lösningarna, detta för att erhålla en säkerhet i resultaten. Denna studie var nödvändig då noggrannheten i lösningen och den erfordrade beräkningskraften ökar med antal celler, vilket medför att en avvägning mellan noggrannhet och beräkningskraft är oundviklig. I meshstudien simulerades en fixerad sfär i beräkningsdomänen, se figur 3.3. Beräkningsdomänens sidor hade randvillkoren: *Velocity Inlet*, med värde 35 m s^{-1} i

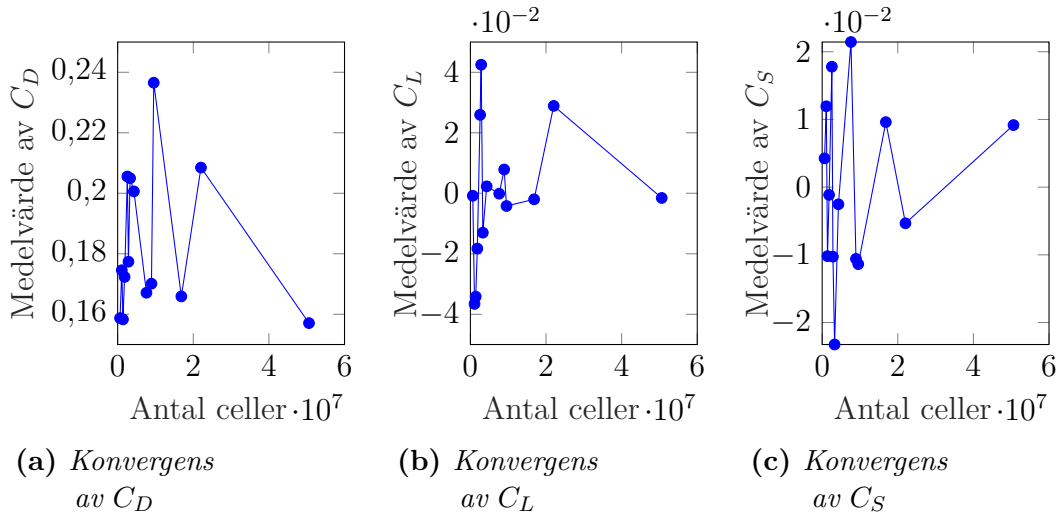
negativ z -led, vid inloppet och *Pressure Outlet*, 0 Pa, vid utloppet medan resterande sidor hade randvillkoret *Symmetry Plane*. Sfären hade randvillkoret *Wall*. Konvergens är säkerställd när värden på kraftkoefficienter inte ändras då meshen förfinas, alltså att resultatet inte beror på antalet celler.

Totalt simulerades 14 olika fall vardera under tre sekunder fysikalisk tid där basstorleken på cellerna, cellstorleken på ytan av bollen och vakfinheten varierades. Basstorleken uttryckts i procent av bollens radie på 0,1035 m och är längden som alla andra längdberoende parametrar utgår från. Cellstorleken på ytan av bollen bestämmer den eftersträvade bredden på cellerna i lagren av *Prism Layer Mesh* närmast bollens yta. Vakförfiningen bestämmer storleken på cellerna i vaken bakom kroppen. De olika variationerna av parametrarna, med motsvarande antal celler, presenteras i tabell 3.1.

Tabell 3.1: *Olika variationer av Base Size, Target Surface Size på bollens yta och Relative Size hos vakförfiningen som undersöktes under meshstudien.*

Base Size (% av radie)	Target Surface Size (% av Base Size)	Relative Size hos Wake Refinement (% av Base Size)	Antal celler
100	25	6,25	629.243
100	25	3,125	1.093.646
100	25	1,5625	2.565.755
100	12,5	6,25	1.404.003
100	12,5	3,125	1.831.390
100	12,5	1,5625	3.287.175
50	25	6,25	2.847.846
50	25	3,125	4.304.611
50	25	1,5625	9.542.962
50	12,5	6,25	7.614.741
50	12,5	3,125	8.938.358
25	25	6,25	16.844.900
25	25	3,125	22.035.022
25	12,5	6,25	50.603.576

I figur 3.4 illustreras tidsmedelvärdet av kraftkoefficienterna som funktion av antalet celler. Tidsmedelvärderingen gjordes för varje fall i meshstudien från 1 s till 3 s av den fysikaliska tiden, detta för att kunna bortse från transienta förlopp under flödets utveckling. Ingen tydlig konvergens uppvisades men av kostnadseffektiva resonemang valdes inställningar, svarandes mot fallet med 16.844.900 celler, till simuleringarna av sfären och volleybollen. Dock är det värt att notera att storleken på C_D i stort överensstämmer med mer väletablerade värden från tidigare forskning [4]. Anledningen till att ett fall med färre antal celler inte används är att fler celler runt kroppen och i vaken gör att flödet löses upp bättre.



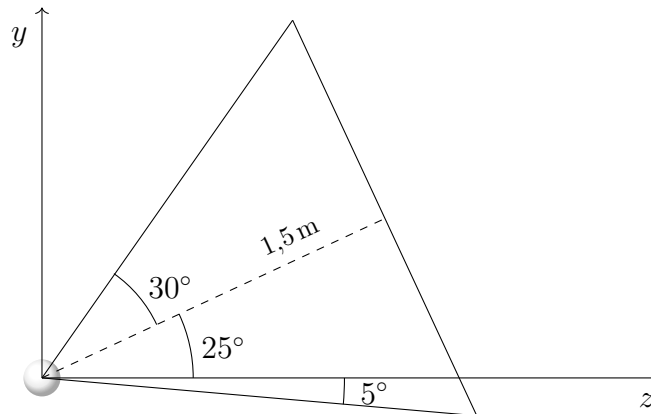
Figur 3.4: Tidsmedelvärden av kraftkoefficienterna som funktion av antalet celler i fallen som undersöktes i meshstudien.

3.1.3.2 Mesh av volleyboll och sfär

För både sfären och volleybollen genererades en mesh i STAR-CCM+ med grundinställningar enligt tabell 3.2. Valet av *Base Size* och *Target Surface Size* på bollens yta samt *Relative Size* hos vakförfiningen bestämdes utifrån meshstudien. Med syftet att lösa upp det viskösa underskiktet valdes den första cellhöjden till $1,1 \cdot 10^{-5}$ m, vilket beräknades enligt bilaga A.1, som gav lämpligt $y^+ < 1$. Totala tjockleken och antal prismlager anpassades till en tillväxthastighet på 1,5, vilket betyder att nästkommande cell är dubbelt så tjock, och en bredd hos cellerna på 25% av basstorleken för att få bra övergångar och tillväxthastighet mot det omgivande mesh-nätet.

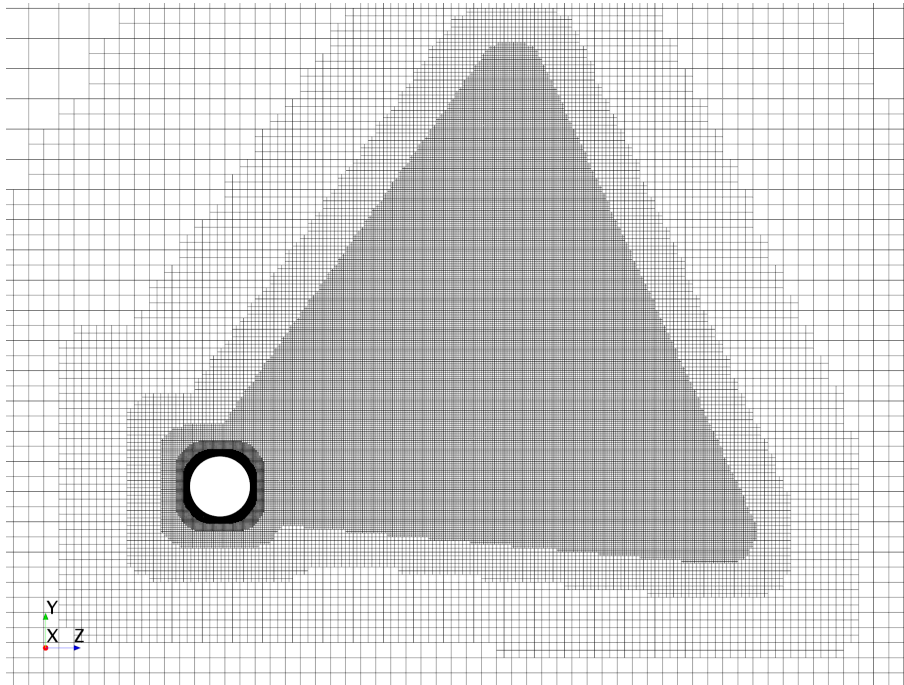
Tabell 3.2: Grundinställningarna för meshen där *Base Size* och *Target Surface Size* på bollens yta samt *Relative Size* hos vakförfiningen bestämdes av meshstudien.

Inställning	Värde
Radie	0,1035 m
Base Size (% av radie)	25
Target Surface Size (% av Base Size)	6,25
Relative Size hos vakförfiningen (% av Base Size)	25
Prismlagrets totala tjocklek	0,0031 m
Första cellhöjd på prismlaget	$1,1 \cdot 10^{-5}$ m
Antal prismlager	12
Längd hos vak	1,5 m



Figur 3.5: Formen på vakförfiningen bakom bollen i yz -planet. Den streckade linjen, med en längd på 1,5 m, är mitten av förfiningen som vaken sprids 30° från i alla riktningar.

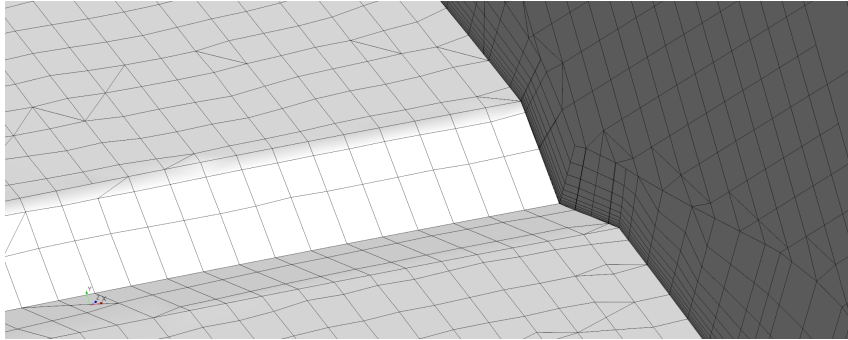
Formen på vakförfiningen, vilken figur 3.5 visar i en genomskärning av yz -planet, valdes för att på ett enkelt sätt fånga upp vaken då bollen translateras i negativ y - och z -led. Vakförfiningen sträckte sig 1,5 m i 25° ovanför z -axeln, med en spridningsvinkel på 30° i samtliga riktningar från konens symmetrilinje. Meshen som användes för sfären och volleybollen innehöll approximativt 17 respektive 27 miljoner celler. En genomskärning i yz -planet av beräkningsdomänen för volleyboll-meshen åskådliggörs i figur 3.6.



Figur 3.6: Meshen i beräkningsdomänen som användes för sfären och volleybollen.

3.1.3.3 Mesh av sömnader

För att fånga hur volleybollens sömnad inverkar på volleybollens aerodynamiska egenskaper användes en *Curve Control* på sömnadens kanter. Den skapade en extra förfining av cellerna runt sömnaden genom att ändra *Target Surface Size* hos ytorna runt kanterna till 1,5625 % av Base Size. I figur 3.7 åskådliggörs den ökade celltätheten vid sömnaden, notera speciellt att det är minst fyra celler per sömnad vilket bör kunna fånga flödesförändringen relativt den släta sfären.



Figur 3.7: Ytmesh på volleybollen i ljus grå, notera celltäthet vid volleybollens sömnad. I mörkgrått visas en genomskärning av volymsmeshen där beteendet hos prism-layer och trimmerceller visas runt en skåra.

3.2 Simulering i STAR-CCM+

Efter förbearbetningen simulerades kropparnas flykt med hjälp av CFD-simuleringar i STAR-CCM+. Kraftkoefficienterna samt vorticiteten vid avlösning togs fram genom beräkningarna.

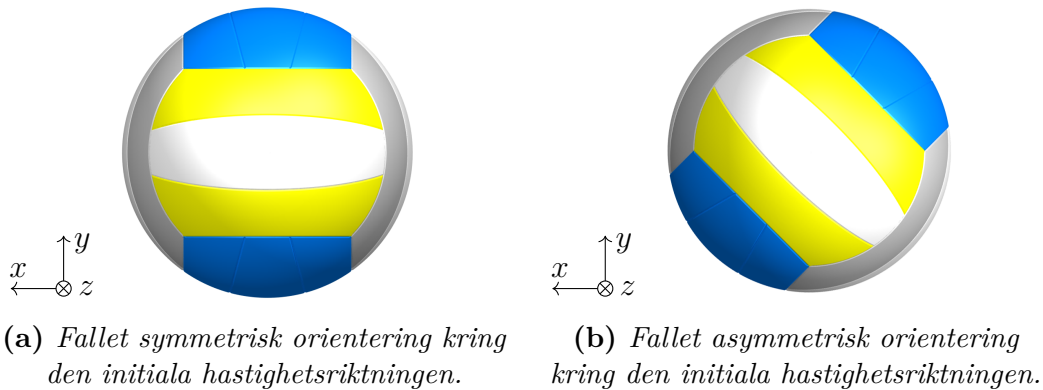
3.2.1 Translation av boll

För att translatera bollen användes teknikerna *Overset Mesh* och DFBI med *Linear Interpolation* tillsammans i STAR-CCM+. I tabell 3.3 åskådliggörs domänernas randvillkor där bakgrundsdomänens sidor hade randvillkoret *Symmetry Plane* medan beräkningsdomänens sidor hade randvillkoret *Overset Mesh*.

Både i fallet med sfär och volleyboll undersöktes varierande hastigheter som motsvarar en realistisk serve med syftet att undersöka vad som påverkar float. Initialhastigheten var 35 m s^{-1} i negativ z -led där bollen sedan, genom DFBI, påverkades av krafter och moment från fluiden samt gravitation. Initialhastigheten 35 m s^{-1} valdes eftersom det är en övre gräns för de vanliga hastigheterna hos en serve inom volleyboll. För samtliga simuleringar tilläts bollen att translateras, utan rotation, genom DFBI i samtliga rumskoordinater. Ett tidssteg på 10^{-4} s användes för att uppfylla CFL-villkoret i domänerna samtidigt som det gjordes fem inre iterationer för varje tidssteg. För volleybollen utfördes även CFD-simuleringar som syftar till att undersöka inverkan av att panelerna på bollen är symmetriskt respektive asymmetriskt orienterade. Orienteringarna förtydligas i figur 3.8.

Tabell 3.3: *Randvillkor för translation av kropp*

Rand	Villkor
Sfär/Volleyboll	Wall
Väggar i beräkningsdomänen	Overset Mesh
Väggar i bakgrunddomänen	Symmetry Plane

**Figur 3.8:** *Volleybollarnas initiala orienteringar. Initiala färdriktningen är ut ur sidans plan i negativ z -led.*

3.2.1.1 Rotation av sfär

För att undersöka om rotation inverkar på float genomfördes simuleringar där sfären tilläts rotera som en topspin-serve, alltså runt x -axeln. Rotationen simulerades genom att ändra inställningen *Tangential Velocity Specification* för väggrandvillkoret på sfärens yta, från *Fixed*, vilket svarar mot en fixerad vägg, till *Local Rotation Rate*. Denna ändring medför att rotation kan simuleras genom att tillåta den tangentiella hastigheten, hos fluiden, på kroppens yta att ändras längs med kroppen. För att simulera topspin valdes en rotationsvektor, med längd $2\pi \text{ rad s}^{-1}$, i negativ x -led enligt det kroppsfixerade koordinatsystemet i figur 3.3.

Denna metod valdes då den inte kräver att meshen i beräkningsdomänen ändras i varje tidssteg utan endast sätter ett nytt villkor hos hastigheten på fluiden som träffar kroppens yta. Att detta fungerar för sfären grundar sig i att den är rotations-symmetrisk. Eftersom volleybollen inte är rotations-symmetrisk krävs att meshen, eller dess orientering, ändras i varje tidssteg vilket är oerhört beräkningskrävande. Detta medför att fallet med en roterande volleyboll inte kommer att beaktas i denna studie då det ligger utanför projektets omfattning.

3.2.2 Lösningssmodeller i STAR-CCM+

STAR-CCM+ erbjuder en mängd olika modeller för att simulera flödet och de som har använts i denna studie presenteras i tabell 3.4. Eftersom flödet generellt är oerhört komplext görs vanligtvis antaganden om flödets karaktär, till exempel i

form av turbulensmodeller. I avsnitt 2.2.2 återfinns mer teori kring de modeller som är aktuella för den här studien. Vidare är ett antagande att fluiden simuleras som luft med konstant densitet, $\rho = 1,184.15 \text{ kg m}^{-3}$, och konstant dynamisk viskositet, $\mu = 1,855.08 \cdot 10^{-5} \text{ Pa s}$.

Tabell 3.4: Lösningssmodeller som tillämpats i STAR-CCM+.

All y+ Wall Treatment
Constant Density
Detached Eddy Simulation
Exact Wall Distance
Gas
Gradients
Gravity
Implicit Unsteady
Segregated Flow
SST (Menter) k- ω Detached Eddy
Three Dimensional
Turbulent

3.3 Efterbearbetning

I efterbearbetningen analyserades resultaten från simuleringarna. I MATLAB beräknades kraftkoefficienterna i ekvation (2.1), (2.2) och (2.3) i ett kroppsfixt koordinatssystem. Programvaran användes även för att visualisera kraftkoefficienterna samt bollens bana.

3.3.1 Framtagning av kraftkoefficienter

Från STAR-CCM+ erhöles kroppens position, hastighet (\vec{v}) samt acceleration i ett rumsfixerat koordinatssystem (x, y, z). Kraftkoefficienterna i avsnitt 2.1.2 beräknades dock i ett kroppsfixerat koordinatsystem (ξ, η, ζ) definierat så att $\hat{\zeta}$ sammanfaller med $-\vec{v}$, vilket medför att \vec{F}_D pekar i ζ -led. Vidare valdes axlarna sådana att \vec{F}_S och \vec{F}_L var parallella med $\hat{\xi}$ respektive $\hat{\eta}$ vilket ger att basvektorerna kan beräknas enligt

$$\hat{\xi} = \mathbf{R}_x \mathbf{R}_y \hat{x} \quad (3.1) \quad \hat{\eta} = \mathbf{R}_x \mathbf{R}_y \hat{y} \quad (3.2) \quad \hat{\zeta} = \mathbf{R}_x \mathbf{R}_y \hat{z} \quad (3.3)$$

med rotationsmatriserna

$$\mathbf{R}_x = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{|v_z|}{\sqrt{v_y^2+v_z^2}} & \frac{|v_y|}{\sqrt{v_y^2+v_z^2}} \\ 0 & -\frac{|v_y|}{\sqrt{v_y^2+v_z^2}} & \frac{|v_z|}{\sqrt{v_y^2+v_z^2}} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{R}_y = \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{v_y^2+v_z^2}}{\|\vec{v}\|} & 0 & -\frac{v_x}{\|\vec{v}\|} \\ 0 & 1 & 0 \\ \frac{v_x}{\|\vec{v}\|} & 0 & \frac{\sqrt{v_y^2+v_z^2}}{\|\vec{v}\|} \end{bmatrix}.$$

3. Metod

Kraftkoefficienterna beräknades därefter i MATLAB genom att projicera accelerationen på respektive basvektor, varefter koefficienterna erhöles enligt ekvation (2.1), (2.2) och (2.3). Notera att massan på bollen uppskattades till 0,26 kg samt att kroppens karakteristiska area, $A_p = 3,365 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$, erhöles från STAR-CCM+.

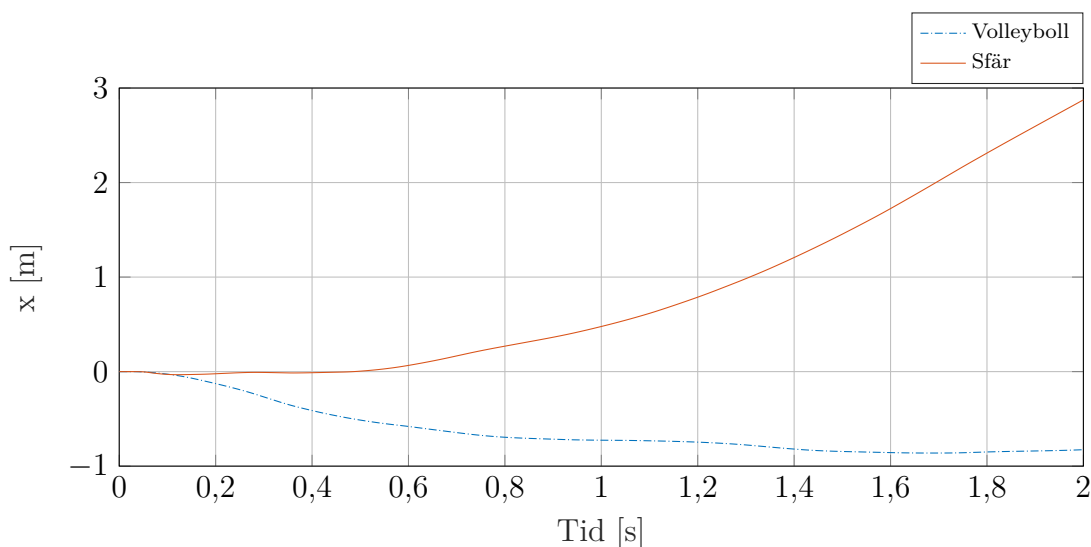
4

Resultat

Följande kapitel presenterar de resultat som erhöles från CFD-simuleringarna och visualiserades med hjälp av MATLAB. Utifrån fyra simuleringar redovisas tre jämförelser av aerodynamiska egenskaper hos volleybollen och sfären i syfte att undersöka float. Initialt presenteras skillnaden mellan en sfär och en volleyboll. Därefter utförs en jämförelse mellan två sfärer: en med rotation och en utan. Avslutningsvis utvärderas resultaten för två volleybollar med symmetrisk respektive asymmetrisk orientering.

4.1 Sfär och volleyboll

Float definieras som en oförutsägbar flykt vilket kan tolkas som hur mycket bollen har avvikit i sidled relativt sin initiala färdriktning. Resultaten från simuleringarna tyder på att, med denna definition, att volleybollen upplever det aerodynamiska fenomenet float mindre än vad sfären gör. Detta illustreras i figur 4.1 där volleybollen rört sig maximalt 0,86 m i sidled, vilket inträffar efter 1,68 s. Vid samma tidpunkt har sfären rört sig 1,97 m i sidled. Dock bör det noteras att volleybollens hastighet i x -led ändras markant ett flertal gånger under dess translation, vilket kan tolkas som en mer oförutsägbar bana. Om float istället tolkas utifrån storleken och frekvensen på hastighetsförändringarna innebär det att volleybollen upplever mer float.



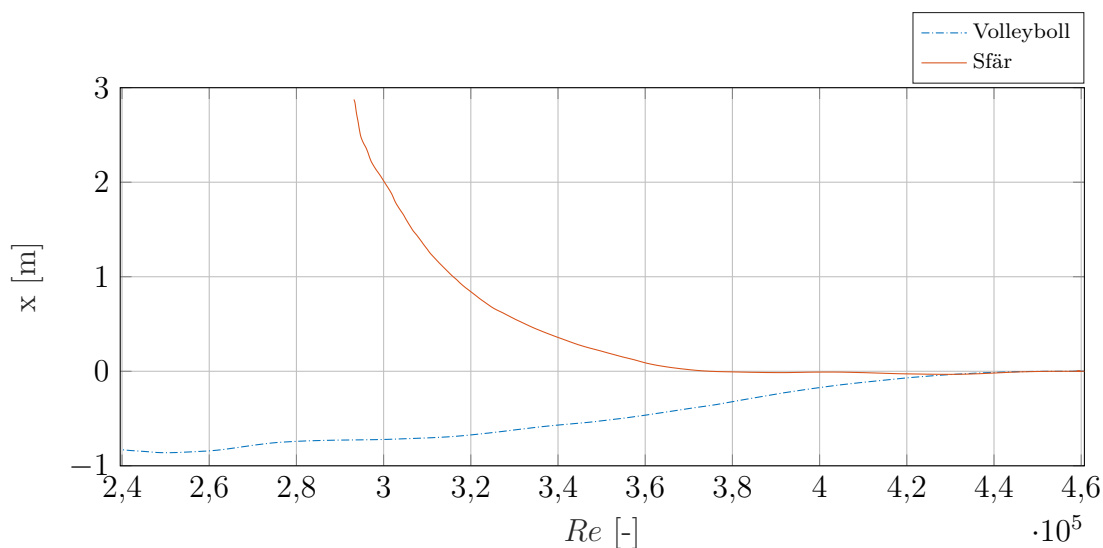
Figur 4.1: Bollbana i x -led för volleybollen och sfären som funktion av tid.

4.1.1 Volleybollens och sfärens positioner i förhållande till Reynoldstal

Figur 4.2 åskådliggör hur sfärens och volleybollens position i x -led beror på Reynoldstalet. Notera att simuleringarna börjar vid det maximala Reynoldstalet för att sedan avta linjärt med att kropparnas hastighet avtar. I figuren framgår det att volleybollen initialt avviker i x -led runt $Re \approx 4,5 \cdot 10^5$. Volleybollen avviker från rörelseriktningen även vid $Re \approx 2,9 \cdot 10^5$, vilket relateras till tiden runt 1 s i figur 4.1, och dess rörelse fortsätter att variera i x -led även för lägre Reynoldstal. Detta Reynoldstal överensstämmer med tidigare uppmätta värden på det kritiska Reynoldstalet för en volleyboll, $Re_{cr} \approx 2,7 \cdot 10^5$, vilket verkar vara en region då kroppen upplever markanta förändringar i sidkrafter [4].

I figur 4.2 illustreras på samma sätt hur sfären avviker i x -led runt $Re \approx 3,8 \cdot 10^5$, vilket motsvarar tiden runt 0,45 s i figur 4.1. Tidigare forskning har uppskattat att $Re_{cr} \approx 3,7 \cdot 10^5$ är det kritiska Reynoldstalet för en slät sfär, vilket skulle kunna förklara varför det sker en förändring i rörelseriktningen för $Re \approx 3,8 \cdot 10^5$ [19]. I figuren påvisas också förändringar av riktningen för Reynoldstal mindre än $Re \approx 3 \cdot 10^5$, dock inte av samma magnitud som avvikelsen som börjar vid $Re \approx 3,7 \cdot 10^5$.

Att kropparna avviker från sin rörelseriktning i x -led runt specifika Reynoldstal för sfären och volleybollen tyder på att kroppens hastighet påverkar uppkomsten av float. Vidare är det värt att observera att tidigare forskning visar på att float uppkommer vid kritiska Reynoldstal, vilket ytterligare påvisas av dessa resultat. Det är däremot överraskande att det sker en avvikelse i volleybollens färdriktning vid $Re \approx 4,5 \cdot 10^5$. En förklaring till det skulle kunna vara att volleybollen påverkas av transienta förlopp då simuleringen startar med en initial hastighet, exempelvis som en följd av att turbulens inte hunnit utvecklas i flödet.



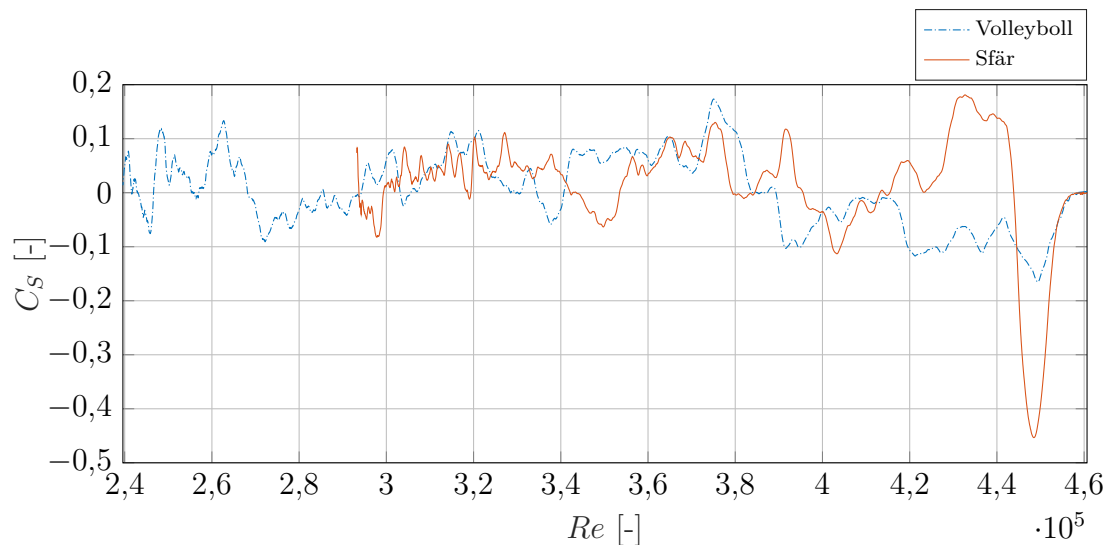
Figur 4.2: Visar positionen i x -led som funktion av Reynoldstalet för volleybollen och sfären. Notera att simuleringarna börjar vid det maximala Reynoldstalet vilket sedan avtar linjärt med hastigheten.

4.1.2 C_S för volleybollen och sfären som funktion av Reynoldstalet

I figur 4.3 presenteras de uppmätta värdena på sidkraftskoefficienten C_S för volleybollen och sfären som funktion av Reynoldstalet för respektive kropp. För $Re \approx 4,0 \cdot 10^5$ syns ett plötsligt teckenskipte för sfären vilket skulle kunna vara anledningen till ändringen i rörelseriktningen för $Re \approx 3,9 \cdot 10^5$ i figur 4.2. Det syns flera teckenskipten i figur 4.3 men de kan inte relateras lika tydligt till någon förändring av rörelseriktningen i figur 4.2 och är inte av samma magnitud.

I figur 4.3 åskådliggörs också att C_S för volleybollen har ett negativt värde från ett Reynoldstal på cirka $3,9 \cdot 10^5$ och högre. För lägre Reynoldstal uppvisar C_S i båda fallen ett liknande beteende. Att C_S för volleybollen endast är negativt efter Reynoldstalet $3,9 \cdot 10^5$ skulle kunna bero på att de transienta förloppen i början av simuleringen förskjuter C_S under noll som sedan inte kan stabiliseras förrän senare.

Det framgår att för stora Reynoldstal har C_S för sfären och volleybollen liknande beteende men att sfären uppvisar större magnituder. Att C_S för volleybollen är mindre för höga Reynoldstal skulle kunna betyda att skårorna gör att gränsskiktet avlöser tidigare. Dock sker en tydlig förändring kring $Re \approx 2,7 \cdot 10^5$, alltså volleybollens kritiska Reynoldstal, där magnituden hos C_S för volleybollen ökar abrupt. De liknande beteendena hos C_S för $Re \geq 4,5 \cdot 10^5$ bör bero på de transienta förlopp som inträffar då simuleringarna startas med den initiala hastigheten. En annan möjlighet skulle kunna vara att det sker en övergång mellan turbulent och laminärt flöde runt detta Reynoldstal men det stöds inte av den teori som finns. Förutsatt att det transienta förloppet inte påverkar simuleringen blir det avvikande värdet därför mer svårklarligt, då sfären varken ändrar rörelseriktning enligt figur 4.2 eller är vid sitt kritiska Reynoldstal kring detta värde [19].

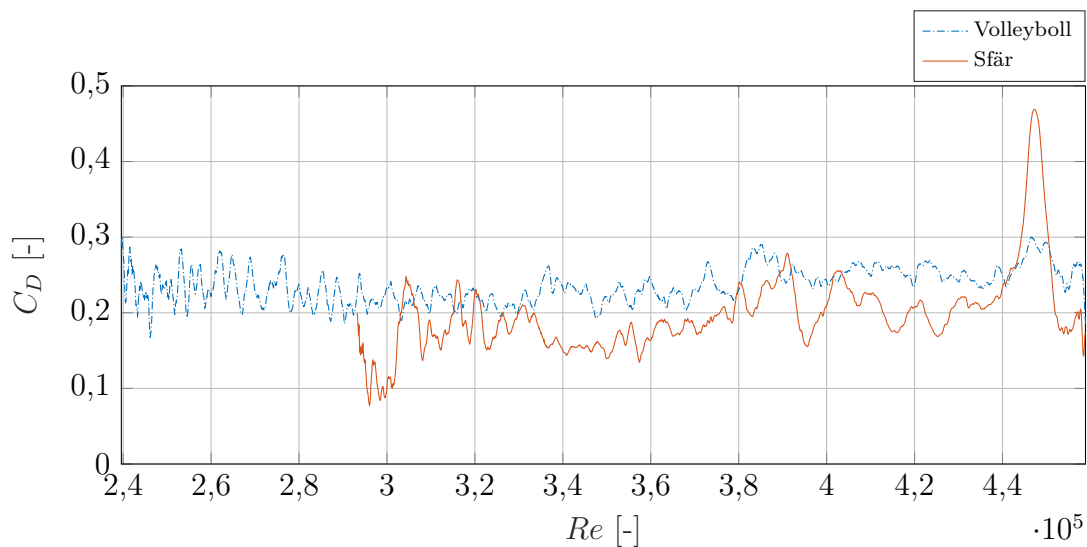


Figur 4.3: Uppmätta värden på sidkraftskoefficienten C_S för volleybollen och sfären under simuleringen mot Reynoldstalet. Notera att simuleringarna börjar vid det maximala Reynoldstalet vilket sedan avtar linjärt med hastigheten.

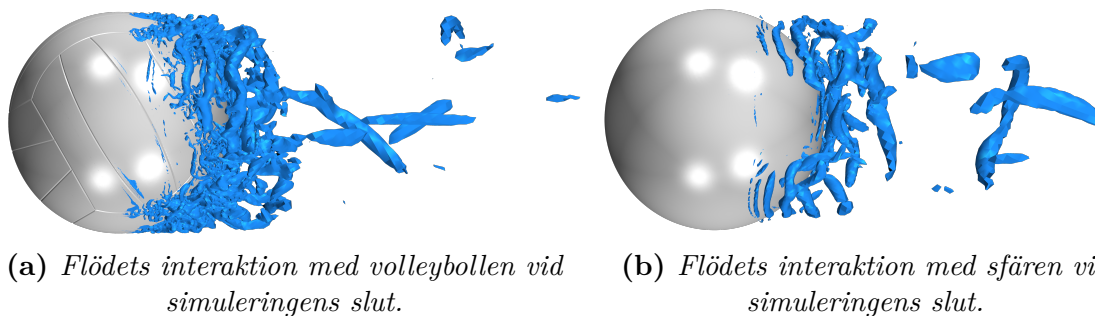
4.1.3 C_D för volleybollen och sfären som funktion av Reynoldstalet

Från figur 4.4 noteras att volleybollens värden för C_D håller sig tämligen konstanta, relativt C_S , för de olika Reynoldstalen. Sfärens värden för C_D ändras tydligt då Reynoldstalet tar värden kring $4,5 \cdot 10^5$, vilket kan bero på transienta förlopp som uppstår i början av simuleringen. Därefter tycks sfärens C_D variera kring ett något lägre värde än volleybollens, vilket indikerar att volleybollen upplever ett större luftmotstånd. Volleybollens sömnad tycks därför inte åstadkomma samma effekt som dimplarna hos en golfboll, där luftmotståndet reduceras eftersom den turbulenta avlösningen sker senare på bollen [1]. Att luftmotståndet ökar för volleybollen stöds dock av tidigare forskning som visat att fotbollar med sömnad upplever större luftmotstånd än släta sfärer [20]. En förklaring till detta skulle möjligtvis kunna härledas till figur 4.5a och 4.5b, vilka visualiserar virvelströmmar 1,8 mm ovanför respektive yta genom användning av Q -kriteriet med $Q > 400000$. Figurerna visar att det tycks bildas virvlar när flödet går längsmed sömnaden och att separationen då sker tidigare än för den släta sfären, vilket kan ge ett större luftmotstånd.

Inga tydliga förändringar av C_D uppvisas av volleybollen vid sitt kritiska Reynoldstal. Däremot sjunker C_D något i närheten av sfärens kritiska Reynoldstal kring värden på $Re \approx 3,7 \cdot 10^5$, dock inte i den grad som tidigare studier påvisat [19].



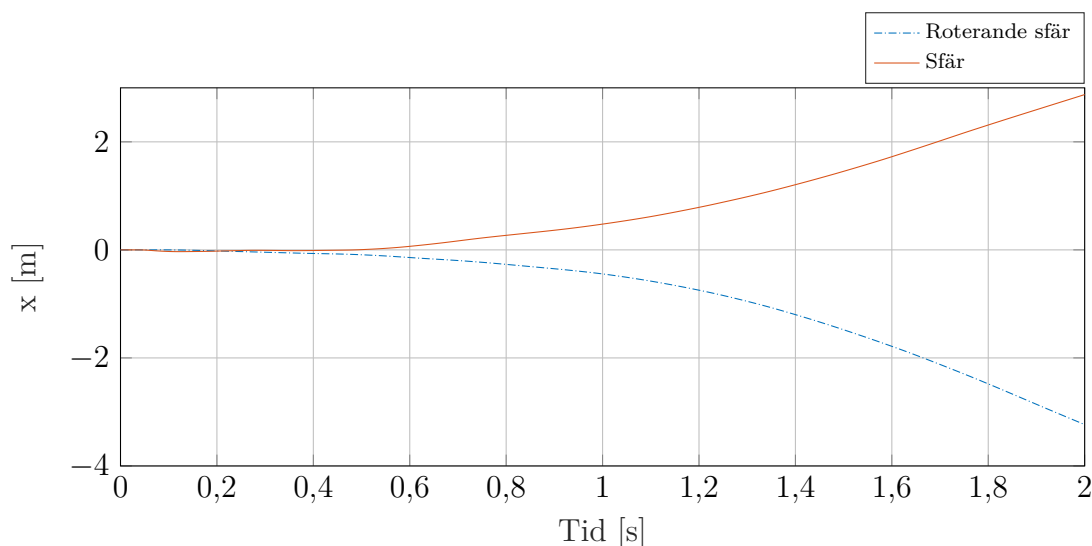
Figur 4.4: Uppmätta värden på luftmotståndskoefficienten C_D för volleybollen och sfären under simuleringen. Notera att simuleringarna börjar vid det maximala Reynoldstalet vilket sedan avtar linjärt med hastigheten.



Figur 4.5: Visualisering av virvelströmmar 1,8 mm ovanför respektive yta genom användning av Q -kriteriet med $Q > 400000$.

4.2 Icke-roterande sfär och roterande sfär

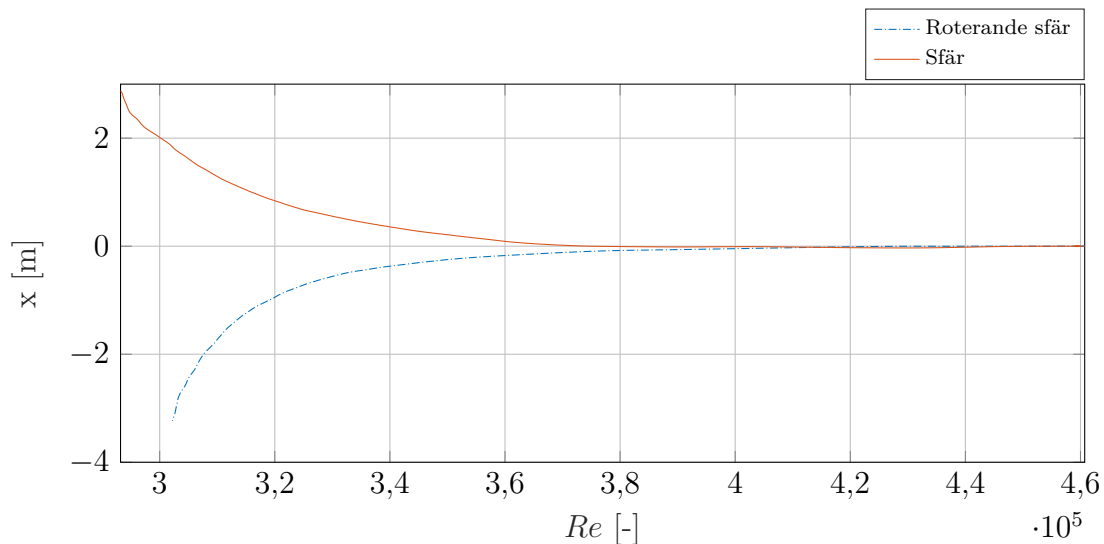
Sfärer med och utan rotation verkar utifrån simuleringarna få liknande bollbanor, vilket illustreras i figur 4.6. De båda fallen uppvisar från tiden $\sim 0,5$ s en liknande rörelse och avvikelse från ursprungspositionen i x -led även om de svänger i två olika riktningar. I början uppvisar den roterande sfären en stabilare bollbana som följer den ursprungliga riktningen medan den icke-roterande uppvisar en mindre stabil bana. Däremot byter den roterande sfären riktning tidigare i x -led i en rörelse som inte återkommer till den initiala positionen i x -led. Den här avvikelsen uppvisar först en liten magnitud för att sedan, tillsammans med den icke-roterande sfären, svänga av mer kraftigt.



Figur 4.6: Bollbana i x -led för roterande och icke-roterande sfär.

4.2.1 Icke-roterande och roterande sfärs position som funktion av Reynoldstalet

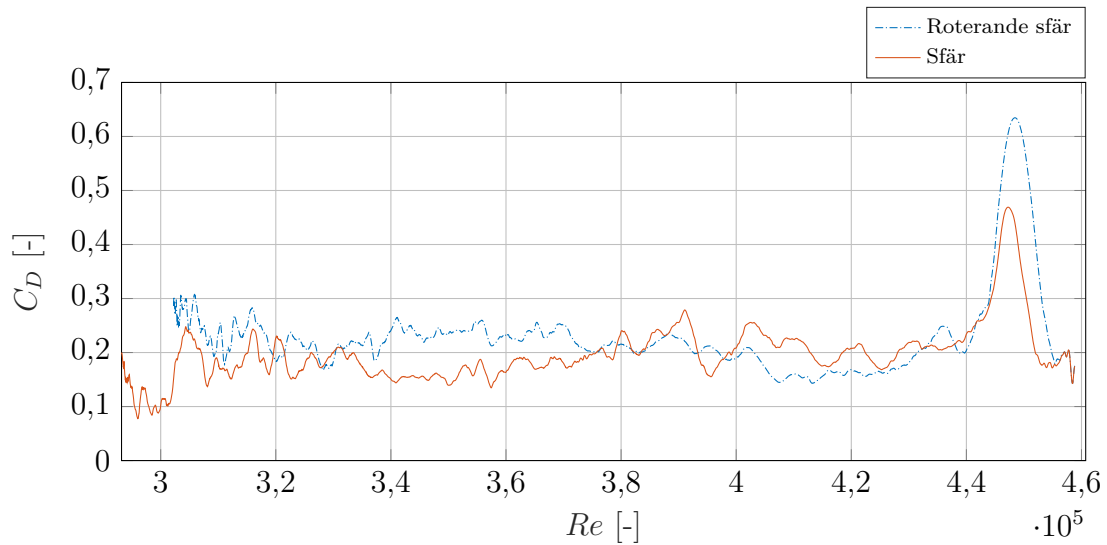
I figur 4.7 illustreras positionen i x -led som funktion av Reynoldstalet för både den icke-roterande och roterande sfären. Den roterande sfären börjar avvika med mindre magnitud i x -led runt Reynoldstalet $4,25 \cdot 10^5$ för att sedan få en magnitud på avvikelserna som är jämförbar med den för den icke-roterande sfären, vilken avviker senare. För vidare analys av den icke-roterande sfären, se avsnitt 4.1.1.



Figur 4.7: *Bollbanan för roterande sfär och icke-roterande sfär mot Reynoldstalet. Notera att simuleringarna börjar vid det maximala Reynoldstalet vilket sedan avtar linjärt med hastigheten.*

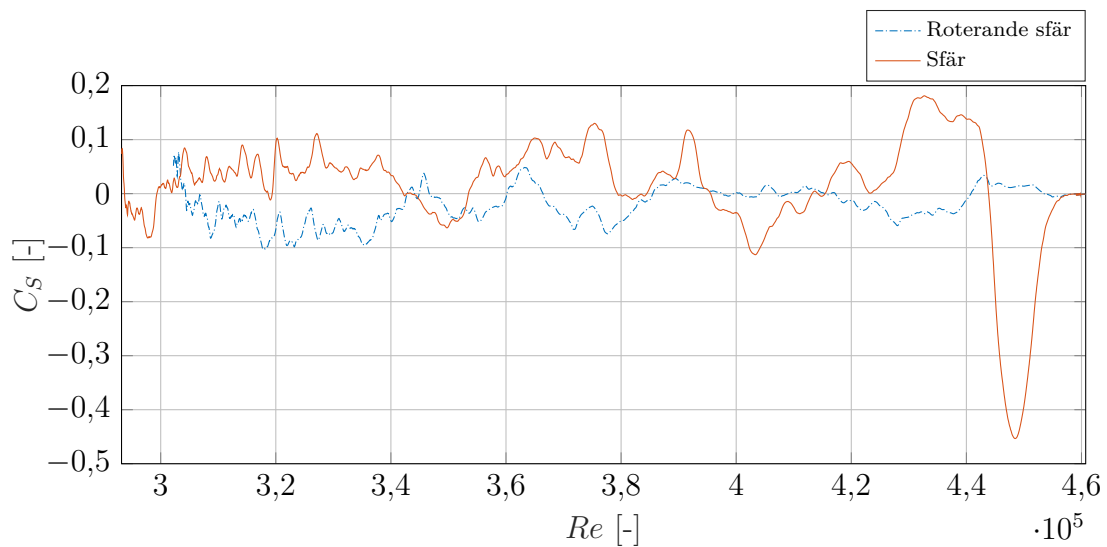
4.2.2 C_D för icke-roterande och roterande sfär som funktion av Reynoldstalet

Figur 4.8 visar hur kraftkoefficienten C_D varierar för den roterande och icke-roterande sfären som funktion av Reynoldstalet. Det syns att både den roterande sfären och den icke-roterande sfären upplever ett förhöjt C_D runt $Re \approx 4,5 \cdot 10^5$, vilket kan bero på transienta förlopp. Därefter är C_D något lägre för den roterande sfären jämfört med den icke-roterande sfären fram till $Re \approx 3,7 \cdot 10^5$ där den roterande sfären får ett något större C_D . Detta skulle kunna bero på att den roterande sfären tvingar fram en tidigare separation på sidan som roterar mot strömmen och en senare avlösning på den retirerande sidan. Hur dessa separationspunkter förhåller sig relativt en icke-roterande sfär skulle då kunna medföra en större vak och därmed ett större C_D för den roterande sfären. Skillnaden mellan fallen är dock inte tillräckligt stor för att enbart kunna kopplas till kroppens rotation. För vidare analys av den icke-roterande sfären, se avsnitt 4.1.3.



Figur 4.8: Värden på C_D för roterande och icke-roterande sfär mot Reynoldstalet. Notera att simuleringarna börjar vid det maximala Reynoldstalet vilket sedan avtar linjärt med hastigheten.

4.2.3 C_S för icke-roterande och roterande sfär som funktion av Reynoldstalet



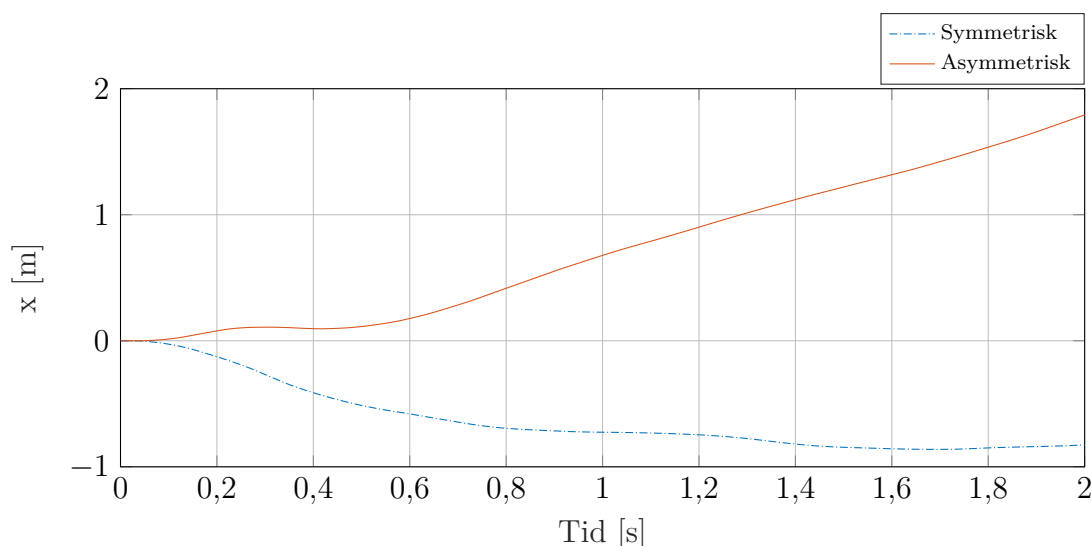
Figur 4.9: Värden på C_S för roterande och icke-roterande sfär mot Reynoldstalet. Notera att simuleringarna börjar vid det maximala Reynoldstalet vilket sedan avtar linjärt med hastigheten.

Sidkraftskoefficienten C_S som funktion av Reynoldstalet visas i figur 4.9. För $Re \geq 3,8 \cdot 10^5$ påvisar C_S för sfären stora variationer, medan för den roterande sfären är C_S tämligen konstant, vilket inte har setts i tidigare fall. Detta skulle möjligen kunna bero på att rotationen har en stabiliserade effekt på vaken under det transienta

uppstartsförloppet. Därefter är magnituderna på C_S liknande för de två fallen medan värdena för sfären är positiva och värdena för den roterande sfären är negativa. För vidare analys av den icke-roterande sfären, se avsnitt 4.1.2.

4.3 Symmetriskt och asymmetriskt orienterad volleyboll

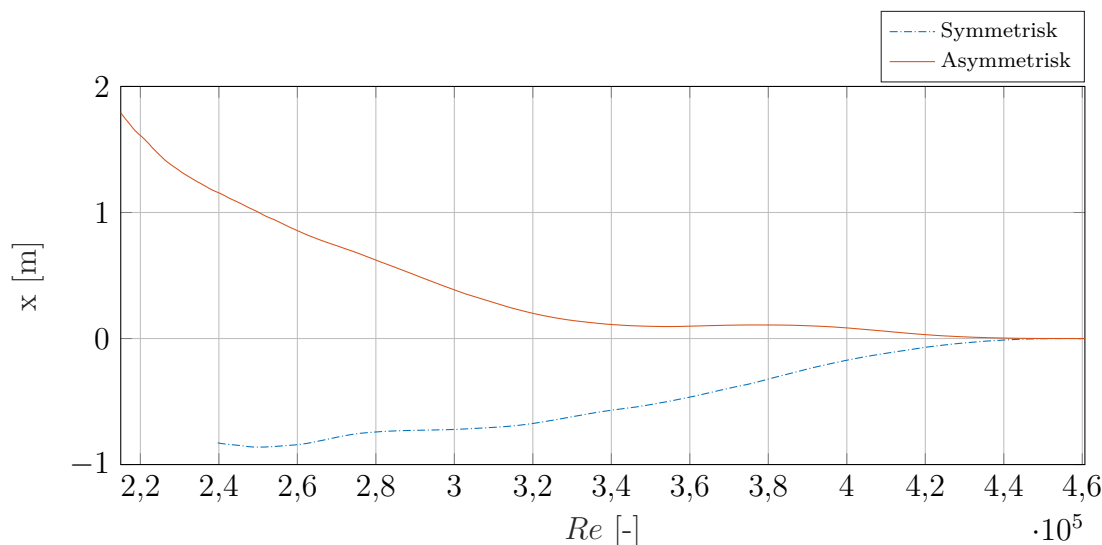
Volleybollar med varierande orientering, se figur 3.8, får enligt simuleringarna olika bollbanor, vilket illustreras i figur 4.10. Volleybollen med symmetrisk orientering rör sig knappt 0,86 m i negativ x -led, samtidigt som volleybollen med asymmetrisk orientering rör sig närmare 1,8 m i positivt x -led under samma tid. Att kropparnas rörelser kan bero på panelernas positioner i förhållande till den mötande strömningen stöds av tidigare experiment av volleybollar i vindtunnlar [4].



Figur 4.10: Hur volleybollen med symmetrisk respektive asymmetrisk orientering translaterar i x -led som funktion av tiden.

4.3.1 Position av symmetriskt och asymmetriskt orienterad volleyboll som funktion av Reynoldstalet

Volleybollarnas position i x -led i förhållande till Reynoldstalen presenteras i figur 4.11. Volleybollarna börjar i samma position vid det maximala Reynoldstalet men svänger av åt olika håll vid $Re \approx 4,5 \cdot 10^5$. Detta beteende kan eventuellt förklaras av transienta förlopp som sker i början av simuleringen. Det finns inget ytterligare gemensamt Reynoldstal som svarar mot märkbara förändringar i volleybollarnas banor. Detta är intressant då volleybollen med symmetrisk orientering upplever svängningar vid det kritiska Reynoldstalet $Re_{cr} \approx 2,7 \cdot 10^5$, medan volleybollen med asymmetrisk orientering inte påvisar detta beteende [4]. Detta kan förklaras av att den plötsliga förändringen av sidkrafterna vid detta kritiska Reynoldstal inte är tillräckligt stor för att få den asymmetriska volleybollen att byta riktning.

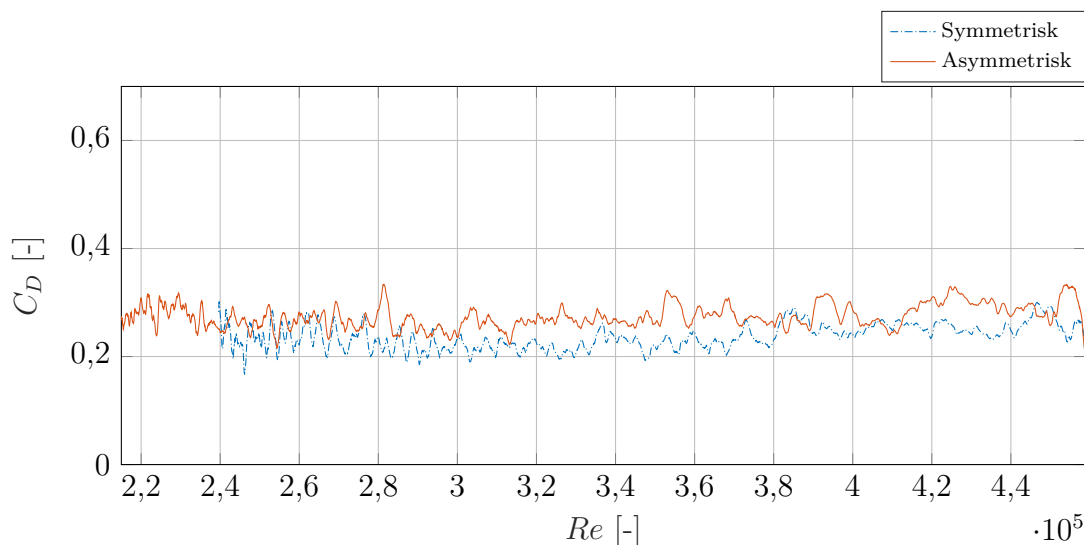


Figur 4.11: Uppmätta värden på translation i x -led i förhållande till Reynoldstalet för symmetrisk samt asymmetrisk orientering av volleyboll. Notera att simuleringarna börjar vid det maximala Reynoldstalet vilket sedan avtar linjärt med hastigheten.

4.3.2 C_D för symmetriskt och asymmetriskt orienterad volleyboll som funktion av Reynoldstalet

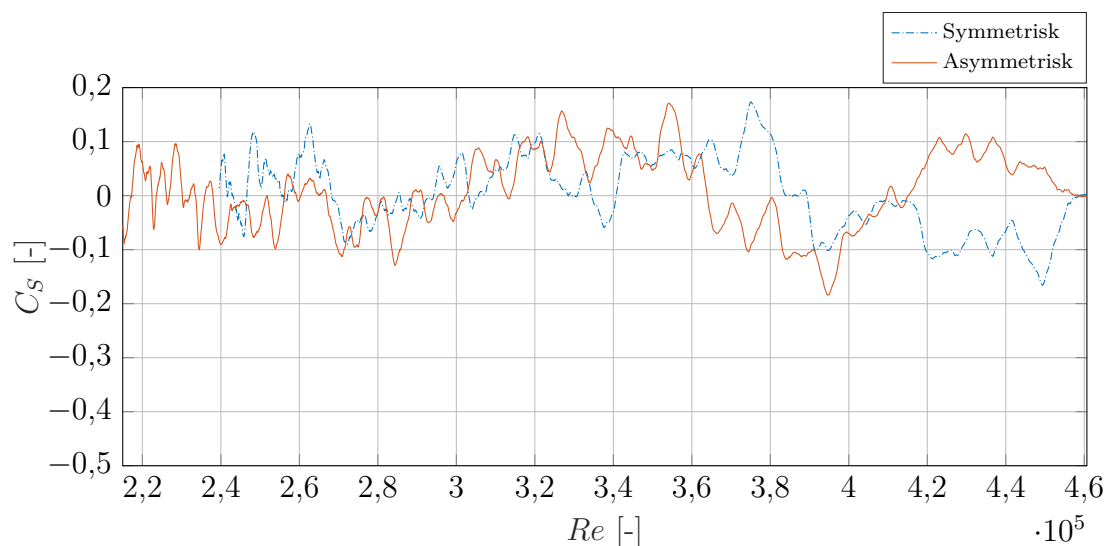
I figur 4.12 åskådliggörs C_D som funktion av Reynoldstalet för den symmetriska och asymmetriska volleybollen. Det verkar inte finnas några avvikelser som kan relateras till något specifikt Reynoldstal. Det framgår däremot att C_D för den symmetriska volleybollen påvisar variationer kring ett större C_D än den asymmetriska volleybollen. Detta kan eventuellt förklaras av hur volleybollens sömnad inverkar på hur vaken separerar från kroppen. Flöde längsmed sömnaden tycks ge upphov till virvlar som påvisar en tendens att tidigt separera från kroppen, se figur 4.5a, och därmed resulterar i ett högre luftmotstånd. Orienteringen på den asymmetriska volleybollen skulle därav kunna ha sömnad som i högre grad går i längsled med flödet då den även påverkas av gravitation under dess flykt, vilket skulle kunna ge upphov till fler virvlar och därmed ett högre C_D .

Dock belyser simuleringarna att variationerna i C_D för den asymmetriska volleybollen i stort är lika stora som motsvarande oscillationer för den symmetriska volleybollen. Således är amplituden på oscillationerna för den asymmetriska volleybollen mindre än för sfären, se figur 4.10, vilket kan tyda på en större säkerhet i C_D för volleybollen än för sfären.



Figur 4.12: C_D som funktion av Reynoldstal för volleyboll med symmetrisk orientering respektive asymmetrisk orientering. Notera att simuleringarna börjar vid det maximala Reynoldstalet vilket sedan avtar linjärt med hastigheten.

4.3.3 C_S för symmetriskt och asymmetriskt orienterad volleyboll som funktion av Reynoldstalet



Figur 4.13: C_S som funktion av Reynoldstal för volleyboll med symmetrisk orientering respektive asymmetrisk orientering. Notera att simuleringarna börjar vid det maximala Reynoldstalet vilket sedan avtar linjärt med hastigheten.

Sidkraftskoefficienten C_S för både den symmetriskt och asymmetriskt orienterade volleybollen illustreras som funktion av Reynoldstalet i figur 4.13. Runt $Re \approx 2,7 \cdot 10^5$ till $2,6 \cdot 10^5$ syns en plötslig ändring av C_S för båda fallen där C_S snabbt går från negativt till positivt för den symmetriskt orienterade volleybollen medan

värdet för den asymmetriskt orienterade volleybollen går mot noll. Det stämmer med beteende som verkar uppvisas vid det kritiska Reynoldstalet på $2,7 \cdot 10^5$ för en volleyboll [4].

Vidare kan de olika magnituderna på C_S för Reynoldstal lägre än $Re \approx 2,7 \cdot 10^5$ förklara varför den symmetriskt orienterade volleybollen enligt figur 4.11 uppvisar byte av riktning i x -led medan den asymmetriskt orienterade volleybollen inte gör det. Sidkrafterna för den symmetriskt orienterade volleybollen verkar således vara tillräckligt stora för denna förändring av riktning. Det syns däremot en tydlig förändring av C_S vid det kritiska Reynoldstalet i båda fallen.

För Reynoldstal större än $Re \approx 4,2 \cdot 10^5$ framgår det att C_S , för de två fallen, har olika tecken. Det förklarar varför volleybollarna uppvisar de olika rörelseriktningarna i figur 4.10 men det behöver inte nödvändigtvis bero på orienteringen på bollarna. För att kunna säga något om att orienteringen ger upphov till teckenskillnanden hos C_S skulle det behöva göras en statistisk analys av flera liknande simuleringar.

5

Diskussion

I följande kapitel diskuteras resultaten med hastighet, rotation och utformning hos en volleyboll som utgångspunkter för att undersöka vilka parametrar som påverkar uppkomsten av float hos en serve inom volleyboll. Vidare diskuteras möjliga felkällor samt förslag till framtida arbeten.

5.1 Diskussion av resultat

Float uppvisades för både sfären och volleybollen, men i olika form. Sfären färdades en längre sträcka i sidled än volleybollen, dock har volleybollen större och mer frekventa hastighetsförändringar i x -led. Vilken kropp som genomgått mest float beror då på hur float tolkas. Detta oavgjorda resultat visar att fler simuleringar krävs för att bestämma inverkan av kropparnas utformning för uppkomsten av float.

Vid simuleringarnas start syns ofta en topp i C_D och C_S , vilken tycks bero på transienta förlopp uppkomna vid simuleringarnas start. Därför bör det inledande skedet av simuleringarna hanteras varsamt vid dragna slutsatser om fenomenet float.

5.1.1 Hastighet

Resultaten i studien påvisar, utifrån figur 4.3 och 4.13, en tendens för oförutsägbara sidkrafter att uppstå vid alla Reynoldstal studien undersökt, med störst amplitud på sidkraftskoefficienterna vid de högre Reynoldstalen. Detta medför att kroppen rör sig i en oförutsägbar bana från initieringen av simuleringen. Vidare är det värt att notera att samtliga simulerade fall upplever variationer av C_S med, i stort, samma magnitud som storleken på C_D , se exempelvis figur 4.3 jämfört med storleken på C_D i figur 4.4. Detta innebär att vid vissa Reynoldstal är kraftvariationerna i sidled lika stora som luftmotståndet, vilket indikerar att avsevärda laterala krafter verkar på kroppen under dess translation.

Grundat i simuleringarna verkar C_S påvisa en tendens att skifta tecken vid det kritiska Reynoldstalet, vilket exempelvis framgår i figur 4.3. Detta skulle kunna förklaras av att vaken eventuellt ändras då övergången från turbulent till laminärt flöde kan medföra att gränsskiktet kring kroppen ändras. Skillnader i vakens beteende skulle kunna leda till kraftskillnader på kroppen då förändringar i vaken kan ge upphov till en annorlunda tryckfördelning. Däremot verkar den möjliga påverkan

av förändringar i vaken avta då Reynoldstalet minskar från det kritiska Reynoldstalet, vilket kan förklaras av att amplituderna på sidkraftskoefficienterna är lägre än tidigare. Mindre sidkrafter påvisar att tryckgradienterna är mindre vilket skulle kunna grunda sig i en mer stabil vak.

5.1.2 Rotation

Resultaten gällande sfär gentemot roterande sfär skulle kunna indikera att en roterande kropp beter sig mer stabilt vid högre hastigheter, vilket illustreras av de låga amplituderna på sidkraftskoefficienterna för den roterande sfären i figur 4.9. En förklaring till detta skulle kunna vara att sfärens rotation får kroppen att motverka sin rörelse i sidled, då rotationen är determinerad som överskruv i den initiala färdriktningen. En motsägelse till detta skulle vara att båda kropparna tycks röra sig en likartad sträcka i sidled under simuleringen, vilket framgår i figur 4.6. Utifrån resultaten går det därför inte att säga vilket beteende en roterande volleyboll skulle uppvisa.

5.1.3 Volleybollens utformning

Volleybollens utformning verkar påverka flykten och uppkomsten av float. Med olika orienteringar av panelerna tycks bollen ha olika färdriktningar medan sömnaden tycks skapa virvlar som gör att gränsskiktet separerar tidigare.

5.1.3.1 Paneler

Volleybollens bana tycks påverkas av panelernas orientering, vilket illustreras i figur 4.10. För de två olika orienteringarna av panelerna erhålls två vitt skilda bollbanor då de avviker i två olika riktningar. Ett beteende där volleybollars färdriktning påverkas av orienteringen av panelerna har uppvisats i tidigare forskning [4]. Tidigare forskning har däremot utfört flera tester för varje fall för att påvisa detta beteende. Dock verkar ingen undersökt detta beteende med hjälp av CFD-simuleringar. För att med CFD-simuleringar kunna uppvisa samma beteende behöver en statistisk analys genomföras och orienteringens påverkan på bollbanan kan i den här studien därför inte med säkerhet valideras.

Enligt tidigare studier borde sfären få mer float än volleybollen vid sitt kritiska Reynoldstal, vilket är högre för sfären än för volleybollen, då storleken på sidkrafterna förhåller sig till bollens hastighet i kvadrat [1]. Detta är dock inte något studien kunnat fastställa med säkerhet då det finns för få resultat för att utföra en statistisk analys.

5.1.3.2 Sömnad

Ett viktigt resultat från simuleringarna var det faktum att luftmotståndskoefficienten för volleybollen var större än för sfären. Detta stämmer med befintlig teori som säger att en volleyboll har högre luftmotståndskoefficient än en slät sfär vilket leder till en ökad säkerhet i resultaten från simuleringarna [4]. Detta indikerar att bollens sömnad inte leder till ett gränsskikt med senare avlösning. Det observerades även stora skillnader i gränsskiktets beteende om luftflödet gick längsmed eller mot sömnadernas orientering. Detta kan vara kopplat till att volleybollen har större hastighetsförändringar i x -led då sidkrafterna påverkas av dessa flöden [1].

Sömnadens inverkan på flödet hos en volleyboll gentemot en sfär illustrerades i figurerna 4.5a och 4.5b. Utifrån dessa figurer tycks det skapas virvlar i sömnaderna orienterade i längsled med flödet, vilka verkar göra att flödet separerar tidigare än i fallet med den släta sfären. Den tidigare separationen hos volleybollen kan mycket väl leda till högre luftmotstånd vilket skulle kunna förklara varför luftmotståndskoefficienten för volleybollen var större än för den släta sfären. Ett högt luftmotstånd innebär ofta en stor vak, vilket skulle kunna leda till en instabil bollbana för volleybollen. När sömnaderna istället går mot flödet framgår inte dessa effekter, utan avlösningen tycks istället ske senare. Här skulle sömnaderna kunna leda till ett mer turbulent gränsskikt, vilket kan förklara den senare avlösningen.

Sfären borde ha en något mindre vak än volleybollen då luftmotståndskoefficienten oscillerar kring ett lägre värde. Sfärens kritiska Reynoldstal är dock högre än för volleybollen, vilket kan leda till att större utslag för float sker eftersom hastigheten, och därmed krafterna, är större vid flödets omslag. Att notera är dock att i figurerna 4.5a och 4.5b illustreras flödet under simuleringens sista tidssteg, följaktligen är inte flödets beteende nödvändigtvis representativt för hela simuleringen.

5.2 CFD-simuleringar av float

Eftersom resultaten stämmer förhållandevis väl med befintlig teori skulle studien möjligtvis kunna användas som en referens till CFD-simuleringars precision i relation till vindtunneltester i fallet med det aerodynamiska fenomenet float. För en tillverkare av volleybollar skulle det vara fördelaktigt att kunna använda denna typ av analys för att utvärdera bollens flykt innan en prototyp produceras. Vad som främst talar emot beräkningarnas relevans är att förändringarna i luftmotståndskoefficienten inte sker vid Reynoldstalen tidigare forskning fastställt [4]. Nedan presenteras ytterligare felkällor för studien.

5.3 Felkällor

Då en simulering är en förenklad bild av verkligheten uppstår det många fel vid denna simplificering av systemen. Projektets felkällor är därmed främst kopplade till

dessa förenklingar.

5.3.1 Antal simuleringar

Studien utfördes under en begränsad tid och med begränsad beräkningskraft, därför kunde endast en simulering var för fyra olika fall genomföras. Eftersom float och turbulens, till sin natur, är kaotiska fenomen blir det svårt att säkerställa vad som uppkommer ifrån undersökta parametrar och vad som härrör från slumpmässiga variationer. Därför är det viktigt att tidigare forskning tas i beaktning för att med säkerhet kunna koppla uppvisat beteende till teorier. För att helt kunna säkerställa uppvisade trender behövs med andra ord ett större statistiskt underlag. Av den här anledningen är de beteenden som uppvisats i resultatet endast möjliga trender hos volleybollar och sfärer tills dess att fler simuleringar av varje fall uppvisat samma trender.

5.3.2 Meshkonvergens

Syftet med meshstudien var att uppnå konvergens i resultatet för att på det sättet avgöra vilken finhet på mesh-nätet som behövdes. Under meshstudien blev dock aldrig resultaten från simuleringarna oberoende av antalet celler. Ett större antal celler ger en bättre upplösning av flödet men med konsekvensen att det krävs mer beräkningskraft, varför ett tillräckligt fint mesh-nät fick antas. De framtagna resultaten i projektet bör därmed inte ses som absoluta, däremot relevanta då god noggrannhet är rimligt att anta med använt cellantal.

5.3.3 Turbulensmodeller

Tidigare studier pekar på att uppkomsten av float beror på att bollen färdas med en hastighet som ger ett Reynoldstal nära det kritiska Reynoldstalet [1]. Detta talar för att övergången mellan laminärt och turbulent flöde i gränsskiktet är väsentlig för uppkomsten av float. SST $k-\omega$ -modellen ansätter att flödet är turbulent och tar därför inte omslagspunkten i beaktning i beräkningarna, vilket borde ge en mer stabil bollbana eftersom den stora förändringen i C_D , som ett omslag ger upphov till, försvinner. Detta skulle kunna förklara varför resultaten för värdena på C_D inte uppvisat markanta förändringar kring det kritiska Reynoldstalet, vilket tidigare forskning påvisat. En möjlighet för att undvika detta problem hade varit att använda en lösningsmodell som löser NS numeriskt med liten eller ingen modellering, dessa modeller är dock väldigt beräkningstunga.

5.3.4 CAD-modell

I projektet fick volleybollens sömnader approximeras som skåror i CAD-modellen. Skårorna påverkar strömningen i gränsskiktet men blir endast en uppskattning av hur sömnaden påverkar strömningen hos en autentisk volleyboll [3]. Eftersom det tidigare även visats att sömnadernas skarphet påverkar bollbanan kan skårorna i

volleybollen, vilka skapades med hjälp av avfasningar, påverka resultaten ytterligare. Detta medför att det kritiska Reynoldstalet för en autentisk volleyboll kan särskilja sig från studiens skapade volleyboll, vilket betyder att diskussionen kring volleybollens beteende kring sitt kritiska Reynoldstal kan bli missvisande. Vidare bör avvikelserna mellan studiens skapade CAD-modell och en autentisk volleyboll inverka även på övriga aerodynamiska egenskaper.

5.4 Framtida forskning

Innan projektet används som en utgångspunkt för vidare forskning finns det främst många aspekter av arbetet att gå djupare på. Att med större säkerhet kunna fastställa resultaten vore en första prioritet för att få en större insikt i vilka områden som kan vara intressanta att utföra framtida forskning på.

5.4.1 Statistiskt underlag

Ytterligare studier behövs för att undersöka hur en optimal serve ska genomföras för att maximera float. För att validera de tendenser som analyserats från resultaten behöver fler simuleringar av samma fall genomföras. Här bör även fler initialvillkor undersökas för att hitta den mest gynnsamma hastigheten samt rotationen. Vidare bör även volleybollen undersökas för att se vilken variant av boll som uppnår mest float. Exempelvis behöver panelernas orientering undersökas för att kunna avgöra om det skulle gå att förutspå åt vilket håll bollen skulle floata under en serve. Även panelernas design behöver bearbetas för att validera vilken design som får mest lämplig tryckfördelning för önskad effekt. Utifrån resultaten från befintlig studie är en statistisk analys essentiell för att fastställa dessa parametrar, speciellt då kaotiska system simuleras.

5.4.2 Vindtunnelsimuleringar

I syfte att skära ner på beräkningstiden kan studien göras i vindtunnelsimuleringar, vilket betyder att en fix kropp placeras i ett konstant flöde, för specifika Reynoldstal. Detta ger en möjlighet till fler undersökningar och på så vis ett större statistiskt underlag. På det viset går det att skilja på vilka tendenser som uppkommer från de undersökta parametrarnas inverkan respektive turbulensens natur. Dessvärre skulle inte dessa experiment fånga volleybollens flykt då den är fixerad och självklart finns det nya felkällor som uppkommer vid denna typ av test.

5.4.3 Virvlarnas inverkan på volleybollens stabilitet

Studien påvisade att virvlar, som separerar tidigt, tycks uppkomma när flödet går längsmed volleybollens sömnad samt att sömnader, orienterade med en vinkel relativt fluidens hastighet, verkar inducera en turbulens i flödet. Att virvlar tycks uppkomma när flödet går längsmed volleybollens sömnad bör relateras till mer moderna volleybollar med annorlunda paneldesign som nu används under mästerskap [21]. Det är inte klarlagt om den nya designen ger upphov till fler eller färre virvlar,

och inte heller vilken inverkan virvlarna har på volleybollens stabilitet i luften. Av den här anledningen bör liknande studier göras på volleybollar innehavande dagens modernare design.

6

Slutsats

Utgångspunkten för studien var att undersöka aerodynamiken hos en volleyboll vid en float serve för att skapa större förståelse för hur fenomenet float uppkommer. Identifierade parametrar som påverkar en kropps förmåga att uppnå float är hastighet, rotation och utformning av paneler hos en volleyboll. Detta betyder att samtliga undersökta parametrar i studien påverkar uppkomsten av float. Av dessa parametrar skulle dock hastigheten kunna anses vara mest relevant för att float ska uppstå. Detta då tydliga ändringar av kraftkoefficienterna uppstod vid specifika Reynoldstal, vilka beror av hastigheten.

Resultaten tyder på att virvlar tycks uppstå när strömningen går i längsled med volleybollens sömnad; detta skulle kunna förklara det ökade luftmotståndet för volleybollen gentemot sfären. Volleybollens vak är ergo större än sfärens vak, vilket möjligen kan leda till en mer instabil bollbana. För att fastställa hur dessa virvlar inverkar på volleybollens aerodynamik och uppkomsten av float krävs dock vidare studier.

Att sfären färdades längre i sidled än volleybollen skulle kunna relateras till sfärens högre kritiska Reynoldstal. Detta leder till att flödets omslag sker vid högre hastigheter för sfären, vilket resulterar i större krafter.

Eftersom simuleringarna resulterade i stora skillnader gällande kropparnas bollbanor blir resultaten av studien svårtolkade. Vidare är det vanskligt att utifrån endast en simulering av respektive fall dra slutsatser kring ett transient förlopp. Slutsatsen blir således att fler simuleringar krävs; detta för att göra en statistisk analys av hur kropparna beter sig och därmed erhålla en mer grundad analys över vilka parametrar som påverkar float mest.

Litteraturförteckning

- [1] R. D. Mehta, “Sports Ball Aerodynamics”, i (Springer, Vienna, 2008), s. 229–331.
- [2] S. Hong och T. Asai, “Effect of panel shape of soccer ball on its flight characteristics”, *Scientific Reports* (2014) 10.1038/srep05068.
- [3] S. Barberi, S. Ephen Haake och M. Carre, “Using CFD to Understand the Effects of Seam Geometry on Soccer Ball Aerodynamics”,
- [4] T. Asai, S. Ito, K. Seo och A. Hitotsubashi, “Fundamental aerodynamics of a new volleyball”, *Sports Technology* (2010) 10.1080/19346182.2012.663528.
- [5] F. M. White, *Fluid mechanics / Frank M. White*. 7. utg. (McGraw-Hill, 2011), s. 878.
- [6] *What is Q-Criterion and how is it used?*, https://thesteveportal.plm.automation.siemens.com/articles/en_US/FAQ/What-is-Q-Criterion-and-how-is-it-used (hämtad 11 maj 2018).
- [7] *Finite Volume Discretization*, https://documentation.thesteveportal.plm.automation.siemens.com/starccmplus_latest_en/index.html#page/STARCCMP2FGUID-A806D14C-6833-458E-89B7-8B273EE048B73Den3D.html (hämtad 9 mars 2018).
- [8] R. Courant, K. Friedrichs och H. Lewy, “ÜBER DIE PARTIELLEN DIFFERENZGLEICHUNGEN DER MATHEMATISCHEN PHYSIK”, *Mathematische Annalen* **100**, 32–74 (1928), <http://link.springer.com/10.1007/BF01448839>.
- [9] *Trimmed mesher*, https://documentation.thesteveportal.plm.automation.siemens.com/starccmplus_latest_en/index.html#page/STARCCMP2FGUID-DB165A77-56AD-4854-A970-C84BF90B68AD3Den3D.html (hämtad 20 april 2018).

- [10] *Prism Layer Mesher*,
https://documentation.thesteveportal.plm.automation.siemens.com/starccmplus_latest_en/index.html#page/STARCCMP2FGUID-4B9B4787-0BEF-4DC6-834D-59346F0C83163Den3D.html (hämtad 20 april 2018).
- [11] *Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) Turbulence Models*,
https://documentation.thesteveportal.plm.automation.siemens.com/starccmplus_latest_en/index.html#page/STARCCMP2FGUID-235E939A-BC77-4988-AE0A-D79B17FD60723Den3D.html (hämtad 23 febr. 2018).
- [12] *K-Omega Turbulence*,
https://documentation.thesteveportal.plm.automation.siemens.com/starccmplus_latest_en/index.html#page/STARCCMP2FGUID-14F1432B-B915-42FE-9862-71D1B53BEA6B3Den3D.html (hämtad 9 mars 2018).
- [13] Wasserman Shawn, *Choosing the Right Turbulence Model for Your CFD Simulation ENGINEERING.com*, 2016, <https://www.engineering.com/DesignSoftware/DesignSoftwareArticles/ArticleID/13743/Choosing-the-Right-Turbulence-Model-for-Your-CFD-Simulation.aspx> (hämtad 23 febr. 2018).
- [14] *K-Epsilon Turbulence*,
https://documentation.thesteveportal.plm.automation.siemens.com/starccmplus_latest_en/index.html#page/STARCCMP2FGUID-82CD7ECC-1BB5-4DA1-B024-273814BB8E3D3Den3D.html (hämtad 9 mars 2018).
- [15] *Large Eddy Simulation (LES)*,
https://documentation.thesteveportal.plm.automation.siemens.com/starccmplus_latest_en/index.html#page/STARCCMP2FGUID-E7AD3BDA-CF48-4DD8-BA58-A40DD4C4B1F13Den3D.html (hämtad 9 mars 2018).
- [16] *Detached Eddy Simulation (DES)*,
https://documentation.thesteveportal.plm.automation.siemens.com/starccmplus_latest_en/index.html#page/STARCCMP2FGUID-34DAAB4B-8CA1-44A3-9238-E9A122E66E613Den3D.html (hämtad 9 mars 2018).
- [17] *Using Overset Meshes*,
https://documentation.thesteveportal.plm.automation.siemens.com/starccmplus_latest_en/index.html#page/STARCCMP/GUID-BCE34E65-9112-4382-9EA9-451F1F381AFE=en=.html (hämtad 27 april 2018).
- [18] *Dynamic Fluid Body Interaction*,
https://documentation.thesteveportal.plm.automation.siemens.com/starccmplus_latest_en/index.html#page/STARCCMP/GUID-60E959E2-C464-45C1-97A2-39232013F53A=en=.html (hämtad 27 april 2018).

- [19] E. Achenbach,
“Experiments on the flow past spheres at very high Reynolds numbers”,
J . Fluid Mech **54**, 565–575 (1972).
- [20] M. Murakami, K. Seo, M. Kondoh och Y. Iwai, “Wind tunnel measurement
and flow visualisation of soccer ball knuckle effect”,
Sports Engineering **15**, 29–40 (2012).
- [21] *Volleyball and beach volleyball homologation procedures*,
Fédération Internationale de Volleyball (maj 2017).
- [22] H. Schlichting, *Boundary-layer theory*, 7. ed.,
McGraw-Hill classic textbook reissue series (McGraw-Hill, New York, 1979),
s. 817.
- [23] WILLIAM D. DEVEIKIS and ROBERT W. WALKER,
TECHNICAL NOTE, Tech. Rep. (NASA, Washington, 1961), s. 3–4.
- [24] *Y plus wall distance estimation*,
https://www.cfd-online.com/Wiki/Y_plus_wall_distance_estimation
(hämtad 9 mars 2018).

A

Beräkningar

A.1 Beräkning av y^+

För att uppskatta den dimensionslösa väggdistansen y^+ används följande formler:

$$\text{Re}_x = \frac{\rho U_{\text{friströms}} L_{\text{gränsskikt}}}{\mu} \quad (\text{A.1})$$

Re_x är här lokala Reynoldstalet i gränsskiktet och $L_{\text{gränsskikt}}$ är avståndet på sfären längs ytan från stagnationspunkten. Schlichtings approximation används för att beräkna C_f [22–24]:

$$C_f = [2 \log_{10}(\text{Re}_x) - 0.65]^{-2.3} \quad \text{för } \text{Re}_x < 10^9 \quad (\text{A.2})$$

Därefter beräknas väggskjuvspänningen enligt:

$$\tau_w = C_f \frac{1}{2} \rho U_{\text{friströms}}^2 \quad (\text{A.3})$$

Friktionshastigheten beräknas enligt:

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (\text{A.4})$$

Med kravet att $y^+ < 1$ fås flertalet celler inom det viskösa underskiktet. Detta ger att höjden på första cellen i prismagret beräknas enligt:

$$y = \frac{y^+ \mu}{\rho u^*} \quad (\text{A.5})$$