



Forord

Denne oppgaven er skrevet som avsluttende del av masterprogrammet maskin- prosess- og produktutvikling ved institutt for matematiske realfag og teknologi ved Norges miljø- og biovitenskapelige universitet. Arbeidet med oppgaven har blitt gjennomført vårsemesteret 2015 og har et omfang på 30 studiepoeng.

Oppgaven omhandler en analyse av den hydro-elastiske responsen av den halvt nedsenkbare offshore vindturbinen OO Star Wind Floater ved hjelp av programvaren 3Dfloat. Den numeriske modellen i 3Dfloat har blitt sammenliknet med eksperimentelle data som foreligger fra en bølgetanktest av en 1/40 skalamodell av den nevnte vindturbinen, med den hensikt å bestemme hydrodynamiske koeffisienter og validere simuleringskapasiteten til 3Dfloat.

Jeg ønsker å takke veileder professor Tor Anders Nygaard for å ha delt av sin ekspertise og bidratt med mange gode innspill underveis i masterarbeidet. En takk rettes også til postdoktor Jacobus Bernardus de Vaal ved IFE for hjelp med generering av bølgetabeller.

Ås, 15. mai 2015

Anders Engelsvold

Sammendrag

I denne masteroppgaven har den hydro-elastiske responsen av en halvt nedsenkbar offshore vindturbin blitt analysert ved å utføre simuleringer med 3Dfloat og sammenlikne resultatene med eksperimentelle data. Datasettet som ligger til grunn for sammenlikningene stammer i fra en bølgetanktest av en 1/40 skalamodell av OO Star Wind Floater utført ved École Centrale de Nantes i Frankrike høsten 2013 og inkluderer forsøk med: påtvungen bevegelse i alle frihetsgrader, stasjonær flyter med regulære bølger samt henholdsvis regulære og irregulære bølger med forankret flyter.

Målet med oppgaven har vært å fungere som en validering av simuleringskapasiteten til den aero-hydro-sevo-elastiske programvaren 3Dfloat, og bestemme hydrodynamiske koeffisienter for skalamodellen av OO Star Wind Floater.

Innledningsvis lå fokuset på å tilegne seg nødvendig kunnskap relatert til hydrodynamikk, gjøre seg kjent med programvaren 3Dfloat og oppdatere seg på tidligere gjennomført arbeid omhandlende vindturbinen som er tema for analysen.

Koeffisienter for addert masse og drag er satt med bakgrunn i sammenlikning av eksperimentelle data med simuleringer utført av påtvungen bevegelse og stasjonær flyter med regulære bølger. Videre er det utført simuleringer av regulære og irregulære bølger med forankret plattform med hensikt å undersøke gyldigheten av simuleringsoppsettet.

Avslutningsvis er det funnet at en total addert masse for henholdsvis surge- og heave-retning på 280 *kg* og 145 *kg* med en aksiell drag-koeffisient på 13 gir godt samsvar mellom simulering og forsøk.

Abstract

In this thesis the hydro-elastic response of the semi-submersible offshore wind turbine OO Star Wind Floater is explored. The investigation was carried out following a wave tank testing of a scale model of the OO Star Wind Floater which included: forced motion in all degrees of freedom, fixed hull in regular waves and moored hull with regular and irregular waves.

The purpose of this thesis is to serve as a validation of the simulation capabilities of the aero-hydro-servo-elastic software 3Dfloat and to systematically examine coefficients for added mass and drag for the wind turbine in question.

Initially the focus was on acquiring the necessary knowledge related to hydrodynamics, to get familiarized with the simulation tool 3Dfloat and to catch up on previous work regarding the OO Star Wind Floater.

Coefficients for added mass and drag is set based on the comparison of experimental data with simulations performed with forced motion and fixed hull with regular waves. To examine the validity of the setup, simulations was carried out with regular and irregular waves while the model was held in place with catenary mooring lines.

In conclusion, it has been found that a total added mass of 280 *kg* and 145 *kg* for the heave and surge degrees of freedom, respectively, with an axial drag coefficient of 13, gives good agreement between the scale and numerical model.

Innhold

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Innledning | 1 |
| 1.1 | Bakgrunn | 1 |
| 1.1.1 | Vind | 1 |
| 1.1.2 | Offshore vindkraft | 3 |
| 1.1.3 | Bunnfaste og flytende offshore vindturbiner | 5 |
| 1.1.4 | Dr. Techn. Olav Olsen Star Wind Floater | 6 |
| 1.2 | Prosjektbeskrivelse | 9 |
| 1.2.1 | Prosjektbakgrunn | 9 |
| 1.2.2 | Problemstilling | 10 |
| 1.2.3 | Hovedmål | 10 |
| 1.2.4 | Delmål | 10 |
| 1.2.5 | Begrensninger for arbeidet | 11 |
| 1.3 | Terminologi | 12 |
| 1.3.1 | Begreper | 12 |
| 1.3.2 | Symboler og enheter | 13 |
| 1.4 | Løsningsverktøy | 14 |
| 1.4.1 | 3Dfloat | 14 |
| 2 | Teoretisk bakgrunn | 15 |
| 2.1 | Koordinatsystem og frihetsgrader | 15 |
| 2.2 | Svingninger og demping | 16 |
| 2.3 | Skalering | 18 |
| 2.3.1 | Betingelser | 18 |
| 2.3.2 | Dimensjonsløse parametre | 19 |
| 2.3.3 | Froude-skalering | 19 |
| 2.4 | Hydrodynamikk | 21 |
| 2.4.1 | Ideell væske | 21 |
| 2.4.2 | Hastighetspotensialet | 21 |
| 2.4.3 | Kontinuitetslikningen og irrotasjonell strømning | 21 |
| 2.4.4 | Strømlinjefunksjonen | 22 |
| 2.4.5 | Bernoulli-likningen | 23 |
| 2.5 | Lineær bølgeteori | 24 |
| 2.5.1 | Definisjon av bølgeparametre | 24 |
| 2.5.2 | Forutsetninger | 26 |
| 2.5.3 | Bølgekinematikk | 27 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 2.5.4 | Faseforskjeller og partikkelbaner | 27 |
| 2.5.5 | Dypt vann | 29 |
| 2.6 | Bølgeteori med strømningsfunksjon | 30 |
| 2.6.1 | Foutsetninger | 31 |
| 2.6.2 | Partikkelhastighet | 32 |
| 2.7 | Irregulære bølger | 32 |
| 2.8 | Gyldighetsområde av bølgeteorier | 33 |
| 2.9 | KC-nummeret | 34 |
| 2.10 | Morison-likningen | 35 |
| 2.10.1 | Koeffisienter for drag og addert masse | 38 |
| 2.10.2 | Gyldighetsområdet av Morison-likningen | 40 |
| 3 | Skalamodelltesting | 42 |
| 3.1 | Skalamodellbeskrivelse | 42 |
| 3.2 | Bølgetanktesting ved École Centrale de Nantes | 44 |
| 3.2.1 | Tvungen bevegelse | 45 |
| 3.2.2 | Stasjonær flyter med regulære bølger | 51 |
| 3.2.3 | Forankret flyter med regulære og irregulære bølger | 51 |
| 4 | Metodikk | 55 |
| 4.1 | Påtvungen bevegelse | 55 |
| 4.1.1 | Numerisk modell | 55 |
| 4.1.2 | Påføring av bevegelse | 58 |
| 4.2 | Stasjonær flyter med regulære bølger | 60 |
| 4.3 | Forankret flyter | 60 |
| 4.3.1 | Plattformgeometri | 60 |
| 4.3.2 | Forankringsliner | 61 |
| 4.3.3 | Regulære bølger | 62 |
| 4.3.4 | Irregulære bølger | 62 |
| 4.4 | Demping | 63 |
| 4.5 | Koeffisienter for drag og addert masse | 63 |
| 4.5.1 | Addert masse surge og sway | 63 |
| 4.5.2 | Addert masse heave | 64 |
| 4.5.3 | Normal drag-koeffisient | 67 |
| 4.5.4 | Aksiell drag-koeffisient | 67 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 5 | Resultater | 70 |
| 5.1 | Koeffisienter og demping | 70 |
| 5.2 | Hydro-elastisk respons ved tvungen bevegelse | 71 |
| 5.2.1 | Surge | 71 |
| 5.2.2 | Sway | 72 |
| 5.2.3 | Heave | 73 |
| 5.2.4 | Roll | 74 |
| 5.2.5 | Yaw | 74 |
| 5.3 | Hydro-elastisk respons ved stasjonær flyter og regulære bølger | 75 |
| 5.4 | Hydro-elastisk respons ved forankret flyter og regulære bølger | 77 |
| 5.5 | Hydro-elastisk respons ved forankret flyter og irregulære bølger | 79 |
| 6 | Diskusjon | 81 |
| 6.1 | Tvungen bevegelse | 81 |
| 6.1.1 | Surge og sway | 81 |
| 6.1.2 | Heave | 82 |
| 6.1.3 | Roll | 83 |
| 6.1.4 | Yaw | 83 |
| 6.2 | Stasjonær flyter med regulære bølger | 83 |
| 6.3 | Forankret flyter og regulære bølger | 84 |
| 6.3.1 | Surge | 84 |
| 6.3.2 | Heave | 84 |
| 6.3.3 | Pitch | 85 |
| 6.4 | Forankret flyter og irregulære bølger | 85 |
| 6.4.1 | Surge | 85 |
| 6.4.2 | Heave | 86 |
| 6.4.3 | Pitch | 86 |
| 7 | Konklusjon | 87 |
| 7.1 | Vurderinger | 87 |
| 7.2 | Videre arbeid | 88 |
| A | Beskrivelse av 3Dfloat | 94 |
| B | Inputfil til 3Dfloat for påtvungen bevegelse av flyter | 97 |
| C | Inputfil til 3Dfloat for regulære og irregulære bølger med forankret flyter | 103 |

| | |
|--|-----|
| D Stivhetsverdier for lastcelle i 3Dfloat | 108 |
| E Vannplanstivhet | 109 |
| F Normaliserende verdier for addert masse i 3Dfloat | 109 |
| G PSD for plattform-respons under innflytelse av irregulære bølger | 110 |

1 Innledning

1.1 Bakgrunn

I lys av at mengden fossilt brensel er i stadig nedgang samtidig som CO₂-konsentrasjonen i atmosfæren fortsetter å stige, vil det være fordelaktig å foreta et skifte til fornybare energikilder som f.eks vindkraft. Mens fossilt brensel skapes i begrensede mengder gjennom prosesser som varer i flere hundre millioner år, blåser det vinder med store mengder ubenyttet energi over hele jorden som kan brukes uten tap av kapital og uten økning i drivhuseffekten.

I følge en rapport fra Norges vassdrag- og energidirektorat er vannkraft og landfast vindkraft de kildene som gir lavest energikostnad i Norge med henholdsvis 25 øre/kwh og 40 øre/kwh (NVE, 2015, s. 10). En av de negative sidene ved vindkraft er at den kun kan produseres når vindene blåser, og en kombinasjon av vann- og vindkraft vil således være optimal. Da kan man benytte seg av vind når det er mulig, og i mellomtiden kan vann lagres i reservoarene til det trengs.

Offshore vindkraft representerer et dyrere alternativ med ca. doble prisen av landfast vindkraft, men det er ventet en 40% nedgang i kostnadene mot 2035 (NVE, 2015, s. 14). Ved å flytte vindturbinene offshore vil man få gunstigere vindforhold, og dermed høyere energiproduksjon per installerte vindturbin, samtidig som man unngår konflikter relatert til visuell inntrengning og lyd-støy.

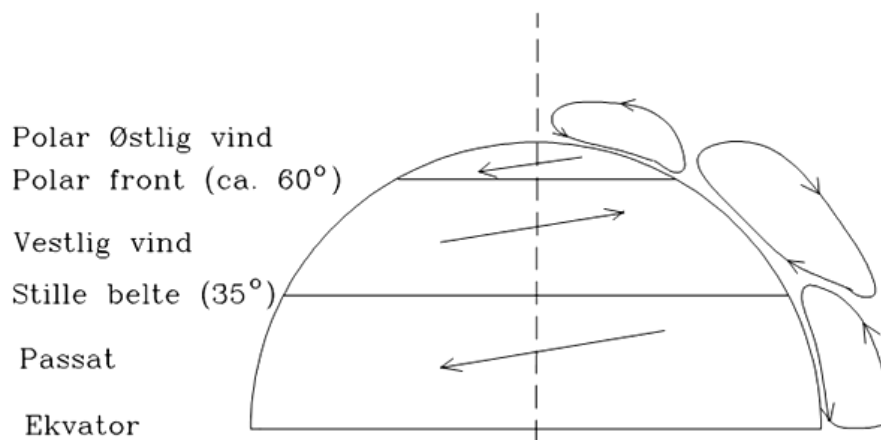
Ved inngangen av 2015 var den totale installerte kapasiteten av offshore vindkraft i Europa på 8045.3 MW, fordelt på 74 vindparker i 11 land (EWEA, 2015, s. 3). De største bidragsyterne av disse landene er Storbritannia, Danmark og Tyskland. Et scenario fra EWEA forespeiler 192 GW installert effekt fra vindturbiner innen 2020, hvorav 23.5 GW er offshore vindkraft. Dette er antatt å skulle dekke 14.9% av strømforbruket til Europa i 2020 (EWEA, 2014, s. 4).

1.1.1 Vind

Vind er luftmasser som beveger seg i relasjon til jordens overflate. Opprinnelsen til denne bevegelsen, og den fornybare energien vi kan høste fra den, kan spores tilbake til solen. I løpet av en dag vil jorden oppleve å bli bestrålt med en varierende grad av sollysintensitet som bidrar til ujevn oppvarming av jordens overflate. De påfølgende temperaturfluktuationene resulterer i forskjeller i atmosfæretrykket som luftmassene vil forsøke å utligne ved å bevege seg fra områder med høyt trykk til områder med lavt trykk (Manwell et al., 2009, s. 24).

En annen viktig bidragsyter til dannelsen av vinder er jordens rotasjon. Denne gir opphav til Coriolis-effekten, som gjør at vind på den nordlige halvkule vil avbøyes til høyre for bevegelsesretningen sin, mens den på den sørlige halvkule vil avbøyes til venstre (Spera, 2009, s. 468). Uten denne effekten ville vindene blåst i rette linjer fra nord til sør (Universetoday, 2010)

Områder nær ekvator vil varmes opp i større grad av solen enn områdene ved polene. Det fører til at det finner sted en overføring av termisk energi over lengdegrader gjennom vind (Spera, 2009, s. 468). Ved ekvator vil den varme luften stige, kjøles ned og deretter synke ved 30° nord og sør. Denne sirkulasjonsbevegelsen kalles for en Hadley-celle, og gir i sammen med Coriolis-effekten opphav til blant annet passatvinden (Lynn, 2012, s. 6).



Figur 1.1: Globale vindmønstre for den nordlige halvkule (Vindportalen, 2014).

Den samme mekanismen som ligger til grunn til for Hadley-cellen vil skape polar-celler som går fra Arktis og Antarktis og til henholdsvis 60° nord og sør. Mellom disse to cellene finner man vestavindsbeltet, som betyr at den rådende vindretningen i Norge er fra vest til øst. De lokale vindforholdene kan dog være høyst variable og er avhengige av faktorer som blant annet topografien og konfigurasjonen av landmassene (Spera, 2009, s. 473).

Vindprofil

Et viktig aspekt ved design og plassering av en vindturbin er den vertikale vindprofilen, som beskriver variasjonen av vindhastigheten med økende høyde over overflaten. Den gjennomsnittlige vindhastigheten ved bakkenivå er null, og vil stige gradvis med høyden. For å estimere vindhastigheten i ulike høyder blir ofte følgende formel brukt (Kalvig, 2014, s. 3)

$$U(z) = U_0 \left(\frac{z}{z_0} \right)^\alpha \quad (1.1)$$

hvor den gjennomsnittlige vindhastigheten $U(z)$ uttrykkes som en funksjon av høyden z over vannlinjen, U_0 er referansehastigheten ved en viss høyde z_0 og α er en eksponent som er avhengig av overflateruheten til underlaget.

Effekt i vind

Den iboende effekten i vind som man kan konvertere til elektrisk energi, kan uttrykkes med følgende formel (Hansen, 2008, s. 3)

$$P = \frac{1}{2} \rho A U^3 \quad (1.2)$$

hvor ρ er tettheten til luft, A er arealet svøpt av vindturbinrotoren og U er vindhastigheten. Denne sammenhengen viser at effekten som kan hentes ut fra vinden øker med vindhastigheten i tredje potens, og en liten økning i vindhastighet vil dermed kunne føre til en stor økning i energiproduksjon. Ved havoverflaten har luft en tetthet på ca. 1.2 kg/m^3 , og effekten per kvadratmeter kan dermed uttrykkes som $P = 0.6U^3$. Med en vindhastighet tilsvarende en laber bris ($U = 6 \text{ m/s}$) er den tilgjengelige effekten fra vinden 130 W per kvadratmeter, mens med en vindhastighet tilsvarende en sterk kuling ($U = 21 \text{ m/s}$) vil dette tallet stige til 5600 W (Lynn, 2012, s. 31).

Likning 1.2 beskriver en idealisert situasjon hvor rotoren bremser den innkommende vinden fullstendig, slik at hastigheten etter rotoren er null. I praksis er en så høy virkningsgrad ikke mulig å oppnå; vinden vil ha en viss hastighet etter den har passert rotoren. Den maksimale virkningsgraden til en vindturbin ble utledet av professor Albert Betz og kalles for Betz' lov. Den sier at man maksimalt kan utnytte 59.3% av vindens bevegelsesenergi. Dagens vindturbiner oppnår i virkeligheten verdier opp mot 50% (Lynn, 2012, s. 87).

1.1.2 Offshore vindkraft

Offshore vindkraft er et relativt nytt fagfelt, og selv om det har flere likhetstrekk med vindkraft på land blir det fortsatt betraktet som en ung industri. Den første bunnfaste offshore vindparken ble reist utenfor Vindeby i Danmark i 1992 og bestod av 11 vindturbiner på 5 MW (Lynn, 2012, s. 153). Danmark fortsatte som ledende aktør innenfor bunnfast offshore vindkraft med installasjonen av vindparkene Horns Rev og Nysted i 2001, og i 2009 med Horns Rev 2 bestående av 91 vindturbiner med en samlet effekt på

209 MW (Wikipedia). Storbritannia har også spilt en viktig rolle innen offshore vindkraft, og har per 2015 verdens største offshore vindpark i London Array med en samlet kapasitet på 630 MW.

Mens Norge ligger bak land som Danmark og Storbritannia med hensyn til teknologi for bunnfast offshore vindkraft, har landet spilt en viktig rolle innenfor utviklingen av flytende havvind. Den første full-skala flytende offshore vindturbinen, Hywind, ble installert utenfor kysten av Karmøy høsten 2011 og har siden produsert over 40 GWh (Statoil, 2015).

Sammenliknet med landfast vindkraft er det flere fordeler ved å flytte vindturbinene offshore:

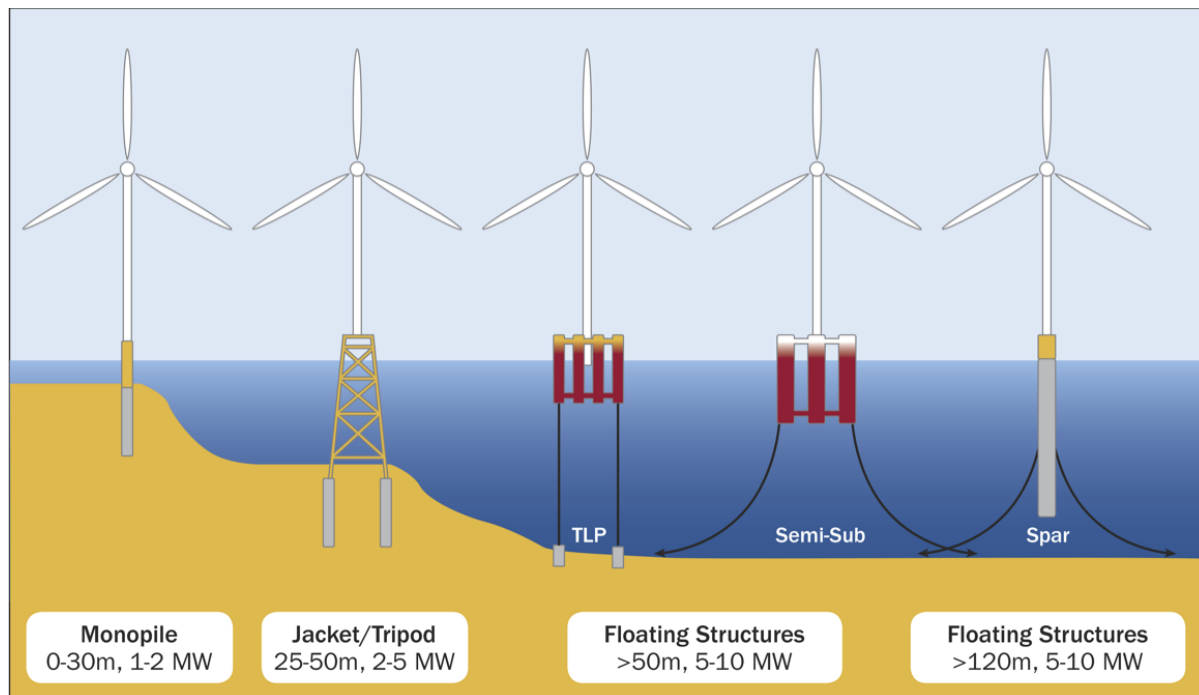
- Offshore er vindene mer stabile, mindre turbulente og med høyere gjennomsnittshastighet (Lynn, 2012, s. 154).
- Offshore har man mulighet for å installere svært store vindturbiner med rotor med en diameter på over 100m som følge av at frakt til havs legger mindre begrensninger på rotorstørrelsen (NVE, 2015, s. 68).
 - Store vindturbiner vil ha bedre vindforhold som en konsekvens av at vinden har høyere gjennomsnittshastighet lengre fra havoverflaten, som beskrevet i seksjon 1.1.1. Dette resulterer i høyere effektuttak for vindturbinen.
- Store tilgjengelige areal gjør at man har gode muligheter for å installere store havvindparker.
- Den visuelle inntrengningen og lydforurensningen av store vindturbiner er mindre ved installasjon til havs.
- Offshore-kompetansen som følger av den lange erfaringen Norge har med med olje- og gassutvinning kan omstilles til offshore vindkraft, og gjør at Norge har potensial til å bli en ledende aktør på området.

Offshore vindkraft kommer også med sine egne utfordringer. Noen av disse er som følger:

- Behov for spesialiserte installasjon- og inspeksjonsfartøyer (Manwell et al., 2009, s. 461).
- Høyere laster på konstruksjonen som følger av at den vil bli utsatt for et vidt spekter av laster inkludert bølger, strømminger og vind.
- Dårligere tilgjengelighet for å drive vedlikehold og inspeksjon.

1.1.3 Bunnfaste og flytende offshore vindturbiner

En av de store forskjellene mellom landfaste og offshore vindturbiner er fundamentet turbinen står på. Mens en landfast vindturbin kan sikres til underlaget ved bruk tradisjonelle metoder som f.eks betongfundamenter, er installasjon offshore mer krevende.



Figur 1.2: Ulike typer av bunnfaste og flytende offshore vindturbin-fundamenter (EWEA, 2013).

For installasjon på vanddybder mindre enn 50 m benyttes i hovedsak følgende fundamenter:

Monopile Et stålrør med en diameter på mellom 2.5 – 4.5 m som blir presset 10 – 20 m inn i havbunnen. Utgjorde i 2014 78.8% av alle installerte offshore vindturbiner (EWEA, 2015).

Gravitasjonsfundament Benytter seg av store betongblokker som ved hjelp av sin egen masse holder konstruksjonen stabil. Godt egnet for grunt vann med dybde mindre enn 10 m.

Tripod For installasjon på middels dypt vann benyttes det ofte en tripod/jacket, bestående av sirkulære stålprofiler. Dette er en type konstruksjon som har blitt mye brukt innen olje- og gassindustrien, og som dermed er godt forstått (Lynn, 2012, s. 164).

Bunnfaste konstruksjoner er ikke egnet for installasjon på dypt vann, og flytende løsninger vil dermed være å foretrekke. De vanligste formene for flytende fundamenter er adoptert fra olje- og gassindustrien, og beskrives her.

TLP En forkortelse for «tension leg platform». Består av en plattform med stor grad av oppdrift som er forankret til havbunnen med forankringsliner under strekk.

Spar En lang sylindrisk struktur med stor dypgang. Ballast plasseres i bunn av strukturen slik at tyngdepunktet ligger lavere enn oppdriftspunktet. Dette bidrar til å skape et gjenopprettingsmoment som gir stabilitet til konstruksjonen. Statoils Hywind er en vindturbin av typen spar.

Semisubmersible Kombinerer prinsippene fra TLP og spar og bruker en halvt nedsenkbar plattform for å gi stabilitet til vindturbinen (EWEA, 2013, s. 20). Kobles til havbunnen ved hjelp av slakke forankringsliner. En stor fordel med halvt nedsenkbare flytere er at de har liten dypgang, som gjør at de kan monteres inne til kai for deretter å taues ut til installasjonsfeltet.

1.1.4 Dr. Techn. Olav Olsen Star Wind Floater

Arbeidet i denne oppgaven er basert på en halvt nedsenkbar flyter for offshore vindturbiner utviklet av Dr. Techn Olav Olsen; et norsk konsulentselskap med lang fartstid innen offshorekonstruksjoner. Plattformen er designet for å bli brukt med en 6MW turbin med 120 m diameter rotor, men kan også oppskaleres for å brukes med 10MW eller større turbiner (Nygaard et al., 2015).

Under utviklingen av plattformen ble det viet spesielt stor oppmerksomhet til å skape et kostnadseffektivt, lettfraktelig og realistisk konsept. For å oppnå dette er plattformen laget av betong og har i tillegg et svært enkelt design, som vist i figur 1.3. Plattformen består av et sentertårn og tre pongtonger i stjerneformasjon som er koblet til hver sin bøtte. Platen som er montert nederst på flyteren, kalles for en heaveplate og hensikten dens er å dempe bevegelsen til flyteren.

Dypgangen til plattformen har en svært lav minimumsverdi sammenlignet med flere andre offshore vindturbiner; bare 10m. Dette gjør at den kan monteres fullstendig i en dokk eller en kai og deretter taues ut til feltet hvor den skal brukes. Dette gjør at man slipper kostbare løfteoperasjoner offshore. Av stabilitetshensyn er det ønskelig at dypgangen til plattformen skal være 16.7 meter under tauing (Nygaard et al., 2015). Når plattformen er plassert i feltet sitt, vil hver av bøttene kobles til en slakk forankringsline og ballasteres med vann for å oppnå en dypgang på 20 meter.

Betong er lite sensitivt for utmatting og kan ha en vedlikeholdsfri levetid opp mot 100 år (Nygaard et al., 2015). Dette er svært gunstig med tanke på at vind er en uuttømmelig energikilde, og det gjør også at plattformen er egnet til gjenbruk ved utvikling av nye turbiner. Ved å velge betong som konstruksjonsmaterial er det dessuten stort potensial for kostnadsreduksjon som følger av masseproduksjon. Ved produksjon av 20 enheter antas det at kostnadene til plattformen vil reduseres med 30% fra prototypen (Nygaard et al., 2015).

Tabell 1.1: Dr. Techn Olav Olsen Star Wind Floater spesifikasjoner (Azcona et al., 2013).

| Egenskap | Verdi | Kommentar |
|------------------------------|--------------|-------------------------------------|
| <i>Totalmasse</i> | 10091.5 t | Hele konstruksjonen inkl. ballast. |
| <i>RNA-masse</i> | 310 t | - |
| <i>Plattform-masse</i> | 9431.5 t | - |
| <i>Tyngdepunktsenter</i> | 9.658 m | Målt fra kjøll og opp. |
| <i>Oppdriftssenter</i> | 7.046 m | Målt fra kjøll og opp. |
| <i>Rotordiameter</i> | 120 m | - |
| <i>Høyde</i> | 100 m | Målt fra kjøll og opp til turbinen. |
| <i>Dypgang</i> | 20 m | - |
| <i>Optimal vindhastighet</i> | 12.7 m/s | - |



Figur 1.3: Dr. Techn. Olav Olsen halvt nedsenkbar offshore vindturbin.

1.2 Prosjektbeskrivelse

I denne seksjonen vil jeg først presentere prosjektet og dets samarbeidspartnere, som danner bakgrunnen for denne avhandlingen. Videre vil jeg oppgi hovedmålet med oppgaven, og dele opp gjennomføringen av oppgaven i en rekke delmål. Som følge av begrenset tid til rådighet i utførelsen av oppgaven, vil jeg også måtte slå fast noen begrensninger. Til sist vil jeg gi en oversikt over terminologi, begreper og symboler som brukes i oppgaven.

1.2.1 Prosjektbakgrunn

Gjennom ENERGIX-programmet til Forskningsrådet ble det bevilget 135 millioner kroner til innovasjonsprosjekter i næringslivet med oppstart i 2013. Ett av disse prosjektene omhandlet videreutvikling og testing av Dr. Techn. Olav Olsen sitt konsept for en flytende vindturbin; Star Wind Floater (Forskningsrådet, 2012). Prosjektet har hatt flere deltakere, som jeg vil presentere her med deres respektive roller (Nygaard et al., 2015).

- Dr. Techn. Olav Olsen (OO) har fungert som prosjektleder, og har hatt hovedansvar for konseptutvikling, lastanalyser, konstruksjon og installasjon.
- Norges miljø- og biovitenskapelige universitet (NMBU) har utviklet skalamodellen som har blitt brukt under testingen.
- Institutt for Energiteknikk (IFE) har stilt med programvaren 3Dfloat (se seksjon 1.4.1), som har blitt brukt til simuleringer av vindturbinen. De har også hatt ansvar, sammen med Centro Nacional de Energías Renovables (CENER), for bølgetanktesting av skalamodellen.
- Statoil har stilt med rotorspesifikasjoner samt meteorologiske og oseanografiske forhold.
- Acciona Infraestructuras har bidratt med blant annet kostnadsberegning og risikoanalyse.
- Marine Renewables Infrastructure Network (MARINET) er et initiativ sponset av Europakommisjonen som kostnadsfritt stiller testfasilitetene til sine partnere til disposisjon. I dette prosjektet har man hatt tilgang til École Centrale de Nantes (ECN) sin bølgetank for testing.

Denne masteroppgaven kommer i kjølvannet av bølgetanktestingen av en skalamodell av OO Star Wind Floater, og inneholder en numerisk simulering av forsøkene som har blitt utført. Hensikten har vært å validere simuleringskapasiteten til programvaren 3Dfloat

samt bestemme empiriske koeffisienter for plattformen. Arbeidet med alle simuleringene, med unntak av irregulære bølger, har blitt utført som et samarbeid med medstudent Espen Reinemo. Det har i fellesskap blitt enighet om simuleringssoppsettet som foreligger.

1.2.2 Problemstilling

Utvikle et simuleringssoppsett som representerer testene utført på en skalamodell av Star Wind Floater ved *École Centrale de Nantes* høsten 2013 inkludert:

- Påtvungen bevegelse i alle frihetsgrader.
- Stasjonær flyter med regulære bølger.
- Forankret plattform med regulære bølger.
- Forankret plattform med irregulære bølger.

1.2.3 Hovedmål

*Lage en numerisk modell og tilhørende simuleringssoppsett for å kunne simulere forsøkene utført ved *École Centrale de Nantes* med en skalamodell av Dr. Techn Olav Olsen Star Wind Floater med hensikt å validere programvaren 3Dfloat og bestemme koeffisienter for addert masse og drag.*

1.2.4 Delmål

- Sette seg inn i relevant teori og bakgrunns-materiell, inkludert tidligere masteroppgaver i tilknytning til OO Star Wind Floater.
- Lære seg 3Dfloat.
- Fremstille de eksperimentelle dataene fra forsøkene hos ECN grafisk og vurdere resultatene.
- Lage en numerisk modell i 3Dfloat som representerer skalamodellen på best mulig måte.
- Kjøre simuleringer med det simuleringssoppsettet som foreligger fra gjennomførelsen av masteroppgaven til Edfelt og Killingstad (2014).
- Justere koeffisienter for addert masse og drag ved hjelp av forsøkene med tvungen bevegelse og stasjonær flyter med regulære bølger.

- Utføre simuleringer med forankret plattform og henholdsvis regulære og irregulære bølger.
- Skriftlig dokumentere arbeidet gjennom prosessen.

1.2.5 Begrensninger for arbeidet

- Simuleringer med vindlast og strømning vil ikke bli utført.
- Som følger av tidsbegrensninger vil ikke alle testene med irregulære bølger bli simulert.

1.3 Terminologi

1.3.1 Begreper

Tabell 1.2: Begreper som benyttes i avhandlingen.

| Begrep | Beskrivelse |
|--------------------------|--|
| <i>Bølgetank</i> | Basseng brukt for å utføre hydrodynamiske forsøk på blant annet skip og offshore vindturbiner. |
| <i>Bøtte</i> | Vertikal sylinder ytterst på flyteren. |
| <i>FAST</i> | Programvare for hydrodynamiske beregninger basert på potensialteori. |
| <i>FEM</i> | «Finite element method» |
| <i>Flyter</i> | For OO Star Wind Floater beskrives betongfundamentet som en flyter. |
| <i>Free decay</i> | Forsøk hvor et objekt blir påsatt en rotasjonell eller translasjonell forskyvning og deretter svinger fritt til det står i ro. |
| <i>Frihetsgrad</i> | Beskriver hvor mange akser for rotasjon og translasjon man har i en modell. |
| <i>Heaveplate</i> | Plate montert nederst på flyteren med hensikt å dempe bevegelsen til vindturbinen. |
| <i>Ideell væske</i> | Teoretisk væske uten viskositet og med konstant tetthet. |
| <i>Kontrollvolum</i> | Et volum som er i ro eller beveger seg med konstant hastighet, som det flyter væske gjennom. |
| <i>Pongtong</i> | Rektangulært bokselement mellom sentertårn og bøtte. |
| <i>RNA</i> | «Rotor nacelle assembly» |
| <i>RMS</i> | «Root mean square». Statistisk verktøy for å beskrive et varierende signal. |
| <i>Sentertårn</i> | Sirkulært element i senter av flyteren med samme høyde som bøttene. |
| <i>SWL</i> | «Still water line» |
| <i>Tidsskritt</i> | Tidsintervallet data blir registrert ved under simulering i 3Dfloat. |
| <i>Tårn</i> | Sirkulært element som er festet i toppen av sentertårnet og går opp til RNA. |
| <i>Ustødig strømning</i> | En strømning som varierer over tid. |

1.3.2 Symboler og enheter

Tabell 1.3: Symboler og enheter.

| Symbol | Beskrivelse | Enhet |
|-----------|--|--------------|
| A | Bølgeamplitude | m |
| A_w | Areal | m^2 |
| α | Vinkelakselerasjon | rad/s^2 |
| c | Fasehastighet | m/s |
| C | Koeffisient | – |
| D | Vannplanstivhet | N/m |
| f | Frekvens | Hz |
| F | Kraft | N |
| F_r | Froude-nummeret | – |
| g | Tyngdeakselerasjon | m/s^2 |
| H | Bølgehøyde | m |
| I | Treghetsmoment | kgm^2 |
| k | Bølgenummeret | rad/m |
| l | Lengde | m |
| L | Bølgelengde | m |
| λ | Skaleringsfaktor | – |
| m | Masse | kg |
| m_a | Addert masse | kg |
| M | Moment | Nm |
| μ | Dynamisk viskositet | $Pa \cdot s$ |
| ω | Vinkelfrekvens | rad/s |
| p | Trykk | Pa |
| Re | Reynolds-nummeret | – |
| ρ | Tetthet | kg/m^3 |
| t | Tid | s |
| T | Bølgeperiode | s |
| u | Hastighet | m/s |
| \dot{u} | Akselerasjon | m/s^2 |
| V | Volum | m^3 |
| z | Vertikal avstand referert til vannlinjen | m |
| Z | Vertikal avstand referert til havbunnen | m |

1.4 Løsningsverktøy

1.4.1 3Dfloat

For å foreta simuleringene i denne oppgaven er det blitt brukt programvaren 3Dfloat, som er utviklet av professor T. A. Nygaard ved IFE og NMBU. Programmet er laget for å simulere ulike typer vindturbiner, både landfaste og offshore, og analysere responsen deres på laster fra vind og sjø. For å kunne undersøke det vide spekteret av laster som oppstår i et offshore miljø, er programvaren aero-hydro-servo-elastisk, hvis enkeltdele kan beskrives som (de Vaal og Nygaard, 2014):

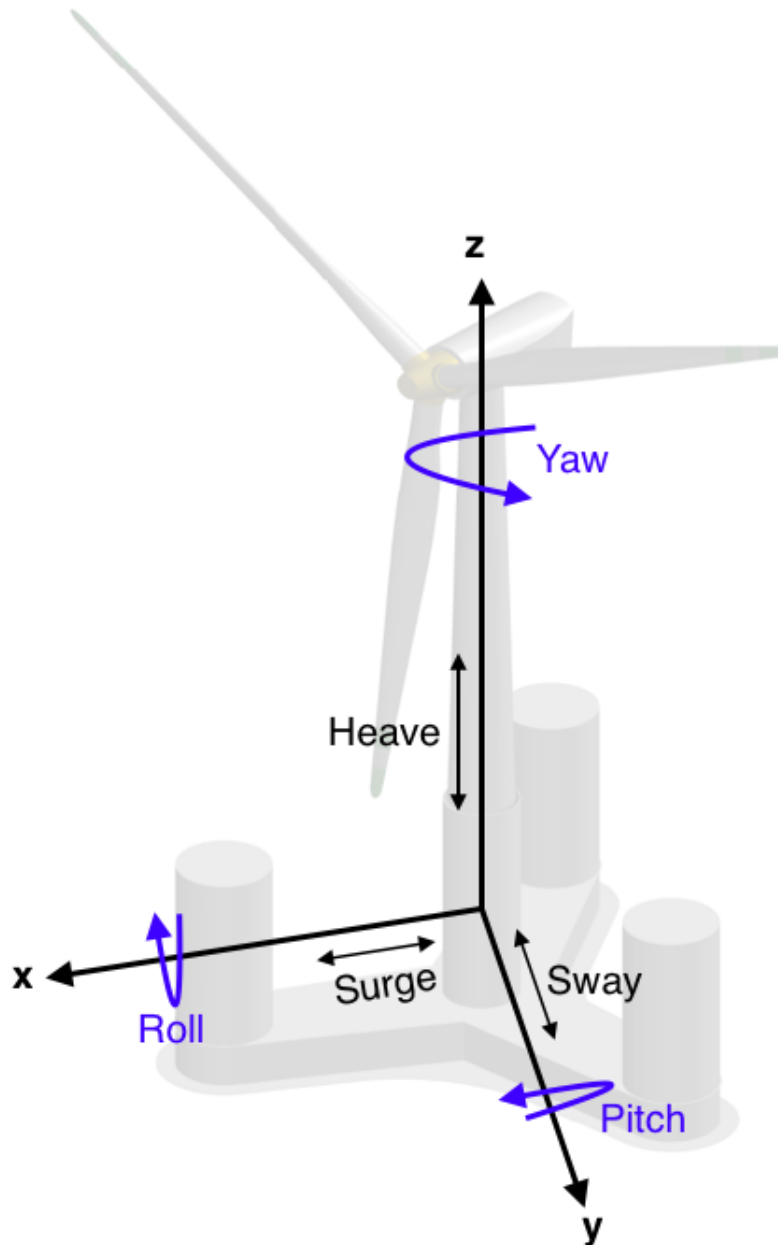
- Aero** Inkorporer aerodynamikk ved å ta høyde for vindbelastninger på rotoren. For å gjøre dette brukes bladelementbevegelsesmengde-metoden (BEM). De ulike profilene som til sammen utgjør rotorbladene/airfoilen leses av fra en separat tabell.
- Hydro** Inkorporer hydrodynamikk ved å ta høyde for sjøbelastninger på konstruksjonen. Dette gjøres ved å benytte Airy-bølgeteori sammen med morisonlikningen (som beskrevet i seksjon 2.5 og 2.10 henholdsvis). Oppdriften til en offshore vindturbin vil bestemmes ut i fra trykkfeltet fra bølgekinematikken i Airy-bølgeteori. 3Dfloat har også mulighet for å sette på havstrømmer.
- Servo** For at en vindturbin skal fungere optimalt, er det viktig at hastigheten på rotoren holdes innenfor et visst område. I kraftig vind vil rotorbladene rotere svært hurtig, og det er derfor nødvendig å ha en metode for regulering av angrepsvinkelen til rotorbladene. Over den optimale rotorhastigheten vil 3Dfloat derfor ta i bruk «pitch-kontroll» for å regulere rotorhastigheten.
- Elastisk** Den strukturelle modellen i 3Dfloat er basert på et ikke-lineært FEM-rammeverk. En modell bygges opp av to-node euler-bernulli-elementer som har 6 frihetsgrader i hver ende, og kreftene blir overført mellom disse endenodene. Man kan også påføre punktlaster på nodene. Laster fra gravitasjon, bølger, strømninger, oppdrift og vind vil være jevnt distribuert over hele konstruksjonen (Nygaard, 2008).

3Dfloat er fortsatt i utviklingsstadiet, men har blitt verifisert opp mot andre koder gjennom OC3 og OC4 (Nygaard og Myhr, 2014) og validert mot bølgetanktesting av 3 ulike TLB. 3Dfloat blir dessuten brukt av Dr. Techn. Olav Olsen til utredning av et konsept for en rørbru over Bjørnadjorden i forbindelse med ferjefri E39. For mer informasjon om 3Dfloat henvises det til appendiks A.

2 Teoretisk bakgrunn

2.1 Koordinatsystem og frihetsgrader

For å beskrive bevegelsen til vindturbinen, brukes et kartesisk koordinatsystem med tre dimensjoner. Siden vindturbinen er flytende har den mulighet til å bevege seg i alle 6 frihetsgrader som vist i figur 2.1.



Figur 2.1: Vindturbin med frihetsgrader.

Koordinatsystemet er plassert slik at sentertårnet befinner seg i origo: z-aksen ligger i midten av flyteren. XY-planet ligger i samme høyde som SWL. Aksene er plassert slik at xz-planet er et symmetriplan for flyteren.

Tabell 2.1: Frihetsgrader med begrep og beskrivelse.

| Begrep | Beskrivelse |
|--------------|--------------------------------------|
| <i>Surge</i> | Translasjonell bevegelse i x-retning |
| <i>Sway</i> | Translasjonell bevegelse i y-retning |
| <i>Heave</i> | Translasjonell bevegelse i z-retning |
| <i>Roll</i> | Rotasjonell bevegelse om x-aksen |
| <i>Pitch</i> | Rotasjonell bevegelse om y-aksen |
| <i>Yaw</i> | Rotasjonell bevegelse om z-aksen |

2.2 Svingninger og demping

En struktur som flyter i vann kan i sin enkleste form beskrives som et masse-fjær-system som utsettes for en ekstern kraft. Likningen for å beskrive et slikt system kan uttrykkes som

$$m\ddot{x} + D_v x = F_o \cos \omega t \quad (2.1)$$

hvor m er massen av system, D_v er vannplanstivheten, F_o er en ekstern kraft som stammer fra innflytelsen av en bølge eller en påsatt kraft og ω er vinkelfrekvensen. Vannplanstivheten kan betraktes som fjærkonstanten til vannet og for skalamodellen som er undersøkt i denne avhandlingen kan den skrives som

$$D_v = (3A_b + A_t)\rho g \quad (2.2)$$

hvor A_b og A_t er arealet til henholdsvis bøtten og sentertårnet hvor de bryter vannoverflaten, ρ er tettheten til vann og g er gravitasjonsakselerasjonen. Uten påvirkning av en ekstern kraft og innflytelse fra demping, kan man finne den totale systemmassen, det vil si addert masse og strukturell masse, vha. likning 2.1

$$m = \left(\frac{T}{2\pi}\right)^2 D_v \quad (2.3)$$

Når en konstruksjon svinger i en væske vil det skapes bølger. Disse bølgene har en viss energi som nødvendigvis må føre til en reduksjon av energien til det svingende systemet. Konsekvensen av dette er at en svingende konstruksjon til slutt vil komme til ro uten påvirkning fra en ytre kraft (Journée og Massie, 2001, kap. 6 s. 11). Denne

dempingen er lineært proporsjonal med hastigheten til konstruksjonen, og kalles derfor for lineær demping. Dempingsleddet legges til likning 2.1 som da kan skrives

$$m\ddot{x} + c\dot{x} + D_v x = F_o \cos \omega t \quad (2.4)$$

Når modellen blir tvunget ut av posisjon og deretter sluppet, vil den svinge om likevektspunktet sitt så lenge koeffisienten for lineær demping ikke er kritisk. Den kritiske verdien inntreffer når (Chakrabarti, 2005a, s. 181)

$$c_k = 2\sqrt{D_v m} \quad (2.5)$$

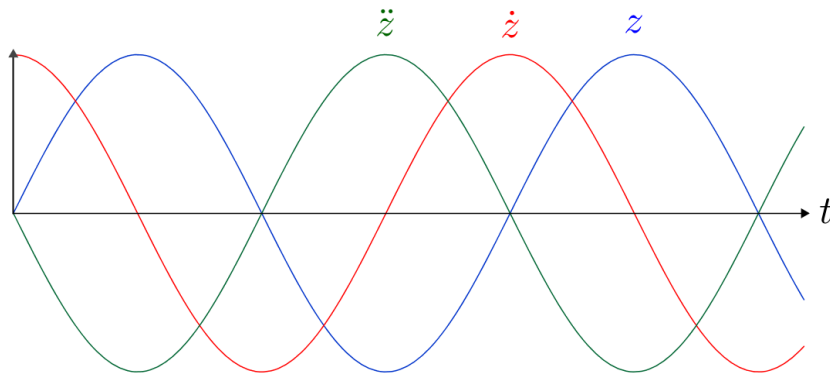
Likning 2.5 gjelder for tranlasjonell bevegelse, men den kritiske verdien for rotasjonell bevegelse kan finnes på tilsvarende måte

$$c_{k,rot} = 2\sqrt{\kappa I} \quad (2.6)$$

hvor κ er fjærstivheten og I er tregghetsmomentet.

For å beskrive dempingen brukes forholdet mellom den valgte verdien for lineær demping, c , og den kritiske verdien, c_k

$$\xi = \frac{c}{c_k} \quad (2.7)$$



Figur 2.2: Faseforskjeller mellom posisjon, hastighet og akselerasjon i en harmonisk svingning.

For å beskrive forsøk med påtvungen harmonisk bevegelse kan man benytte følgende likning

$$z = z_a \sin(\omega t) \quad (2.8)$$

hvor z_a er amplituden til svingningen. Ved derivasjon kan man da skrive henholdsvis hastigheten, \dot{z} , og akselerasjonen \ddot{z} som:

$$\dot{z} = z_a \omega \cos(\omega t) \quad (2.9)$$

$$\ddot{z} = -z_a \omega^2 \sin(\omega t) \quad (2.10)$$

Ved å plote disse funksjonene mot hverandre, se figur 2.2, ser man at hastigheten er 90° grader ut av fase med posisjonen og akselerasjonen er 180° ut av fase med posisjonen. Dette har implikasjoner for drag og tregheteskraftene på konstruksjonen, som vi vil se senere.

2.3 Skalering

Ved design og utvikling av en offshore vindturbin er man interessert i å vite hvordan den vil oppføre seg under drift. Dette innebærer å avdekke hvordan konstruksjonen vil respondere på laster i det den plasseres i sitt tenkte miljø. For en konstruksjon som er utsatt for både hydrodynamiske og aerodynamiske krefter, og dermed har en relativt komplisert bevegelse, vil det være nødvendig å foreta en fysisk modelltesting. Dette gjør man for å kunne validere den numeriske modellen og for å bestemme empiriske koeffisienter (Chakrabarti, 2005b, s. 1004). Siden testing av en fullskala modell er en tidkrevende og dyr affære, er det vanlig å utføre testingen med en skalamodell.

2.3.1 Betingelser

For å kunne benytte dataene man skaffer under skalamodelltestingen til å forutse prototypens oppførsel, er man avhengig av at skalamodellen oppfyller visse krav. Disse er som følger (Chakrabarti, 2005b, s. 1004):

- **Geometrisk likhet:** Formen må være lik. Dette innebærer at de fysiske dimensjonene er proporsjonale mellom skalamodell og prototype.
- **Kinematisk likhet:** Forholdet mellom modellens og prototypens hastighet er konstant.
- **Dynamisk likhet:** Kraftene i modellen er proporsjonelle med kraftene i prototypen.

Ved oppfyllelse av disse kravene kan man skalere opp responsen fra skalamodellen til å gjelde i fullskala med en egnet skaleringsfaktor. Grunnlaget for denne skaleringsfaktoren defineres som forholdet mellom lengden av fullskala prototypen og skalamodellen.

$$\lambda = \frac{l_p}{l_m} \quad (2.11)$$

2.3.2 Dimensjonsløse parametre

Hydrodynamiske skaleringslover bestemmes ut i fra forholdet mellom krefter (Chakraborti, 2005b, s. 1005). De tre viktigste kreftene som virker på en offshore vindmølle er treghetskrefter, gravitasjonelle krefter og viskøse krefter (Newman, 1977, s. 2). Ved å ta forholdet mellom disse kreftene får man uttrykk for dimensjonsløse parametre som danner grunnlag for to ulike skaleringslover.

Gitt et kvadratisk kontrollvolum med hastighet u , lengde l , tetthet ρ , dynamisk viskositet μ og tyngdeakselerasjon g (Newman, 1977, s. 3)

$$\frac{\text{Treghetskraft}}{\text{Gravitasjonell kraft}} = \frac{\rho \cdot l^2 \cdot u^2}{\rho \cdot l^3 \cdot g} = \frac{u^2}{g \cdot l}$$

$$\frac{\text{Treghetskraft}}{\text{Viskøs kraft}} = \frac{\rho \cdot l^2 \cdot u^2}{\mu \cdot l \cdot u} = \frac{\rho \cdot l \cdot u}{\mu}$$

Forholdet mellom treghetskraft og viskøs kraft kalles for Reynolds-nummeret

$$R_e = \frac{\rho \cdot l \cdot u}{\mu} = \frac{l \cdot u}{\nu} \quad (2.12)$$

hvor ν er den kinematiske viskositeten.

Kvadratrotten av forholdet mellom treghetskraft og gravitasjonell kraft kalles for Froude-nummeret

$$F_r = \sqrt{\frac{u^2}{g \cdot l}} \quad (2.13)$$

2.3.3 Froude-skalering

Oppfyllelse av mer enn en skaleringslov samtidig kan vise seg å være problematisk. Årsaken til det kan man se ved å ta forholdet mellom Reynolds-nummeret og Froude-nummeret, og se hva som skjer når dette forholdet skal holdes konstant mellom modell og prototype (Newman, 1977, s. 5),

$$\frac{Re}{Fr} = \frac{\sqrt[3]{l}\sqrt{g}}{\nu} = \textit{konstant}$$

Hvis vi holder gravitasjonsakselerasjonen konstant mellom modell og prototype, ser vi at den kinematiske viskositeten i modellen må reduseres med skaleringsforholdet λ ,

$$\nu_m = \frac{\nu_p}{\lambda}$$

Tilsvarende får vi ved å holde dynamisk viskositet konstant at gravitasjonsakselerasjonen må økes med skaleringsforholdet λ ,

$$g_m = g_p \lambda$$

Som følger av disse vanskelighetene velger man gjerne å holde forholdet mellom de to viktigste kreftene konstant fra modell til prototype (Journée og Massie, 2001, B. 6). Det kan vises ved definisjonen av Reynolds-nummeret at kreftene fra viskositet vil være små sammenliknet med treghetskreftene i dette tilfellet, og Froude-skalering vil derfor være mer hensiktsmessig (Newman, 1977, s. 4).

Froude-skalering innebærer at Froude-nummeret holdes konstant mellom modell og prototype:

$$Fr = \frac{u_p}{\sqrt{g_p \cdot l_p}} = \frac{u_m}{\sqrt{g_m \cdot l_m}} \quad (2.14)$$

Gitt denne likheten og en skaleringsfaktor λ , kan man utlede forhold mellom størrelsene i modellen og prototypen. Forholdene som er relevante for arbeidet med denne avhandlingen er oppgitt i tabell 2.2.

Tabell 2.2: Skaleringsfaktorer for oppskalering av skalamodell-størrelser til fullskala.

| Størrelse | Symbol | Skaleringsfaktor |
|--------------|-----------|------------------|
| Lengde | l | λ |
| Kraft | F | λ^3 |
| Moment | M | λ^4 |
| Masse | m | λ^3 |
| Tid | t | $\lambda^{1/2}$ |
| Gravitasjon | g | 1 |
| Tetthet | ρ | 1 |
| Hastighet | u | $\lambda^{1/2}$ |
| Akselerasjon | \dot{u} | 1 |

2.4 Hydrodynamikk

I denne seksjonen vil det presenteres noen viktige resultater fra hydrodynamikken som vil være nyttig for videre behandling av temaet i denne avhandlingen. Først gis det en presentasjon av potensialteori, som blant annet vil brukes under formulering av de anvendte bølge teoriene. Deretter følger en innføring i Morison-likningen, som danner grunnlaget for utregning av krefter på modellen. Til sist vil KC-nummeret presenteres som et verktøy for å avgjøre Morison-likningens gyldighet i ulike situasjoner.

2.4.1 Ideell væske

I hydrodynamikken anser man væskene for å være uten viskositet; en ideell væske. Dette er en forenklet versjon av væskene man håndterer i virkeligheten, som vil oppleve skjærkrefter mellom forskjellige væskelag og mostand når de flyter langs en fast overflate (Huebner et al., 2001, s. 423). Resultatene ved å bruke en ideell væske er dog i mange tilfeller tilsvarende de man får med en reell væske (Finnemore og Franzini, 2002, s. 622).

2.4.2 Hastighetspotensialet

Gitt en strømning med hastighetsvektor \vec{V} , som har komponentene $u(x, y, z)$, $v(x, y, z)$ og $w(x, y, z)$ langs henholdsvis x -, y - og z -aksene, finnes det en potensialfunksjon ϕ som er definert på følgende måte (Cengel og Cimbala, 2013, s. 486)

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad v = \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad w = \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (2.15)$$

Det vil si at hastighetsvektoren i et punkt i en strømning kan beskrives som gradienten av funksjonen ϕ . Denne funksjonen kalles derfor for hastighetspotensialet.

2.4.3 Kontinuitetslikningen og irrotasjonell strømning

Kontinuitetslikningen sier at endringen av massen over tid i et kontrollvolum må tilsvare strømmen av masse inn i kontrollvolumet minus strømmen av masse ut av det samme kontrollvolumet (Cengel og Cimbala, 2013, s. 401). Den mest generelle formen for kontinuitetslikningen, for en ustødig komprimerbar strømning, blir da

$$-\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} - \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} - \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (2.16)$$

Tettheten, ρ , er en funksjon av koordinatene x , y og z .

Ved å anta at væsken er ukomprimerbar, dvs. at tettheten holdes konstant i rommet, og at strømningen er stødig, dvs. tettheten holdes konstant over tid, kan man skrive en

forenklet kontinuitetslikning

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.17)$$

Setter man hastighetskomponentene, som definert i likning 2.15, inn i likningen for den forenklete kontinuitetslikningen får man følgende uttrykk, som kalles for Laplace-likningen (Journée og Massie, 2001, kap. 3 s. 7)

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = \nabla^2 \phi = 0 \quad (2.18)$$

Når et hastighetspotensial oppfyller Laplace-likningen, vil den tilknyttede strømmingen være irrotasjonell. Dette kommer som følger av en vektoridentitet som sier at curl av en gradient alltid vil være lik null (Thomas, 2011, s. 969). Siden hastighetsvektoren er gradienten av hastighetspotensialet, vil derfor curl av hastighetsvektoren være null

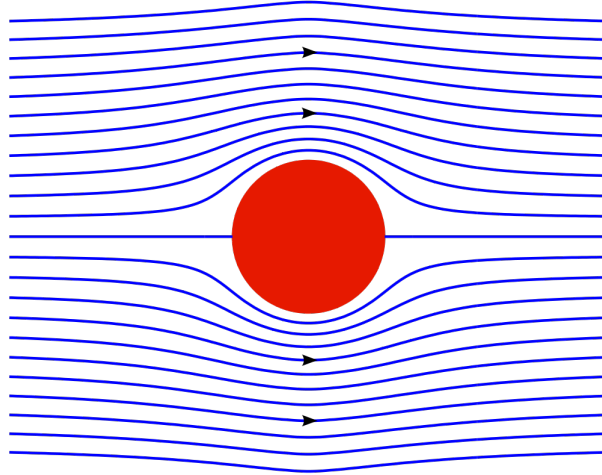
$$\nabla \times \nabla \phi = \nabla \times \vec{V} = 0 \quad (2.19)$$

2.4.4 Strømlinjefunksjonen

Strømlinjer er linjer som viser strømningsretningen til en partikkel i en væske. Den er definert slik at ved hvert punkt på strømlinjen er væskepartikkelens hastighetsvektor en tangent til strømlinjen (Lien og Løvhøiden, 2001, s. 237).

Assosiert med strømlinjer er en funksjon som kalles for strømningsfunksjonen ψ . Den defineres som (Cengel og Cimbala, 2013, s. 451)

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad w = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (2.20)$$



Figur 2.3: Potensialstrøm med strømningslinjer rundt en sylinder (Wikipedia, 2008).

Alle kurver hvor størrelsen av ψ er konstant, er strømlinjer for strømningsfeltet (Cengel og Cimbala, 2013, s. 413). En annen egenskap til strømningslinjer er at dess mindre mellomrom det er mellom dem, desto høyere hastighet har fluidstrømmen. Dette kommer som følge av at forskjellen i verdi mellom to strømlinjer tilsvarer volumstrømmen per enhet bredde mellom dem. Væske kan per definisjon ikke krysse en strømlinje, og for at volumstrømmen skal holdes konstant må derfor væskens hastighet øke når avstanden mellom strømlinjene avtar (Cengel og Cimbala, 2013, s. 453).

For at strømmingen skal være irrotasjonell må curl av hastighetsvektoren være null

$$\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} = 0 \quad (2.21)$$

Setter man inn hastighetskomponentene fra likning 2.20 får man Laplace-likningen

$$\nabla^2 \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = 0 \quad (2.22)$$

2.4.5 Bernoulli-likningen

Bernoulli-likningen er et av de mest kjente resultatene fra hydrodynamikken, og gir en sammenheng mellom hastigheten og trykket i en strømming (Journée og Massie, 2001, kap. 3 s. 10)

$$\frac{1}{2} \rho V^2 + p + \rho g z = \text{konstant} \quad (2.23)$$

Når en strømming varierer over tid må man bruke den ustødige versjonen av Bernoulli-likningen

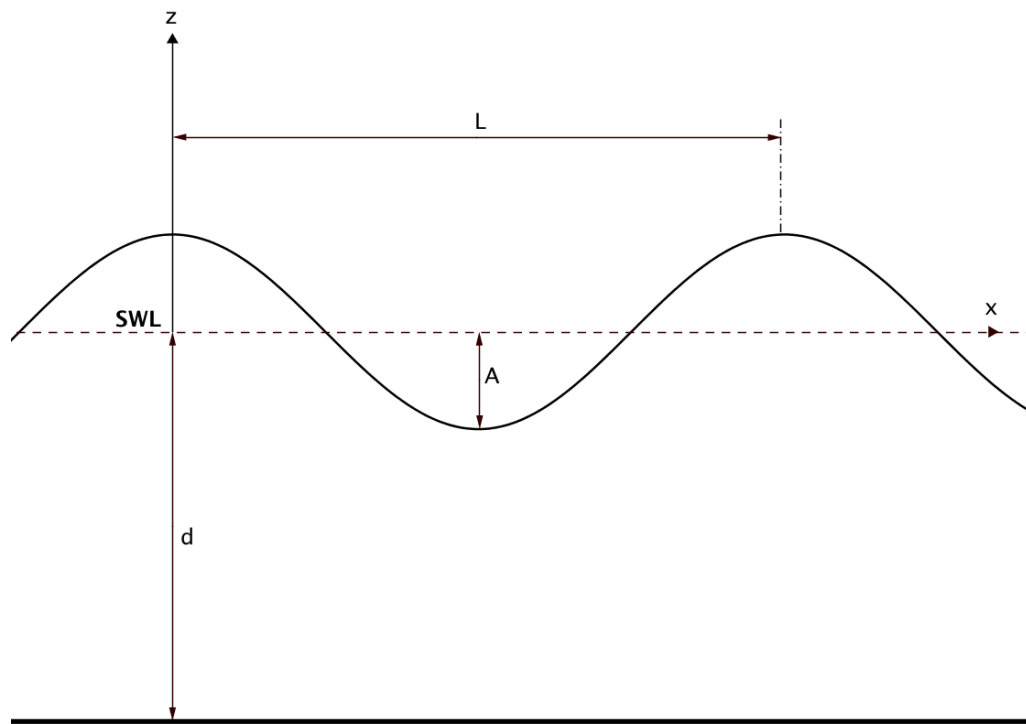
$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2}V^2 + \frac{p}{\rho} + gz = C(t) \quad (2.24)$$

hvor konstanten $C(t)$ er uavhengig av koordinatene, men kan variere med tid (Newman, 1977, s. 108).

2.5 Lineær bølgeteori

For å regne ut strømningsfeltet til bølgepartiklene i en simulering, brukes det enten lineær bølgeteori eller strømningsfunksjonteori. Lineær bølgeteori, eller Airy-bølgeteori, er en av de enkleste og mest brukte bølgeteoriene (Chakrabarti, 2005a, s. 83) og gir en lineær beskrivelse¹ av hvordan en bølge forplanter seg.

2.5.1 Definisjon av bølgeparametre



Figur 2.4: Symboler knyttet til lineær bølgeteori.

Bølgelengden, L , til en bølge defineres som lengden mellom to bølgetopper, som vist i figur 2.4. Vannlinjen, SWL, ligger i en høyde d fra havbunnen. En lineær bølge er symmetrisk om x-aksen, og bølgeamplituden er følgelig avstanden fra SWL til en bølgetopp eller en

¹Det vil si at høyere ordens-effekter ignoreres, se seksjon 2.6.

bølgedal. Bølgehøyden karakteriseres som to ganger amplituden. Tidsintervallet mellom to bølgetopper er perioden T .

Bølgenummeret, antall radianer per bølgelengde, defineres som

$$k = \frac{2\pi}{L} \quad (2.25)$$

og vinkelfrekvensen, antall radianer gjennomløpt per tidsenhet, er

$$\omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{T} \quad (2.26)$$

Overflateprofil

Overflateprofilen til en regulær bølge kan nå uttrykkes med følgende funksjon (Demirbilek og Vincent, 2002, s. II-1-9)

$$\eta = A \cos(kx - \omega t) \quad (2.27)$$

hvor x er i retning av bølgeforplantningen, som vist i figur 2.4. Uttrykket i cosinus-funksjonen kalles for fasen θ , og kan ha verdier mellom 0 og 2π .

Fasehastighet og bølgelengde

Hastigheten til bølgeoverflaten, også kalt fasehastigheten, er definert som bølgelengde over tid. Med definisjonene av bølgenummeret og vinkelfrekvensen kan den skrives som

$$c = \frac{L}{T} = \frac{\omega}{k} \quad (2.28)$$

En sammenheng mellom fasehastigheten, bølgeperioden og bølgedybden er gitt som (f.eks. Demirbilek og Vincent, 2002, s. II-1-7)

$$c = \frac{gT}{2\pi} \cdot \tanh(kd) \quad (2.29)$$

En bølge med lang bølgelengde og periode vil med andre ord bevege seg raskere enn en med kort bølgelengde og periode. Fra denne likningen får man også dispersjonsforholdet, som gir en sammenheng mellom bølgenummeret og vinkelfrekvensen i en bølge

$$\omega^2 = k \cdot g \cdot \tanh(kd) \quad (2.30)$$

Fra likning 2.28 og 2.29 får man et uttrykk for bølgelengden som funksjon av vann-dybden og bølgeperioden

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh(kd) \quad (2.31)$$

2.5.2 Forutsetninger

For at formuleringen av lineær bølgeteori skal være gyldig er det noen vilkår som må oppfylles. Disse er (Demirbilek og Vincent, 2002, s. II-1-5):

1. Bølgeamplituden er mye mindre enn bølgelengden.
2. Væsken er ideell. Det vil si den har konstant tetthet og er uten viskositet.
3. Overflatespenningen til vannet kan neglisjeres.
4. Trykket ved bølgeoverflaten er konstant likt atmosfæretrykket. Ved å sette inn bølgeoverflateprofilen η for z i den ustødige versjonen av Bernoulli-likningen og ignorere høyere-ordens effekter (dvs. V^2) får man (Newman, 1977, s. 240)

$$\eta = -\frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t}$$

5. Væsken er ukomprimerbar og irrotasjonell. Det vil si at hastighetspotensialet må oppfylle Laplace-likningen.

$$\nabla^2 \phi = 0$$

6. Havbunnen er horisontal og ugjennomtrengelig. Det vil si at ved havbunnen, $z = -d$, er den vertikale vannpartikkelhastigheten lik null (Faltinsen, 1990, s. 17)

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0$$

7. En forutsetning for at bølgen er lineær er at hastighetspotensialet er proporsjonalt med bølgeamplituden (Faltinsen, 1990, s. 15). Det vil si at den vertikale hastigheten til en vannpartikkel ved bølgeoverflaten er den samme som den vertikale hastigheten til bølgeoverflaten selv.

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial \phi}{\partial z}$$

Et hastighetspotensial som oppfyller disse forutsetningene er (Journée og Massie, 2001, kap. 5 s. 9)

$$\phi = \frac{Ag}{\omega} \cdot \frac{\cosh k(d+z)}{\cosh kd} \cdot \sin(kx - \omega t) \quad (2.32)$$

2.5.3 Bølgekinematikk

For å finne hastigheten til en vannpartikkel tar man den deriverte av hastighetspotensialet, se likningene i 2.15. Ved å benytte sammenhengen fra likning 2.30 og $\tanh x = \frac{\sinh x}{\cosh x}$ kan man skrive den horisontale hastigheten u og den vertikale hastigheten w til en vannpartikkel som

$$u = A \cdot \omega \cdot \frac{\cosh k(d+z)}{\sinh(kd)} \cdot \cos(kx - \omega t) \quad (2.33)$$

$$w = A \cdot \omega \cdot \frac{\sinh k(d+z)}{\sinh(kd)} \cdot \sin(kx - \omega t) \quad (2.34)$$

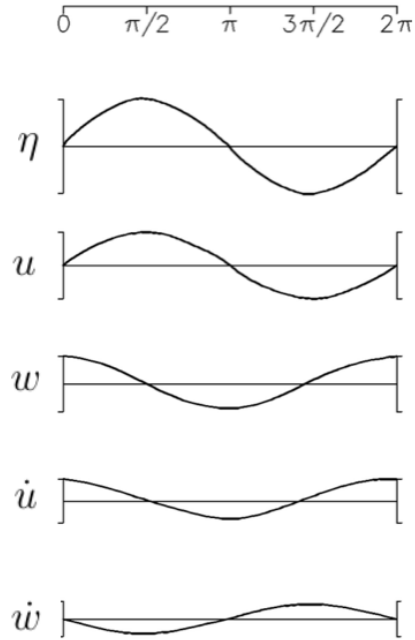
Partikkelakselerasjonen finner man ved å derivere uttrykkene for hastigheten. Den horisontale og vertikale akselerasjonen til en vannpartikkel blir henholdsvis

$$\dot{u} = \frac{\partial u}{\partial t} = A \cdot \omega^2 \cdot \frac{\cosh k(d+z)}{\sinh(kd)} \cdot \sin(kx - \omega t) \quad (2.35)$$

$$\dot{w} = \frac{\partial w}{\partial t} = -A \cdot \omega^2 \cdot \frac{\sinh k(d+z)}{\sinh(kd)} \cdot \cos(kx - \omega t) \quad (2.36)$$

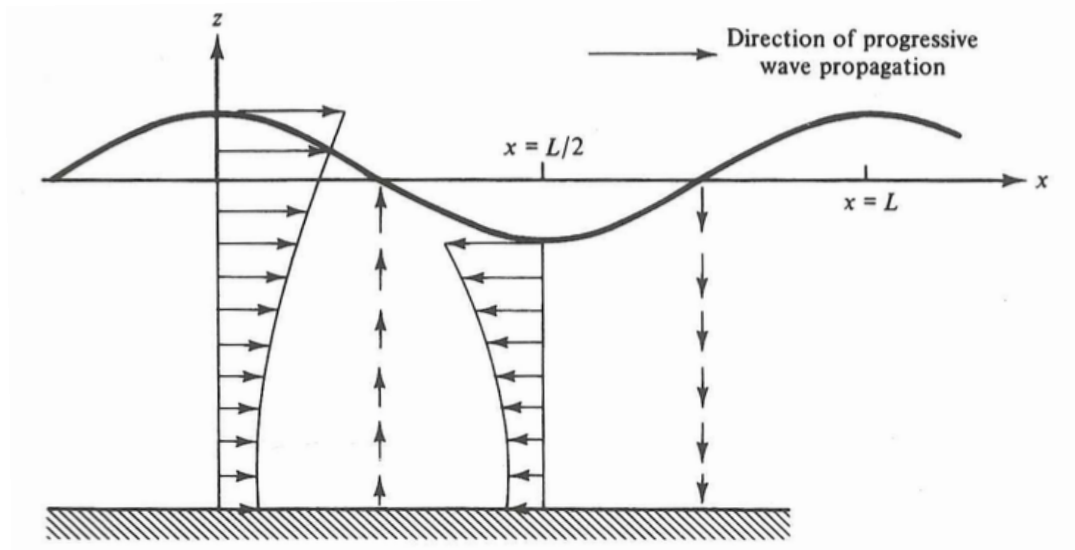
2.5.4 Faseforskjeller og partikkelbaner

Hvis man ser på likningene 2.33 til 2.36 som en funksjon av posisjonen x , legger man merke til at det er faseforskjeller mellom de ulike komponentene. Fra figur 2.5 ser vi at horisontal og vertikal partikkelhastighet er 90° ut av fase; den horisontale hastigheten er på sitt største når den vertikale hastigheten er null. Dette betyr at hastighetsvektoren gjennomgår en elliptisk bane i løpet av en periode, og følgelig vil også vannpartiklene gjennomgå en elliptisk bane.



Figur 2.5: Faseforskjeller mellom hastighet og akselerasjon for $0 \leq \theta \leq 2\pi$ (Demirbilek og Vincent, 2002, s. II-1-14, modifisert).

Fra de hyperbolske uttrykkene i likningene for hastighetskomponentene ser man også at hastigheten vil avta med dybden. Minimumsverdien inntreffer når $z = -d$ slik at $k(d+z) = 0$. Det vil si at den vertikale hastigheten er null ved havbunnen, noe som oppfyller forutsetning nr. 6 fra seksjon 2.5.2. I figuren nedenfor er hastighetsprofilen til en bølge vist ved fire ulike faseverdier.



Figur 2.6: Hastighetsprofil for lineær bølge ved ulike faseverdier (Dean og Dalrymple, 1991, s. 81).

2.5.5 Dypt vann

Hvis bølgene man ønsker å beskrive forplanter seg i dypt vann kan man gjøre noen forenklinger av de generelle formuleringene for lineær bølge teori som er beskrevet så langt. For å avgjøre hvorvidt disse forenklingene er gyldige, må man først se om betingelsen om dypt vann er oppfylt. Det gjør man ved å regne ut den relative dybden, d/L , som vist i tabellen nedenfor.

Tabell 2.3: Karakterisering av vanndybde som grunt, mellomdybde eller dypt.

| Klassifisering | Kriterie |
|--------------------|--|
| <i>Grunt</i> | $\frac{d}{L} < \frac{1}{25}$ |
| <i>Mellomdybde</i> | $\frac{1}{25} < \frac{d}{L} < \frac{1}{2}$ |
| <i>Dypt</i> | $\frac{d}{L} < \frac{1}{2}$ |

For dypt vann vil produktet kd i den hyperbolske tangenten i likning 2.31 for bølgelengden være større enn π . Det betyr at $\tanh(kd)$ vil gå mot sin horisontale asymptote på 1 (Dean og Dalrymple, 1991, s. 66). Likningen for bølgelengden blir dermed

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \quad (2.37)$$

Da kan vi regne ut for hvilke bølgeperioder kriteriet om dypt vann holder med vanndybde $d = 200 \text{ m}$. Dette representerer forøvrig den oppskalerte vanndybden i bassenget som ble brukt til forsøkene.

$$T = \sqrt{\frac{4\pi d}{g}} \approx 16 \text{ s}$$

Betingelsen om dypt vann vil derfor i denne oppgaven ikke være oppfylt for forsøkene med en bølgeperiode på lengre enn 16 s, og da brukes likningene fra 2.33 til 2.36. For å se hvilke likninger som brukes for perioder kortere enn 16 s må man se hvordan likningene for mellomdybde reduseres med antakelsen om dypt vann.

Det hyperbolske uttrykket i likningene for hastighet og akselerasjon kan skrives om ved å bruke definisjonene av de hyperbolske funksjonene².

$$\frac{\cosh k(d+z)}{\sinh(kd)} = \frac{e^{k(d+z)} + e^{-k(d+z)}}{e^{kd} - e^{-kd}}$$

Når vannet er dypt vil $e^{-k(d+z)}$ og e^{-kd} gå mot null. Det gir

² $\sinh x = \frac{e^x - e^{-x}}{2}$ og $\cosh x = \frac{e^x + e^{-x}}{2}$

$$\frac{\cosh k(d+z)}{\sinh(kd)} = \frac{e^{kd}e^{kz}}{e^{kd}} = e^{kz}$$

For dypt vann kan vi dermed skrive hastighet- og akselerasjonskomponentene til en vannpartikkel på følgende måte

$$u = A\omega \cdot e^{kz} \cdot \cos(kx - \omega t) \quad (2.38)$$

$$w = A\omega \cdot e^{kz} \cdot \sin(kx - \omega t) \quad (2.39)$$

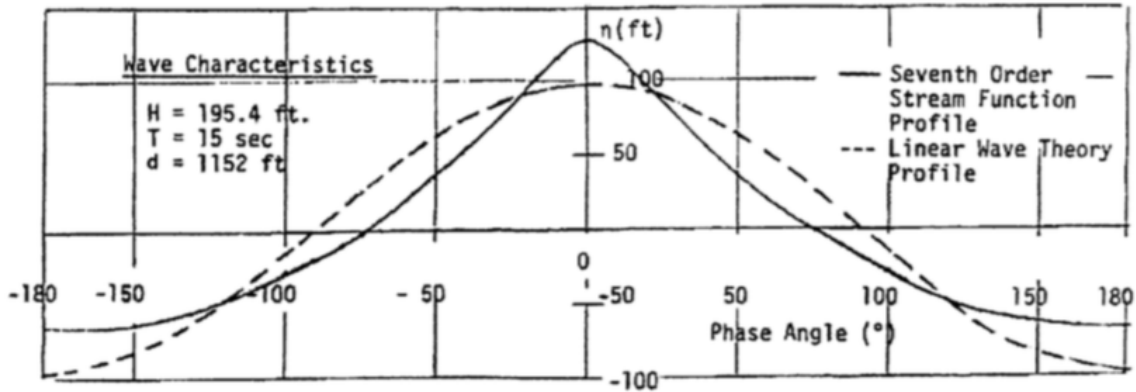
$$\dot{u} = A\omega^2 \cdot e^{kz} \cdot \sin(kx - \omega t) \quad (2.40)$$

$$\dot{w} = -A\omega^2 \cdot e^{kz} \cdot \cos(kx - \omega t) \quad (2.41)$$

2.6 Bølgeteori med strømningsfunksjon

Lineær bølgeteori gir en enkel og rask måte å anslå bølgekinematikken til en bølge ved håndutregninger, men forenklingene som er gjort i formuleringen av lineær bølgeteori er ikke alltid gyldige. Derfor er det også implementert bølgeteori med strømningsfunksjon i 3Dfloat. Strømningsfunksjon-teorien tar høyde for ikke-lineære effekter, og gir derfor en bedre beskrivelse av bratte bølger, eller bølger som er nær ved å bryte. I motsetning til lineær bølgeteori hvor bølgene alltid er symmetriske om x-aksen, kan man med strømningsfunksjons-teori få assymetriske bølger, som vist i figur 2.7.

Ekspimentelle data av vannpartikkelhastigheter har vist at bølgeteori basert på strømningsfunksjon gir signifikant bedre resultater enn andre bølgeteorier (Dean, 1974a, s. 3). Ved bruk av strømningsfunksjons-teori med riktig orden vil man i følge DNV (2010, s. 27) kun få 1% avvik i maks partikkelhastighet og partikkelakselerasjon.



Figur 2.7: Sammenlikning av bølgeprofil fra lineær bølge teori og 7. ordens strømningsfunksjon-teori (Dean, 1974b)

2.6.1 Forutsetninger

Forutsetningene for strømningsfunksjons-teori er i stor grad de samme som for lineær bølge teori, men med noen ulikheter som følger av at man bruker strømningsfunksjonen i stedet for hastighetspotensialet, og at man tar høyde for høyere-ordens effekter

1. Væsken er irrotasjonell og ukomprimerbar. Det vil si at strømningsfunksjonen må oppfylle Laplace-likningen (Dean og Dalrymple, 1991, s. 44)

$$\nabla^2 \psi = 0$$

og horisontal og vertikal hastighet må kunne finnes fra

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad w = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$$

2. Den vertikale hastigheten til en vannpartikkel er lik den vertikale hastigheten til bølgeoverflaten selv. Det vil si at at bølgeoverflaten er en strømlinje (Dean og Dalrymple, 1991, s. 306)

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = -\frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \eta}{\partial x}, \quad \text{ved } z = \eta(x)$$

3. Trykket ved bølgeoverflaten er konstant likt atmosfæretrykket. Ved å betrakte strømmingen som stødig kan man se bort fra den tidsderiverte av hastighetspo-

tensialet i Bernoulli-likningen. Setter man inn η for z får man da

$$\frac{1}{2} (u^2 + w^2) + g\eta = \textit{konstant} = Q$$

En strømningsfunksjon av N-te orden som oppfyller disse forutsetningene er (DNV, 2010, s. 27)

$$\psi = cz + \sum_{n=1}^N X(n) \sinh nk(z+d) \cos nkx \quad (2.42)$$

hvor $X(n)$ er en koeffisient som kan leses av i egnet tabell. For $N=1$ vil $X(1)$ bli slik at strømningsfunksjons-teori reduseres til lineær bølgeteori. Uttrykket cz i likningen kommer av at koordinatsystemet beveger seg med samme hastighet som bølgen, som gjør at en kan betrakte bølgen som stødig (Demirbilek og Vincent, 2002, s. 306).

2.6.2 Partikkelhastighet

Strømningsfunksjonen i likning 2.42 gir følgende horisontale og vertikale partikkelhastighet (Dean, 1974a, s. 59)

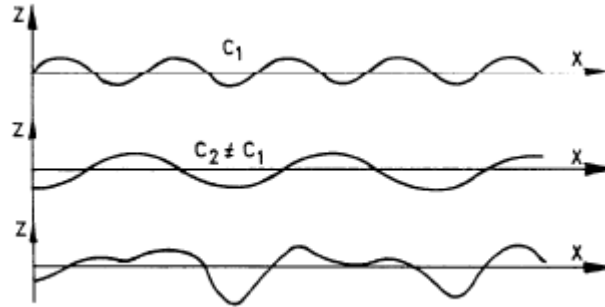
$$u = - \sum_{n=1}^N \left[X(n) (kn) \cosh (knZ) \cos (n(kx - \omega t)) \right] \quad (2.43)$$

$$w = - \sum_{n=1}^N \left[X(n) (kn) \sinh (knZ) \sin (n(kx - \omega t)) \right] \quad (2.44)$$

hvor Z er den vertikale koordinaten, refereret til havbunnen, positiv oppover.

2.7 Irregulære bølger

For å gi en beskrivelse av realistiske sjøforhold benyttes irregulære bølger. I motsetning til regulære bølger har en irregulær bølge varierende verdier for perioden og amplituden, som i de fleste tilfeller gir en bedre beskrivelse av virkeligheten. Irregulære bølger kan betraktes som en superposisjon av flere regulære bølger som beskrevet gjennom lineær bølgeteori, se figur 2.8.



Figur 2.8: Irregulær bølge som superposisjon av to regulære bølger (Journée og Massie, 2001, kap. 5 s. 3).

Summen av regulære bølger for å danne en irregulær bølge kan uttrykkes som

$$\eta(t) = \sum_{n=1}^N A \cos(k_n x - \omega_n t + \epsilon_n) \quad (2.45)$$

hvor k_n , ω_n og ϵ_n er henholdsvis bølgenummeret, vinkelfrekvensen og en tilfeldig faseverdi mellom 0 og 2π for bølgekomponent n (Faltinsen, s. 23).

En viktig parameter for beskrivelsen av irregulære bølger er den signifikante bølgehøyden. Den er definert som den gjennomsnittlige høyden av den høyeste tredelen av bølgehøyder som er registrert over en tidsperiode (Chakrabarti, 2005a, s. 107). For å finne den signifikante bølgehøyden er det vanlig å bruke følgende likning

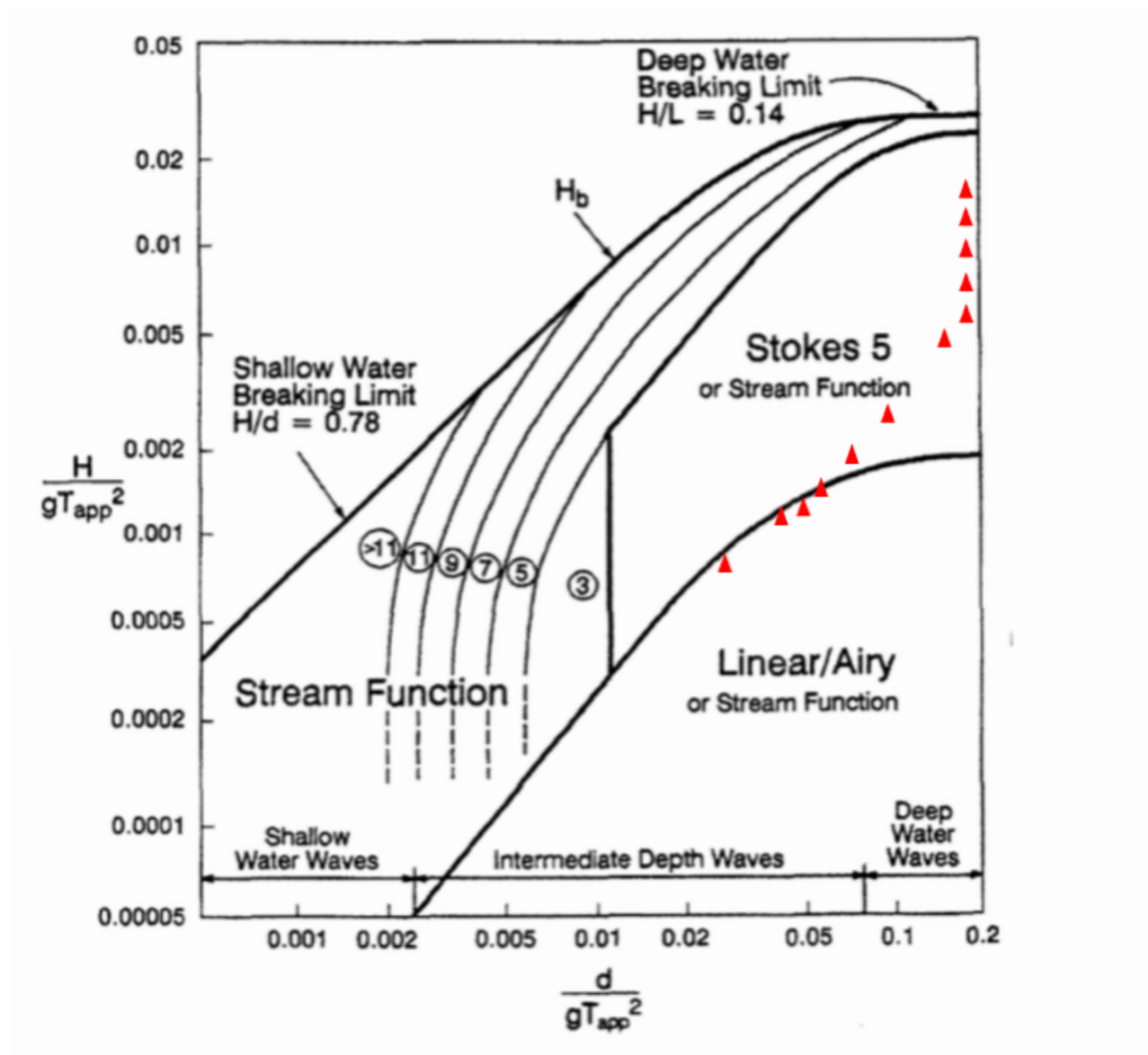
$$H_s = 4 \cdot \sqrt{M_0} \quad (2.46)$$

hvor M_0 er variansen til overflateprofilen til bølgen (Chakrabarti, 2005a, s. 109).

Perioden til en irregulær bølge vil variere, og det oppgis derfor som regel en spektral toppperiode, T_p , som er bølgeperioden med høyest energi (DNV, 2011, s. 13).

2.8 Gyldighetsområde av bølgeteorier

For å avgjøre om man skal benytte lineær bølgeteori eller strømningsfunksjons-teori må man først regne ut bølgebratthet-parameteren $\frac{H}{gT^2}$ og gruntvannsparemeteren $\frac{d}{gT^2}$ (DNV, 2010, s. 24). Deretter kan man lese av fra figur 2.9 hvilken teori som er gyldig. Det er markert verdier for bratthet- og gruntvannsparemeteren for bølgene som er brukt til simuleringene i denne oppgaven, og som anvist må strømningsfunksjon-teori benyttes i de fleste tilfellene.



Figur 2.9: Områder for gyldighet av lineær bølgeteori. Markeringene representerer verdier for bølgene som er brukt i denne oppgaven (Chakrabarti, 2005a, s. 101).

2.9 KC-nummeret

Keulegan Carpenter-nummeret er et dimensjonsløst nummer som brukes for å avgjøre det relative bidraget av treghetskrefter og drag-krefter på en konstruksjon som befinner seg i en svingende fluidstrøm (Chakrabarti, 2005a, s. 135). Det er definert som

$$KC = \frac{u_a \cdot T}{D} \quad (2.47)$$

Her er u_a amplituden til vannpartikkelens hastighet (eller i tilfeller med påtvungen bevegelse: konstruksjonens hastighet), T er perioden til svingningen og D er den karakteristiske diameteren.

Amplituden til svingehastigheten til en dypvansbølge ved $z = 0$ og $x = 0$ kan skrives

$$u_a = A\omega$$

Hvis vi setter dette uttrykket inn for hastigheten i likning 2.47 får vi et uttrykk for KC-nummeret ved dypvannsbølger (Journée og Massie, 2001, kap. 12 s. 16)

$$KC = 2\pi \frac{A}{D} \quad (2.48)$$

2.10 Morison-likningen

For å estimere bølgekreftene på en konstruksjon bruker 3Dfloat Morison-likningen. Likningen ble først foreslått av studenten J. E. Morison ved University of California i 1950, og er semiempirisk av natur. Det vil si at kreftene ikke utelukkende kan regnes ut teoretisk; man er avhengig av eksperimentelle data for å få realistiske resultater. Morison et al. (1950) foreslo å sette sammen uttrykk for treghetskrefter og dragkrefter for å finne totalkraften som virker på en konstruksjon utsatt for bølger

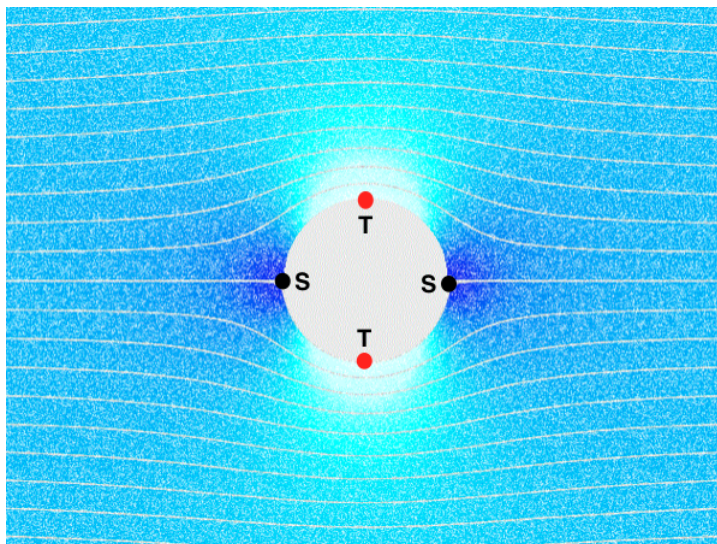
$$F = F_I + F_d \quad (2.49)$$

Treghetskrefter

Den første delen av likningen, treghetskreftene, består av to komponenter. Den første komponenten kommer som et resultat av at trykket i en bølge vil påføre en kraft på konstruksjonen. Denne kraften kan man finne ved å se på hva som ville skjedd hvis konstruksjonen ikke var til stede for å påvirke bølgen. I en uforstyrret bølge vil et kontrollvolum tilsvarende det volumet konstruksjonen ville fortrenget, kreve en horisontal kraft på overflaten for å akselereres i henhold til den horisontale akselerasjonen fra likning 2.40 (Moe, u. å.). Denne kraften er den samme som konstruksjonen vil oppleve og kalles for Froude-Korylov-kraft. Fra Newtons 2. lov har vi at den kan skrives som et produkt av masse og akselerasjon

$$f_{FK} = \rho \frac{\pi D^2}{4} \dot{u} \quad (2.50)$$

Addert masse utgjør den neste komponenten av treghetskreftene. I motsetning til Froude-Krylov-kraften som utledes ved å se på en uforstyrret strømning, kommer addert masse-komponenten som følger av at konstruksjonen i virkeligheten vil modifisere strømningen rundt seg.



Figur 2.10: Viser potensialstrøm rundt en sylinder. «S» angir stagnasjonspunktene og «T» angir punktene for høyest hastighet (Wikipedia, 2012, modifisert).

Som vist i figur 2.10 vil strømlinjer divergere oppstrøms for en sylinder og konvergere nedstrøms. På veien rundt sylindere vil hastigheten til vannpartiklene variere fra null (ved punkt «S») til dobbel så stor som hastigheten til den uforstyrrede strømmingen (ved punkt «T»). Kraften som er assosiert med akselerasjonen av vannpartiklene rundt en konstruksjon gir opphav til addert masse.

Den totale treghetskraften kan skrives

$$f_I = C_m \rho \frac{\pi D^2}{4} \dot{u} \quad (2.51)$$

hvor C_m er massekoeffisienten. Fra potensialteori og Bernoulli-likningen kan det vises at for en sylinder er $C_m = 2$ (f.eks. Dean og Dalrymple, 1991, s. 218). Det vil si at det er like store bidrag til treghetskraftene fra Froude-Krylov-kraften som fra addert masse. En massekoeffisient på 2 er dog en teoretisk verdi og gjelder kun for potensialstrøm. C_m må derfor bestemmes empirisk (Faltinsen, 1990, s. 224).

En fysisk tolkning av den adderte massen er at en konstruksjon i bevegelse vil dra med seg noe av den omkringliggende væsken. I virkeligheten er det ikke et avgrenset volum med væske som vil svinge fast tilkoblet til strukturen. I stedet kan man se på det som at alle vannpartiklene i væsken vil svinge, men med ulike amplituder (Faltinsen, 1990, s. 42).

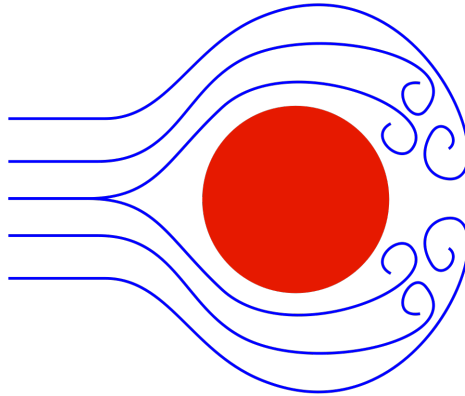
Massekoeffisienten C_m kan skrives som

$$C_m = 1 + C_a$$

hvor C_a er koeffisienten for addert masse, som er forholdet mellom addert masse og fortrenget masse. For $C_m = 2$ vil den adderte massen tilsvare sylindereens fortrengete masse.

Drag-krefter

Den neste delen av Morison-likningen er drag-kraften. Den kommer som følger av trykkendringene som oppstår i det en viskøs væske strømmer forbi et legeme. I motsetning til en ideell væske vil en viskøs væske kunne føre til separasjon; fluidstrømmen vil separeres fra overflaten til konstruksjonen. I området etter separasjon har inntruffet dannes det en vake, se figur 2.11.



Figur 2.11: Form-drag på en sylinder (Wikipedia, 2009)

Som en konsekvens av at hastigheten til væskepartiklene ved stagnasjonspunktet er null vil trykket, i følge Bernoulli-likningen, bli høyt. På sidene av sylindereen vil hastigheten være høy, og dermed vil trykket bli lavt. I vaken vil også trykket være lavt (Moe, u. å., s. 239). Som følger av denne trykkforskjellen vil sylindereen oppleve en resultantkraft, som kalles for form-drag.

En annen bidragsyter til drag-krefter er overflatefriksjon som kommer som følger av skjærkrefter mellom væsken og overflaten på konstruksjonen. For en strømlinjeformet profil, som f.eks en lang plate, vil overflatefriksjonen være viktig, mens for en sylinder vil form-drag være dominerende.

Drag-uttrykket kan skrives som

$$f_d = \frac{1}{2} \rho C_d D |u| u \quad (2.52)$$

Setter man sammen likningene for tregthet- og drag-krefter får man Morison-likningen som gir kraft per enhet lengde

$$dF = \rho C_m \frac{\pi D^2}{4} \dot{u} + \frac{1}{2} \rho C_d D |u| u \quad (2.53)$$

For en konstruksjon med nedsenket lengde l og konstante verdier for C_m og C_D blir den totale kraften på konstruksjonen

$$F = \int_{-l}^0 \left(\rho C_m \frac{\pi D^2}{4} \dot{u} + \frac{1}{2} \rho C_d D |u| u \right) dz \quad (2.54)$$

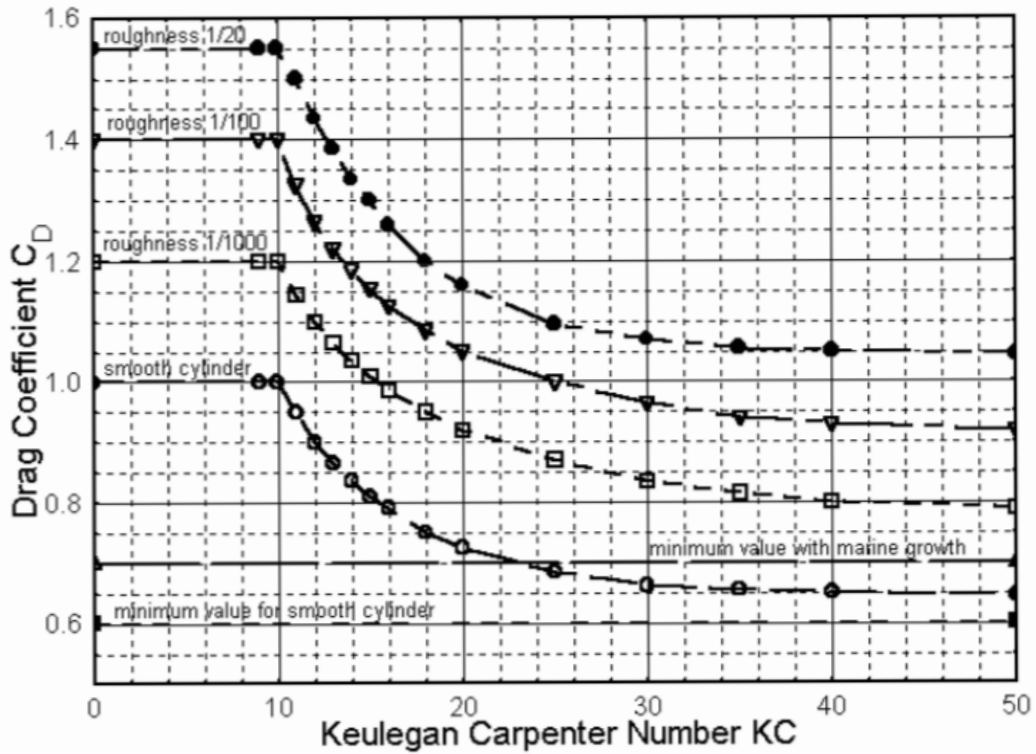
I tilfeller hvor plattformen er i bevegelse relativt til fluidstrømmen vil det være hensiktsmessig å benytte den relative formen for Morison-likningen

$$dF = \frac{1}{2} \rho C_d D (u - \dot{x}) |u - \dot{x}| + \rho C_m \frac{\pi D^2}{4} \dot{u} - \rho (C_m - 1) \frac{\pi D^2}{4} \ddot{x} \quad (2.55)$$

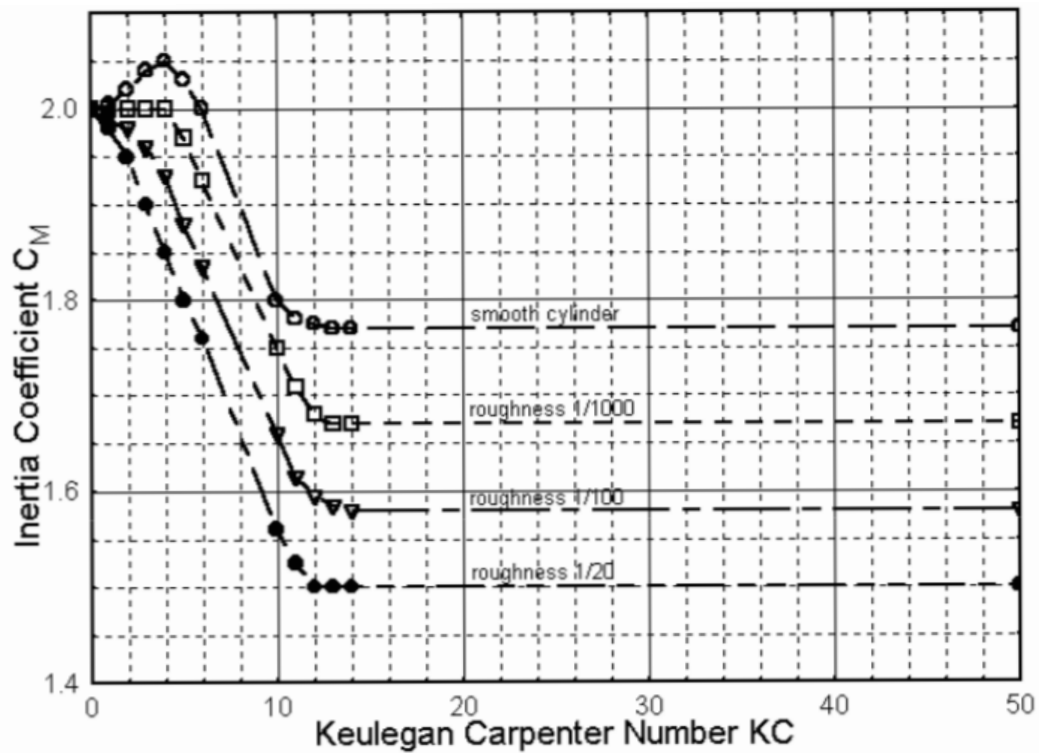
hvor \dot{x} og \ddot{x} er henholdsvis hastigheten og akselerasjonen til konstruksjonen.

2.10.1 Koeffisienter for drag og addert masse

For at Morison-likningen skal kunne gi gode resultater for kreftene på en konstruksjon utsatt for bølger, er man avhengig av å bestemme koeffisientene for drag og addert masse. Det har blitt utført flere forsøk med formål å bestemme koeffisientene som funksjon av KC-nummeret, Reynolds-tallet og overflateruhet, ofte for svært spesifikke situasjoner. Resultater fra ulike eksperimenter har dog vist seg å vært avvikende, og det er derfor ikke enighet om eksakte verdier. Det datasettet med veiledende verdier som har størst aksept kommer fra DNV, se figur 2.12 og 2.13, og gir koeffisientene for drag og addert masse som funksjon av KC-nummeret og overflateruhet (Journée og Massie, 2001, kap. 12 s. 20).



Figur 2.12: DNVs anbefalte verdier for dragkoeffisienter.



Figur 2.13: DNVs anbefalte verdier for treghetskoeffisienter.

Når det foreligger eksperimentelle data fra et skalamodell-forsøk kan man også bestemme koeffisientene for drag og addert masse numerisk vha. Morison-likningen. Metoden som ble foreslått av Morison selv, bygger på at akselerasjon og hastighet er 90° ute av fase (Journée og Massie, 2001, kap. 12 s. 10), se figur 2.2. Fra Morison-likningen ser vi da at når akselerasjonen er null vil kreftene utelukkende være drag-krefter, og tilsvarende når hastigheten er null vil kreftene utelukkende være treghetskrefter. Det gjør at koeffisientene for henholdsvis drag og addert masse kan bestemmes på følgende måter

$$C_d = \frac{2f}{\rho D |u| u} \quad \text{når } \dot{u} = 0 \quad (2.56)$$

$$C_m = \frac{4f}{\pi \rho D^2 \dot{u}} \quad \text{når } u = 0 \quad (2.57)$$

2.10.2 Gyldighetsområdet av Morison-likningen

Det kan vises ved hjelp av Morison-likningen at følgende sammenheng gjelder for forholdet mellom treghet- og dragkrefter (Journée og Massie, 2001, 12.4)

$$\frac{F_{drag}}{F_{inertia}} = \frac{1}{\pi^2} \cdot \frac{C_D}{C_M} \cdot KC \quad (2.58)$$

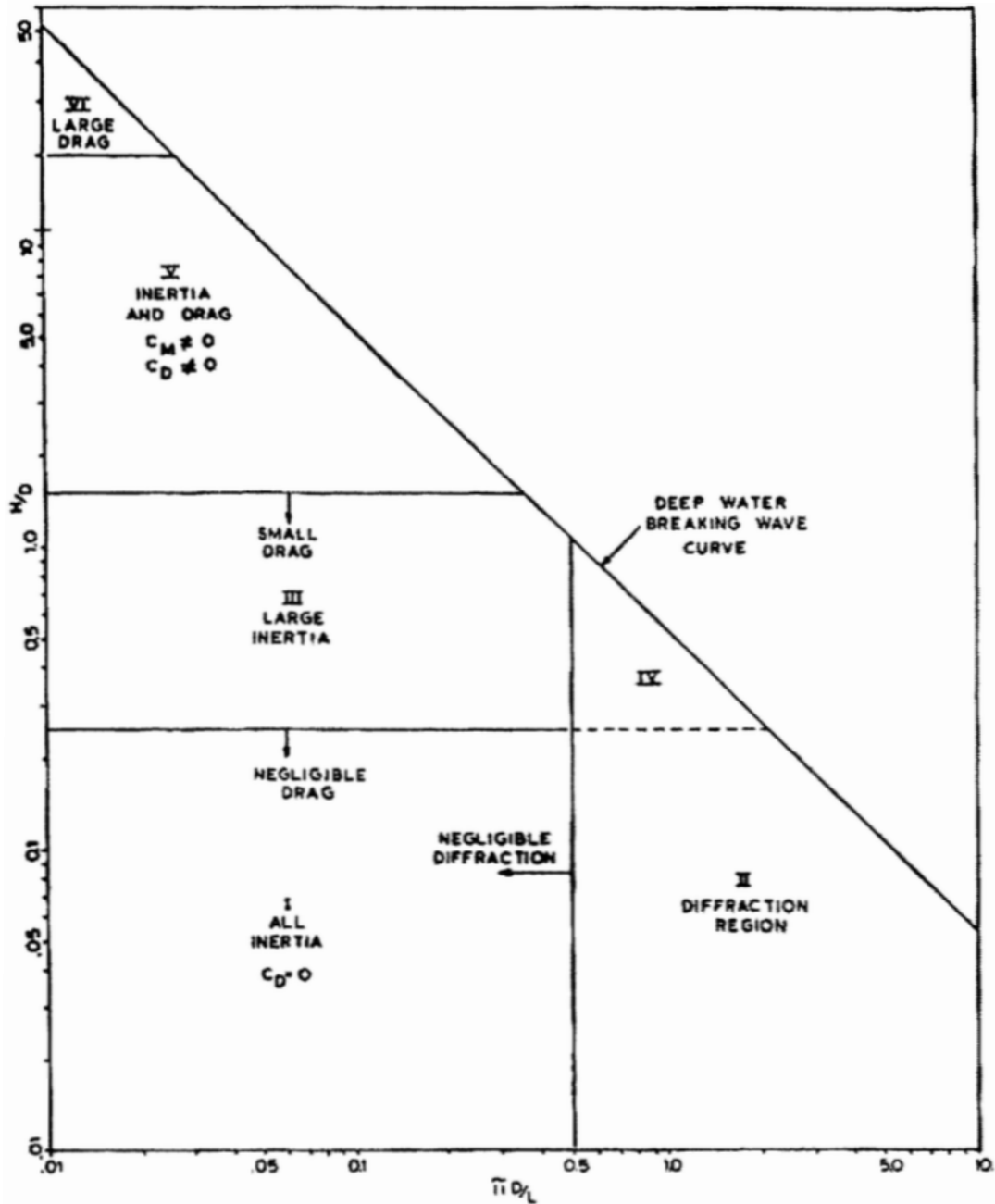
Denne likningen viser at ved høye verdier for KC-nummeret vil drag være en stor bidragsyter til kreftene på konstruksjonen. En lav verdi tyder derimot på at treghetskreftene er dominerende. Rent eksplisitt kan man si at for $KC < 3$ kan drag-delen av Morison-likningen neglisjeres. Dette kommer som følger av at ved svært lave KC-nummer vil det ikke oppstå separasjon (Faltinsen, 1990, s. 229). Uten separasjon vil vannpartiklene følge en potensialstrøm som gjør at det ikke vil bli trykkforskjeller som kan skape drag-krefter. Ved $KC > 45$ kan derimot treghetskreftene neglisjeres som følger av store drag-krefter. Denne relative viktigheten av treghet- og drag-krefter vises i figur 2.14.

For at Morison-likningen skal være gyldig er det krav om at konstruksjonen skal være liten i forhold til bølgen. Dette kommer av at store konstruksjoner vil påvirke formen på den innkommende fluidstrømmen i større grad enn små konstruksjoner. I slike tilfeller er potensialteori godt egnet til å beskrive interaksjonen mellom vannet og konstruksjonen (Chakrabarti, 2005a, s. 161). DNV (2010, s. 52) oppgir at Morison-likningen er gyldig når følgende vilkår er oppfylt

$$L > 5D$$

Ved å bruke likning 2.37, som gir bølgelengden for dypt vann, og en diameter på

10 m får man at Morisonlikningen er gyldig for perioder lengre enn 5.7 s. Den korteste bølgeperioden brukt i forsøkene hos ECN er 6 s og det vil derfor være tilstrekkelig å anvende Morison-likningen i denne oppgaven.



Figur 2.14: Relativ viktighet av treghet- og dragkrefter. Vertikal-aksen er ekvivalent med KC -nummeret, mens horisontal-aksen er proporsjonal med forholdet mellom diameteren på konstruksjonen og lengden av bølgene.

3 Skalamodelltesting

I denne seksjonen vil skalamodellen av OO Star Wind Floater, temaet for analysen i avhandlingen, gjøres rede for. Videre vil infrastrukturen til bølgetanken som har blitt brukt til testingen presenteres. Skalamodellen har vært utsatt for en rekke forsøk, inkludert tvungen bevegelse, regulære bølger mot stasjonær flyter samt regulære og irregulære bølge med forankret plattform. De ulike konfigurasjonene og testoppsettene som har blitt anvendt for forsøkene vil bli gjennomgått i seksjonen.

3.1 Skalamodellbeskrivelse

Skalamodellen som er undersøkt her ble konstruert av Felix Kelberlau våren 2013. Den er laget i målestokk 1 : 40 og består av polykarbonat, som er en svært sterk og holdbar termoplast. Geometrien til skalamodellen er diktert av OO Star Wind Floater, men det har blitt gjort noen forenklede modifikasjoner:

- Sentertårnet har ikke avtakende diameter ved økende høyde som i fullskala prototypen.
- Plasseringen til mekanisk utstyr som arbeidsplattformer, ledere og innfestning for forankringsliner er ikke tatt høyde for, men massen er representert.

For å få tilsvarende masse, dypgang og treghetsmoment i skalamodellen som fullskala prototypen ble den ballastert med vann og sand som oppgitt i tabell 3.1.

Tabell 3.1: Oversikt over masser til de ulike delene av konstruksjonen, og tilhørende ballast, oppgitt i kg (Kelberlau, 2013).

| | Plastikkmasse | Vannballast | Solid ballast | Sum |
|----------------------------------|---------------|-------------|---------------|---------|
| <i>Pongtonger med heaveplate</i> | 3 X 1.313 | 3 X 20.663 | – | 65.928 |
| <i>Bøtter</i> | 3 X 2.171 | 3 X 12.465 | 3 X 5.845 | 61.443 |
| <i>Sentertårn</i> | 1.668 | 7.560 | 3.695 | 12.923 |
| <i>Tårn</i> | 4.221 | – | 1.270 | 5.491 |
| <i>RNA</i> | – | – | 5.000 | 5.000 |
| Sum | 16.341 | 106.944 | 27.500 | 150.785 |



Figur 3.1: Skalamodell av Dr. Techn. Olav Olsen Star Wind Floater (Kelberlau, 2013).

For å lage bøttene og sentertårnet ble det brukt 750 mm lange rør med en tykkelse på 3 mm og diametere på henholdsvis 250 mm og 200 mm . Resten av konstruksjonen ble laget fra 1.5 mm tykke plater.

Når flyteren blir plassert i vann, skal pongtongene fylles helt med vann. Dette ble oppnådd ved å lage tre vanninntak ($\varnothing 10\text{ mm}$) i bunn av pongtongene og luftuttak ($\varnothing 5\text{ mm}$) på motsatt side. For å sørge for at vann kan flyte mellom rommene i pongtongene ble det laget hull ($\varnothing 5\text{ mm}$) i nedre del av skottene.

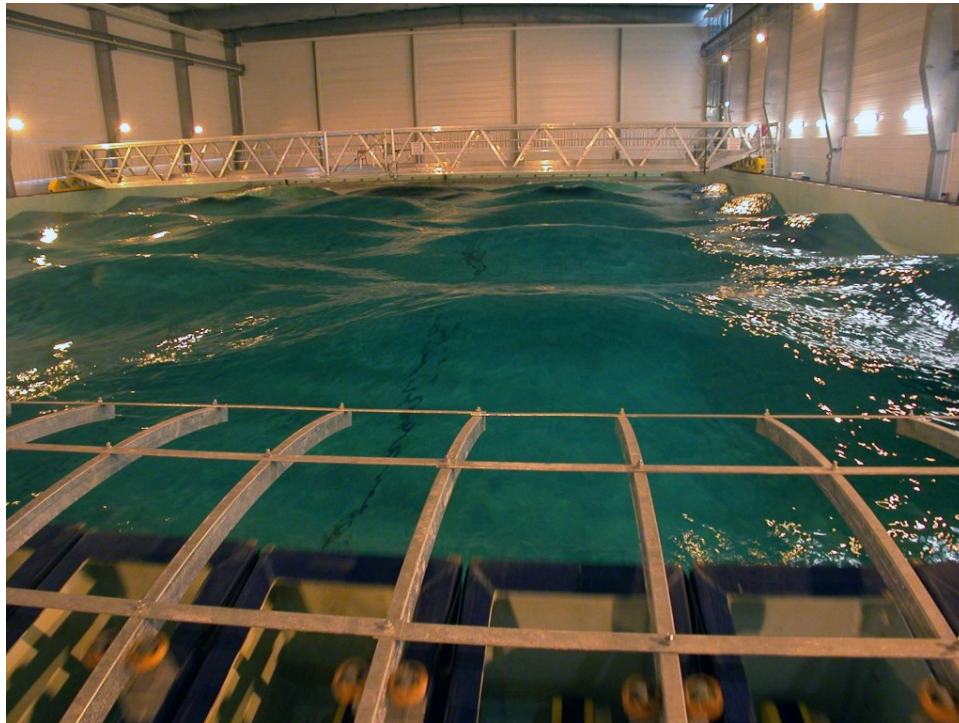
Konstruksjonen oppfylder toleransekravene fra DIN ISO 2768 T1 klasse c, men som følger av at den faktiske diameteren på bøttene viste seg å være 248 mm fikk sluttproduktet 0.5% lavere oppdrift enn tiltenkt. Kelberlau konkluderte med at dette har liten innvirkning på oppførselen til flyteren.

3.2 Bølgetanktesting ved École Centrale de Nantes

Det eksperimentelle datasettet denne oppgaven er basert på stammer fra en bølgetanktesting av en skalamodell av Dr. Techn. Olav Olsen sin Star Wind Floater. Testingen ble utført ved bølgetankfasilitetene til École Centrale de Nantes i Frankrike november 2013 i regi av CENER og IFE.

Testfasiliteter

Bølgetanken som har blitt brukt ved utførelsen av forsøkene er 50 m lang, 30 m bred og 5 m dyp. Modellen har vært plassert midt i bassenget under alle forsøkene. For å lage bølger har tanken en bølgegenerator bestående av 48 klaffer som kan bevege seg uavhengig av hverandre. Dette gjør at man er i stand til å generere et vidt spekter av ulike bølger (MARINET, 2015).



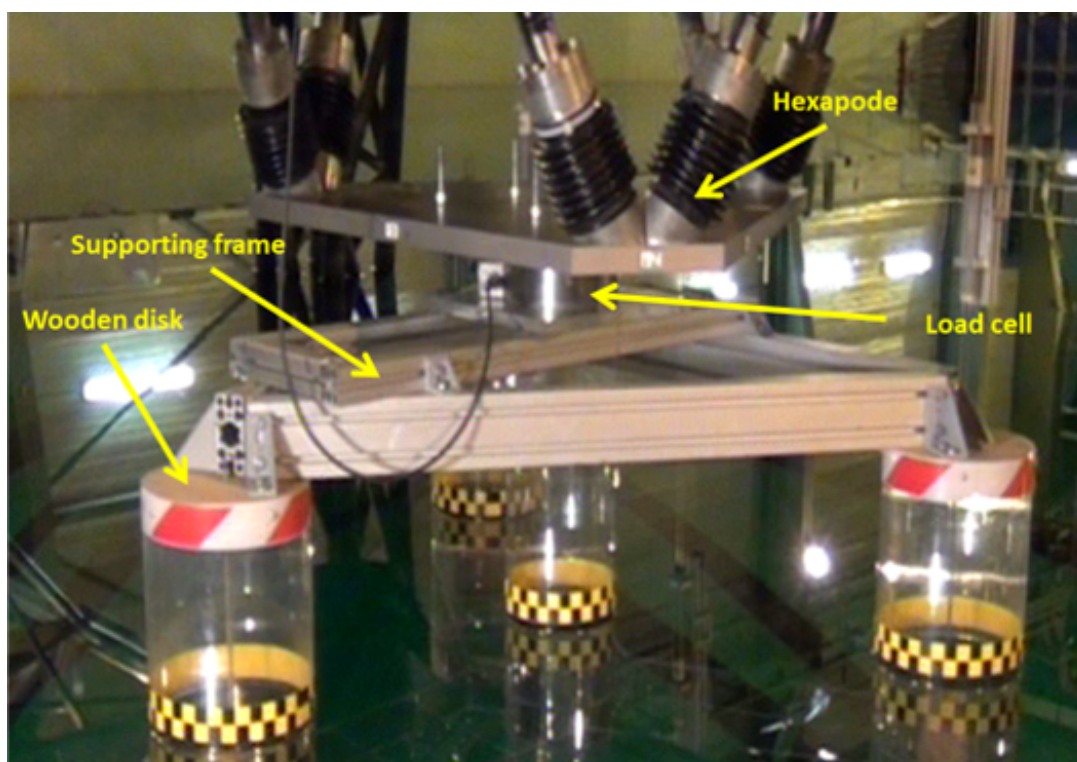
Figur 3.2: École Centrale de Nantes bølgetank (Edinburg Designs, 2015).

- Perioden på bølgene kan justeres fra 0.8 s til 5 s.
- Maks høyde for regulære bølger: 1 m.
- Maks høyde for irregulære bølger: 0.8 m.
- Maks høyde for fokuserte bølger: 1.8 m.

- Retning på bølgene kan justeres fra 0° til 45° . Man kan også lage multidireksjonlle bølger ved superposisjon av bølger med ulik retning.
- Testmodellen kan enten være forankret eller fast.

3.2.1 Tvungen bevegelse

Skalamodellen har vært gjennom en rekke ulike forsøk hvor den har blitt tvunget til å undergå bevegelse med spesifiserte amplituder og perioder i alle frihetsgrader. Enkeltdelene av det anvendte oppsettet for påtvungen bevegelse, som vist i figur 3.3, vil presenteres i de påfølgende avsnittene.



Figur 3.3: Testoppsett for tvungen bevegelse med støtteramme, lastcelle og hexapod koblet til flyteren (Bourdier, 2014).

Hexapod

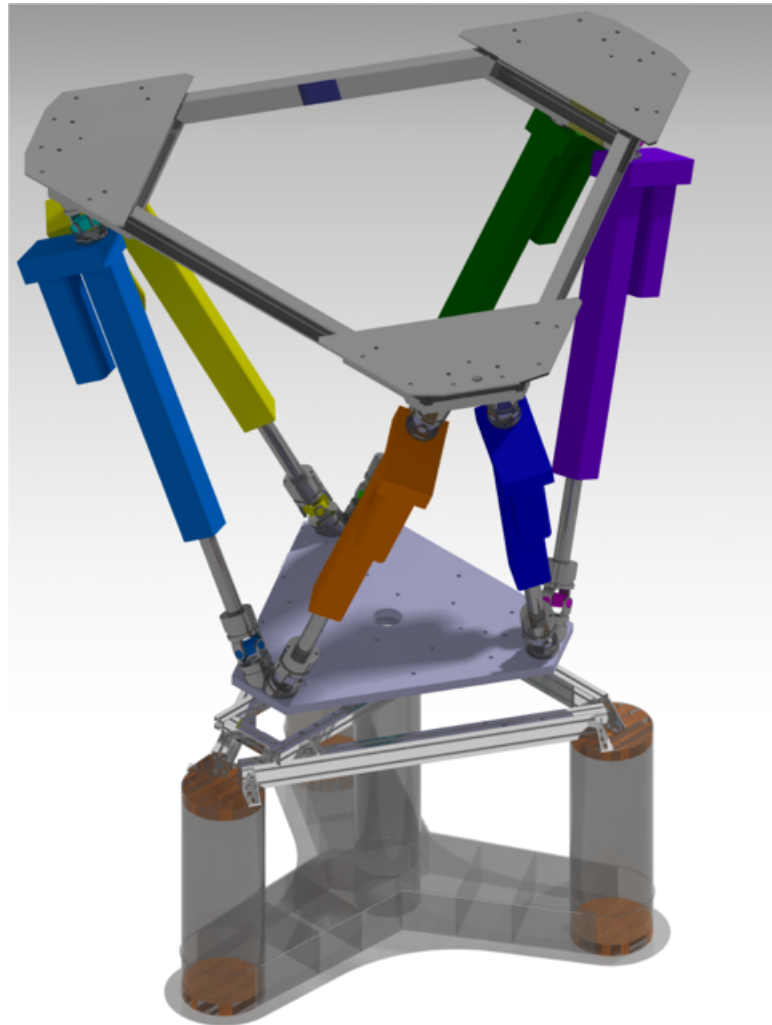
For å få en konsekvent påføring av bevegelse på flyteren under forsøkene med tvungen bevegelse ble det brukt et apparat som kalles for en hexapod, eller parallellmanipulator. I sin vanligste form er dette en maskin med to plattformer som er koblet sammen gjennom seks bevegelige bein, hvor beinene er koblet til hver av de to plattformene enten med

sfæriske- eller universalledd (Skaret, 2011, s. 21). Den ene av plattformene holdes fast, mens den andre står fritt til å bevege seg.

Denne maskinen muliggjør enkeltvis påføring av bevegelse i hver av de 6 frihetsgradene (som vist i figur 2.1) med minimale utslag i de øvrige frihetsgradene. Dette gjør at man får bedre og mer pålitelige data for undersøkelse av koeffisienter for addert masse og drag.

En parallellmanipulator har ingen faste akser relativt til bakken (Stewart, 1965). Dette gjør at man kan programmere inn virtuelle rotasjonspunkt, slik at man kan skape bevegelse om ett hvilket som helst punkt (ECN, 2011).

I de utførte testene med påtvungen bevegelse ble det brukt ECNs egen hexapod, som vist i figur 3.3 og 3.4.



Figur 3.4: ECNs hexapod koblet til skalamodel av flyter (Bourdier, 2014).

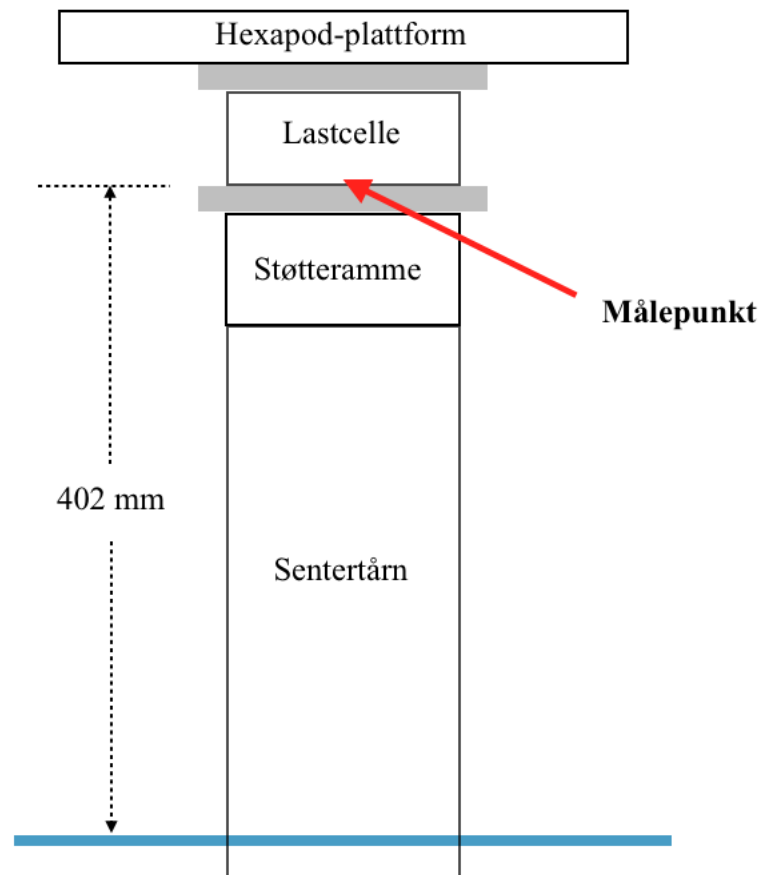
Lastcelle

Lastcellen som ble benyttet er av typen ATI DAQ Omega191 IP65 og registrerer laster i alle 6 frihetsgrader ved hjelp av strekkklapper av silisium, som gir svært lave støyverdier (ATI Industrial Automation, 2015). Relevante spesifikasjoner for lastcellen er oppgitt i tabellen nedenfor.

Tabell 3.2: ATI DAQ Omega191 IP65 lastcelle-spesifikasjoner (ATI Industrial Automation, 2015).

| Fysiske spesifikasjoner | |
|--------------------------------|--------------------------------|
| Masse | 13.2 <i>kg</i> |
| Diameter | 204 <i>mm</i> |
| Høyde | 74.8 <i>mm</i> |
| Makslaster | |
| $F_x = F_y$ | 1800 <i>N</i> |
| F_z | 4500 <i>N</i> |
| $M_x = M_y = M_z$ | 350 <i>Nm</i> |
| Stivhet | |
| Bøyestivhet (k_x, k_y) | $2,4 \cdot 10^8$ <i>N/m</i> |
| Aksiell stivhet (k_z) | $3.6 \cdot 10^8$ <i>N/m</i> |
| Torsjonsstivhet (k_{tz}) | $3.2 \cdot 10^6$ <i>Nm/rad</i> |

For å utføre koblingen mellom lastcellen og hexapoden, ble den plassert mellom to 17 *mm* tykke rektangulære plater. Den nederste av disse platene var koblet til støtte-rammen som vist i figur 3.3. Lastcellen registrerer lastene i bunn av lastcellen (Bourdier, 2014) og målingspunktet for krefter og momenter i forsøket var derfor 402 *mm* målt fra vannlinja, som vist i figur 3.5.



Figur 3.5: Avstand til målepunkt for laster i lastcellen, målt fra vannlinjen.

Støtteramme

Som vist i figur 3.3 måtte det benyttes en ramme for å koble flyteren til lastcella og hexapoden. Denne består av to forskjellige aluminiums-profiler. Bjelkene som går mellom hver bøtte har en høyde på 90 mm , mens bjelkene som er plassert i en rektangulær form på toppen av trekantrammen har en høyde på 45 mm . For å utføre koblingen mellom støtterammen og flyteren, måtte tårnet på plattformen tas av.

Som følger av vanskeligheter med å feste støtterammen direkte til polykarbonatet, ble det skrudd fast tre-klosser i begge endene av bøttene som rammen kunne festes i, se figur 3.3. Tre-klossene i hver ende av bøttene var koblet sammen med en M6-metallstang.

Testoppsett

For å få korrekt dypgang på modellen ba Felix Kelberlau om at den skulle ballasteres med 70928 g sand, men for å ikke overskride makslastene til lastcella ble dette ikke foretatt. Modellen hadde dermed ikke sand- eller vannballast i bøttene og sentertårnet under teste-

ne utført med påtvungen bevegelse, men pongtongene var fulle med vann. Ved beregning av treghetskreftene til oppsettet vil det bli tatt høyde for massen av halve lastcellen, i tillegg til komponentene som er beskrevet i de foregående avsnittene (Bourdier, 2014). For testene utført med tvungen bevegelse var massene i testoppsettet som beskrevet i tabell 3.3.

Tabell 3.3: Oversikt over masser for testoppsett med tvungen bevegelse, oppgit i kg.

| | Masse | Vannballast | Sum |
|----------------------------------|-----------|-------------|---------|
| <i>Pongtonger med heaveplate</i> | 3 X 1.313 | 3 X 20.663 | 65.928 |
| <i>Bøtter</i> | 3 X 2.171 | – | 6.513 |
| <i>Sentertårn</i> | 1.668 | – | 1.668 |
| <i>Aluminiumsramme</i> | 21.828 | – | 21.828 |
| <i>Halv lastcelle</i> | 6.6 | – | 6.6 |
| <i>Treklosser</i> | 6 X 0.879 | – | 5.274 |
| <i>M6-stenger</i> | 3 X 0.166 | – | 0.499 |
| Sum | 46.320 | | 108.309 |

Testoversikt

I løpet av testperioden hos ECN ble det utført 15 forsøk med tvungen bevegelse for hver frihetsgrad, men hele testmateriellet har ikke vært tilgjengelig. Som en konsekvens av dårlig kvalitet på enkelte av de utførte testene, blant annet i form av støy og irregulær respons, har også flere av forsøksdataene blitt forkastet. Forsøkene som ble ansett som å ha god nok kvalitet til å benytte under simuleringene er vist i tabell 3.4. Simuleringer av pitch er ikke tatt med som følge av det kun foreligger testdata fra ett forsøk med kort periode ($T = 5 s$).

Tabell 3.4: Oversikt over de utførte testene for tvungen bevegelse, oppskalert til fullskala.

| Frihetsgrad | Test-ID | Amplitude | Periode (s) |
|--------------|---------|-------------------------|-------------|
| <i>Surge</i> | PA1 | $\pm 1 m$ | 5 |
| | PA2 | $\pm 1 m$ | 6 |
| | PA3 | $\pm 1 m$ | 8 |
| | PA4 | $\pm 1 m$ | 10 |
| | PA11 | $\pm 2 m$ | 6 |
| | PA12 | $\pm 2 m$ | 8 |
| | PA15 | $\pm 2 m$ | 21 |
| <i>Heave</i> | PA16 | $\pm 1 m$ | 5 |
| | PA17 | $\pm 1 m$ | 7 |
| | PA18 | $\pm 1 m$ | 9 |
| | PA19 | $\pm 1 m$ | 10 |
| | PA20 | $\pm 1 m$ | 11 |
| | PA21 | $\pm 1 m$ | 12 |
| | PA22 | $\pm 1 m$ | 14 |
| | PA23 | $\pm 1 m$ | 18 |
| | PA24 | $\pm 1 m$ | 21 |
| | PA25 | $\pm 1 m$ | 25 |
| | PA30 | $\pm 2 m$ | 25 |
| <i>Yaw</i> | PA46 | $\pm 5 \text{ grader}$ | 5 |
| | PA49 | $\pm 5 \text{ grader}$ | 8 |
| | PA50 | $\pm 5 \text{ grader}$ | 9 |
| | PA57 | $\pm 10 \text{ grader}$ | 7 |
| <i>Sway</i> | PA62 | $\pm 1 m$ | 6 |
| | PA70 | $\pm 1 m$ | 25 |
| | PA75 | $\pm 1 m$ | 21 |
| <i>Roll</i> | PA78 | $\pm 5 \text{ grader}$ | 7 |
| | PA80 | $\pm 5 \text{ grader}$ | 10 |
| | PA81 | $\pm 5 \text{ grader}$ | 11 |
| | PA85 | $\pm 5 \text{ grader}$ | 25 |

Påføring av bevegelse

Under alle de utførte testene var hexapoden med den påmonterte modellen plassert i senter av bassenget. For testene med translasjonell bevegelse ble bevegelse påført lineært i hver enkelt av frihetsgradene med amplitudene og periodene som spesifisert i tabell **3.4**. For testene med rotasjonell bevegelse skapes det rotasjon om et fast, programmerbart, punkt.

- **Translasjonell bevegelse**

- *Surge, sway og heave*: lineær påføring av bevegelse i ønsket frihetsgrad med hexapoden.

- **Rotasjonell bevegelse**

- *Pitch og roll*: Rotasjon om vannlinjen eksiteres av hexapoden.
- *Yaw*: Rotasjon om senteraksen til sentertårnet eksiteres av hexapoden.

3.2.2 Stasjonær flyter med regulære bølger

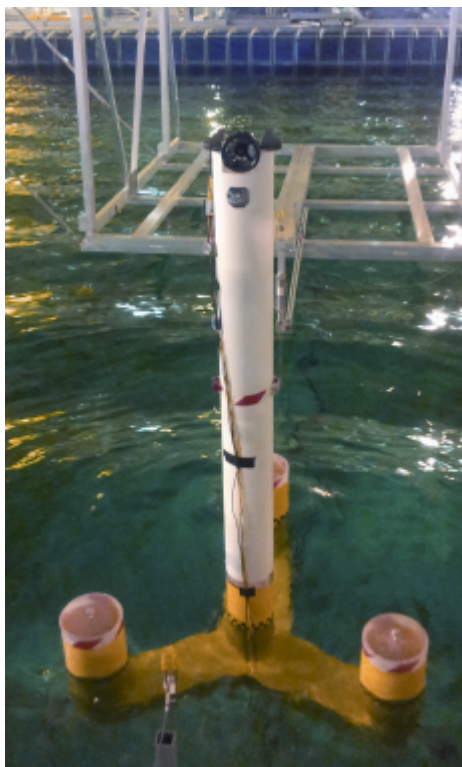
Modelloppsettet for forsøkene med regulære bølger og stasjonær flyter var identisk som ved utførelsen av tvungne bevegelser, men modellen holdes stasjonær av hexapoden i stedet for å bli påtvunget bevegelse. Bølgene ble generert med ønsket periode og amplitude som spesifisert i tabell 3.5 og de resulterende lastene ble registerert av lastcella. PB2 og PB3 ble forkastet på grunn av irregulær respons.

Tabell 3.5: Oversikt over testene utført med regulære bølger.

| Test-ID | Bølgeamplitude | Periode (s) |
|---------|----------------|-------------|
| PB4 | 3 m | 8 |
| PB5 | 3 m | 9 |
| PB6 | 3 m | 10 |
| PB7 | 3 m | 11 |
| PB8 | 3 m | 15 |
| PB9 | 3 m | 20 |
| PB10 | 3 m | 25 |

3.2.3 Forankret flyter med regulære og irregulære bølger

For forsøkene utført med forankringslinjer var utgangspunktet for modellen som beskrevet under seksjon 3.1. Edfelt og Killingstad (2014) fant under sin behandling av testdataene fra ECN at modellen lå 1.5 cm lavere i vannet enn tiltenkt, som for fullskala-modellen tilsvarer 0.6 m. Det vil si at dypgangen ved forsøkene var 20.6 m.



Figur 3.6: Skalamodell av OO Star Wind Floater plassert i bølgetank (Edfelt og Killingstad, 2014).

Forankringslinjer

Flyteren ble forankret til bassenggulvet i en fullskala dybde på 200 m ved hjelp av tre forankringslinjer med en spredning på 120°. Linene ble festet til utsiden av modellen i en dybde på 14 m. Som følger av begrensede dimensjoner på de ytre målene av bassenget, måtte lengden på de to linene som er plassert nedstrøms reduseres noe. Spesifikasjonene på forankringslinene i fullskala er oppgitt i tabell 3.6.

Tabell 3.6: Størrelser knyttet til spesifisering av forankringslinjer (Azcona et al., 2013).

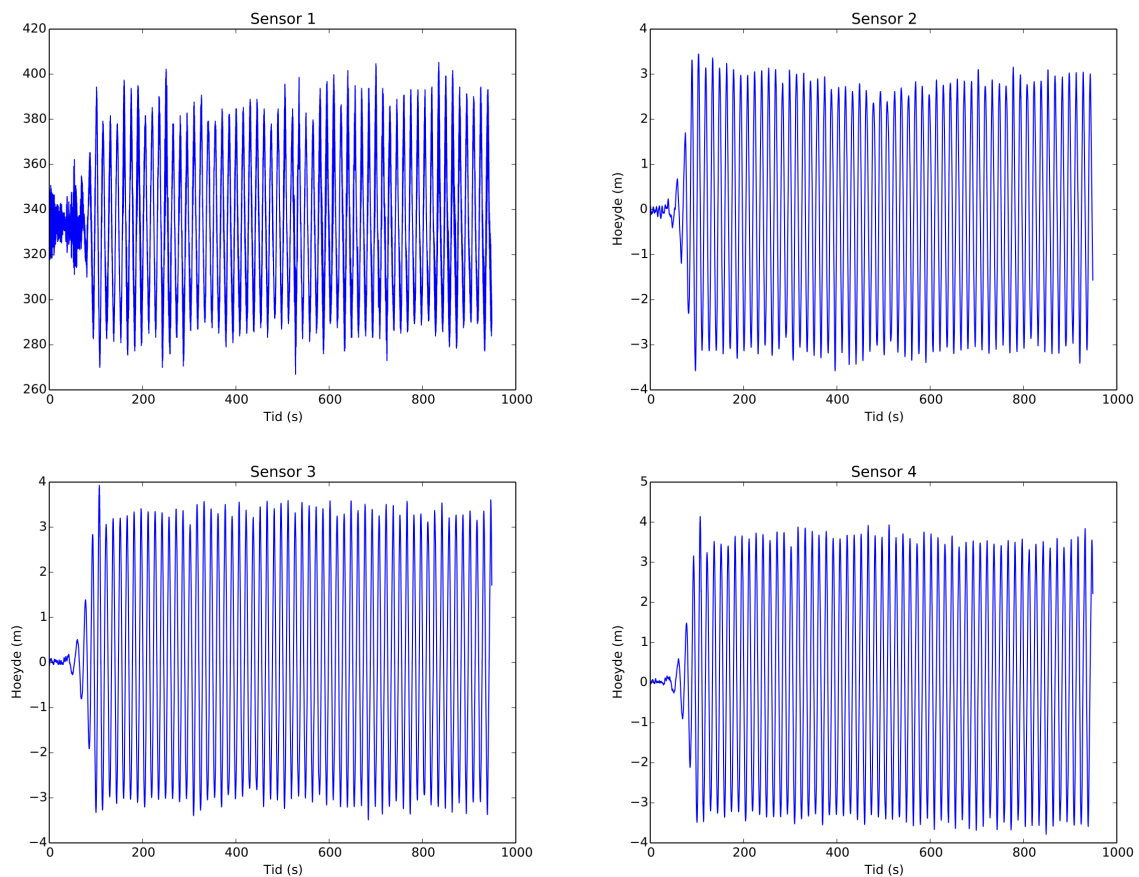
| | Line 1 | Line 2 | Line 3 |
|-----------------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|
| <i>Radiell posisjon til anker</i> | 829.23 m | 580.0 m | 580.0 m |
| <i>Radiell posisjon til klyss</i> | 32.5 m | 32.5 m | 32.5 m |
| <i>Vinkelposisjon til anker</i> | 180° | 60° | 300° |
| <i>Vinkelposisjon til klyss</i> | 180° | 60° | 300° |
| <i>Lengde</i> | 835.5 m | 586.27 m | 586.27 m |
| <i>Ekvivalent linediameter</i> | 0.126 m | 0.126 m | 0.126 m |
| <i>Tetthet</i> | 8562.85 kg/m ³ | 8562.85 kg/m ³ | 8562.85 kg/m ³ |
| <i>Aksiell stivhet</i> | 7.536 · 10 ⁸ N | 7.536 · 10 ⁸ N | 7.536 · 10 ⁸ N |

Sensorer

For å registrere bevegelsen til flyteren under forsøkene med forankringslinjer ble det benyttet et lasersporingsystem med reflektorer på plattformen. Strekket i forankringslinjene ble også registrert, men som følger av at sensorene ikke var kalibrert for å ta høyde for hydrostatisk trykk er disse målingene ansett som usikre. For å måle den innkommende bølgen ble det brukt fire bølgemålere; en oppstrøms, en på hver side av plattformen og en nedstrøms (Edfelt og Killingstad, 2014, s. 42).

Regulære bølger

Spesifikasjonene til forsøkene utført med regulære bølger er oppsummert i tabell 3.7. For å kontrollere bølgeamplitudene som ble påsatt i de ulike forsøkene ble dataene som forelå fra bølgemålerene inspisert. Sensor 1 var feilkalibrert for samtlige forsøk, og forkastes følgelig.



Figur 3.7: Bølgesensordata for PF3: regulære bølger med spesifisert amplitude på 3 m.

Målingene fra de resterende sensorene spiker tidvis stort, som vist i figur 3.7, og

det ble derfor tatt et gjennomsnitt av RMS-amplituden til hver sensor. Disse amplitudene er oppgitt som «målt amplitude» i tabell 3.7.

Tabell 3.7: Oversikt over forsøk utført med forankret plattform og regulære bølger.

| Test-ID | Spesifisert amplitude | Målt amplitude | Periode |
|---------|-----------------------|----------------|-------------|
| PF2 | 3 <i>m</i> | 3.24 <i>m</i> | 10 <i>s</i> |
| PF3 | 3 <i>m</i> | 3.19 <i>m</i> | 15 <i>s</i> |
| PF4 | 3 <i>m</i> | 2.96 <i>m</i> | 17 <i>s</i> |
| PF5 | 3 <i>m</i> | 3.18 <i>m</i> | 19 <i>s</i> |
| PF6 | 3 <i>m</i> | 2.86 <i>m</i> | 21 <i>s</i> |

Irregulære bølger

Skalamodellen har også gjennomgått tester utført med irregulære bølger. De testene som er undersøkt i denne oppgaven står oppgitt i tabell 3.8 med signifikant bølgehøyde og periode. Variansen til overflateprofilen ble utledet fra bølgesensor nr. 3, og den resulterende signifikante bølgehøyden er oppgitt i tabell 3.8. Spektral topp-perioden, som er bølgeperioden med høyest energi, er også oppgitt.

Tabell 3.8: Oversikt over forsøk utført med forankret plattform og irregulære bølger.

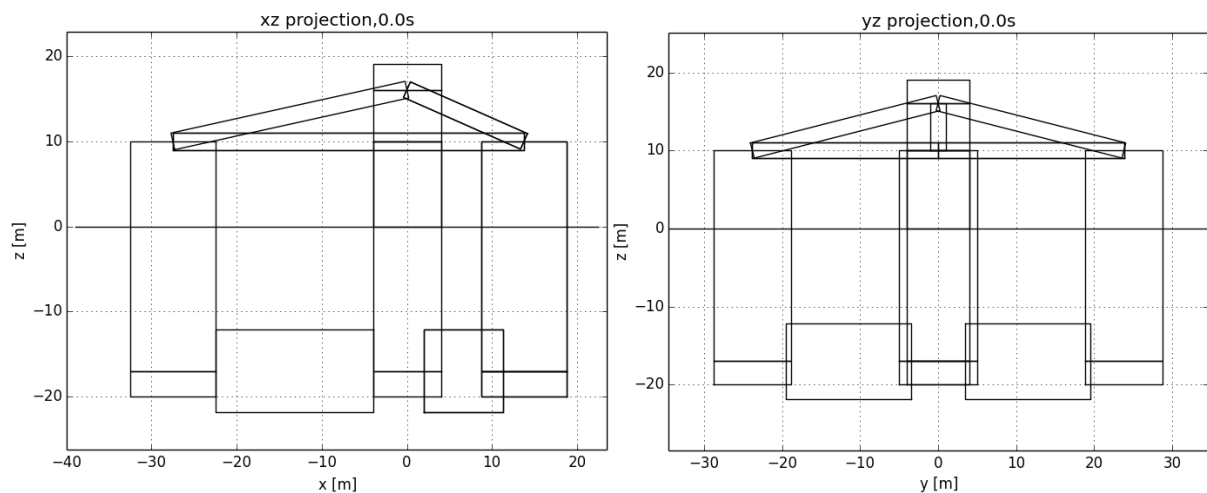
| Test-ID | Signifikant bølgehøyde | Periode |
|---------|------------------------|--------------|
| PH11 | 1.24 <i>m</i> | 5.5 <i>s</i> |
| PH12 | 1.88 <i>m</i> | 6.5 <i>s</i> |
| PH13 | 2.39 <i>m</i> | 7.3 <i>s</i> |
| PH14 | 4.56 <i>m</i> | 10 <i>s</i> |

4 Metodikk

4.1 Påtvungen bevegelse

I oppsettet av den numeriske modellen i 3Dfloat har det blitt tatt utgangspunkt i den numeriske modellgeometrien som ble utviklet av Kelberlau (2013), senere modifisert og oppskalert til fullskala-størrelse av Edfelt og Killingstad (2014). For å skape overensstemmelse mellom den numeriske og fysiske modellen brukt til forsøkene med påtvungen bevegelse, var det nødvendig å gjøre endringer av modelloppsettet. Dette beskrives i de påfølgende seksjonene.

4.1.1 Numerisk modell



Figur 4.1: Numerisk modellgeometri for påtvunget bevegelse sett fra henholdsvis xz- og yz-planet.

Flytergeometri

Flytergeometrien i 3Dfloat er diktert av den fysiske skalamodellen bygget av Kelberlau (2013) som beskrevet i seksjon 3.1. I motsetning til skalamodellen som var bygget i 1 : 40 størrelse, er modellen i 3Dfloat representert i full skala.

Geometrier i 3Dfloat bygges utelukkende opp av sirkulære og rektangulære elementer, og sammenliknet med skalamodellen har det derfor vært nødvendig å gjøre noen endringer av geometrien. Mens den fysiske modellen har pongtonger med avtakende bredde fra sentertårnet ut til bøtten, er pongtongene i 3Dfloat modellert med konstant bredde. Heaveplaten som kan sees nederst på modellen i figur 3.1 er heller ikke gjenskappt i den numeriske modellen. Den adderte massen og dempingen som heaveplaten bidrar med i den

fysiske modellen, må derfor representeres vha. de nedre flatene til bøttene, pongtongene og sentertårnet slik at den hydrodynamiske oppførselen ivaretas.

Treklossene, og metallstengene som ble brukt til å koble dem sammen, er for enkelthets skyld representert i den numeriske modellen som ett element i senter av hver av bøttene. Tettheten til hvert av disse tre elementene er satt for å ta høyde for massen til både tre-klossene og metallstangen. Korrekt masse for flyteren i den numeriske modellen er oppnådd ved å sette tettheten til de ulike delene av strukturen ut i fra de virkelige massene i skalamodellen.

Lastcelle

Lastcellen som ble brukt i forsøkene med påtvungen bevegelse er også modellert i 3Dfloat. Elementet som representerer lastcella kan observeres i figur 4.1 som det øverste elementet i senter av modellen. For å sørge for at lastene fra simuleringen og forsøket kan sammenliknes direkte, har det vært spesielt viktig å sikre at plasseringen av den numeriske lastcella er lik som i forsøket. Etter å ha tatt kontakt med ECN fikk vi oversendt en CAD-modell av rammen som ble brukt under forsøket, slik at vi kunne gjenskape den eksakte plasseringen av lastcellen. For å gi kongruens mellom treghetskreftene i skalamodellen og den numeriske modellen er det tatt høyde for massen til halve lastcellen. Som i eksperimentet ble lastene i 3Dfloat registrert i bunn av lastcellen.

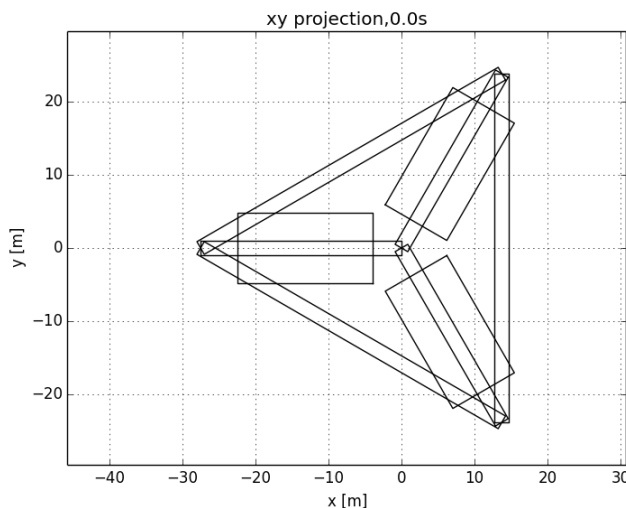
Tidlig i simuleringsprosessen var vi utsatt for støy i dataene fra simuleringene i tillegg til at resultatene var sterkt avhengige av det valgte tidsskrittet. Dette viste seg å være et resultat av at sensoren var for stiv. For å bli kvitt disse problemene, og for å oppnå samsvar mellom numerisk og fysisk modell, ble derfor aksiell stivhet, bøyestivhet og torsjonsstivhet satt til verdiene i tabell 3.2. Se appendiks D for utregninger.

Tabell 4.1: Lastcelle-spesifikasjoner inkludert koordinatene til målepunktet for laster i simuleringene.

| Egenskap | Verdi |
|----------------------------|---|
| Masse | 6.600 <i>kg</i> |
| Høyde | 2.992 <i>m</i> |
| Ytre diameter | 8.000 <i>m</i> |
| Indre diameter | 5.611 <i>m</i> |
| Aksiell stivhet (EA) | $1.723 \cdot 10^{12}$ <i>N</i> |
| Bøyestivhet (EI) | $1.029 \cdot 10^{13}$ <i>Nm</i> |
| Torsjonsstivhet (GI_p) | $2.451 \cdot 10^{13}$ <i>Nm²/rad</i> |
| Målepunkt for laster | (0, 0, 16.080) |

Støtteramme

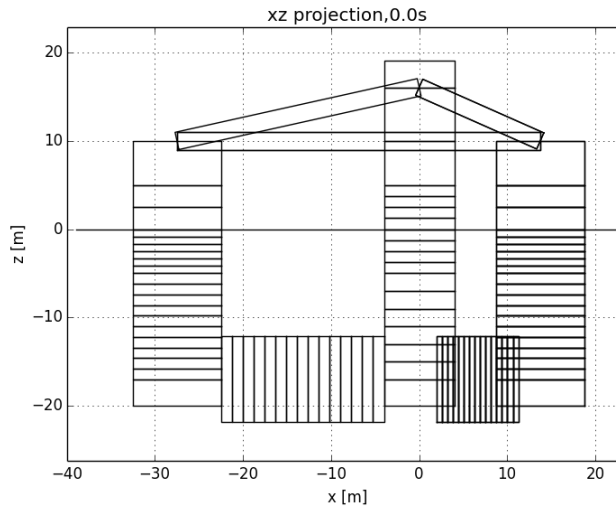
Rammen som ble brukt for å koble flyteren til sensoren og hexapoden i forsøkene med tvungen bevegelse, er representert i den numeriske modellen, som vist i figur 4.2. Fra senter av bøttene er det laget elementer som går opp til senter av lastcellen. Bøttene er koblet sammen med tilsvarende elementer.



Figur 4.2: Flyter med støtteramme sett ovenfra. Sirkulære seksjoner vises ikke.

Elementinndeling

Som et første ledd i å oppnå grid-uavhengighet for den numeriske modellen, hvor resultatene er uavhengige av tidsskritt og elementinndeling, ble det foretatt en sensitivitetstest av flyteren. Dette ble gjort ved å kjøre en surgesimulering, og iterativt øke elementinndelingen for hvert enkelt element på flyteren. Dette gjorde vi inntil vi fikk konvergerende verdier for krefter og momenter. Resultatet av elementinndelingen vises i figur 4.3. Som man kan se var elementinndelingen mest kritisk i pongtongene og delene av tårnet og bøttene som ligger nær vannoverflaten.



Figur 4.3: Elementinndeling av numerisk modell.

Feil i 3Dfloat

Ved justering av elementantall i bøttene for å oppnå grid-uavhengighet, oppdaget vi en feil i 3Dfloat. I den nederste seksjonen av bøtten observerte vi økende verdier for moment og kraft ved å justere opp elementinndelingen. Dette er i strid med hvordan resten av seksjonene i bøtten oppfører seg: ved økende elementinndeling vil man raskt få konvergerende verdier for aktuelle krefter og momenter.

Etter konferering med professor T. A. Nygaard kom vi fram til at dette skyldes en feil i måten 3Dfloat håndterte koeffisienter for addert masse og aksial morison-drag ved elementinndeling høyere enn 1. Når man legger til koeffisienter til et element, vil man at disse verdiene utelukkende skal bli lagt til den spesifiserte noden. I dette tilfellet ble koeffisientene duplisert og lagt til alle nodene som representerer de nye elementene ved høyere elementinndeling. Dette var årsaken til de divergerende verdiene, og ble unngått ved å begrense elementinndelingen på nedre del av bøtta til ett element. Den samme feilaktige oppførselen ble forøvrig også observert ved bruk av punktmasser og elementinndeling høyere enn 1.

4.1.2 Påføring av bevegelse

Translasjonell bevegelse

Ved simulering av forsøkene med tvungen bevegelse, etterstrebet man å påføre bevegelsen på samme måte som det ble gjort i forsøkene. For forsøkene med translasjonell bevegelse har bevegelsen blitt påtvunget ved å sette på en harmonisk kraft mot en svært stiv fjær i

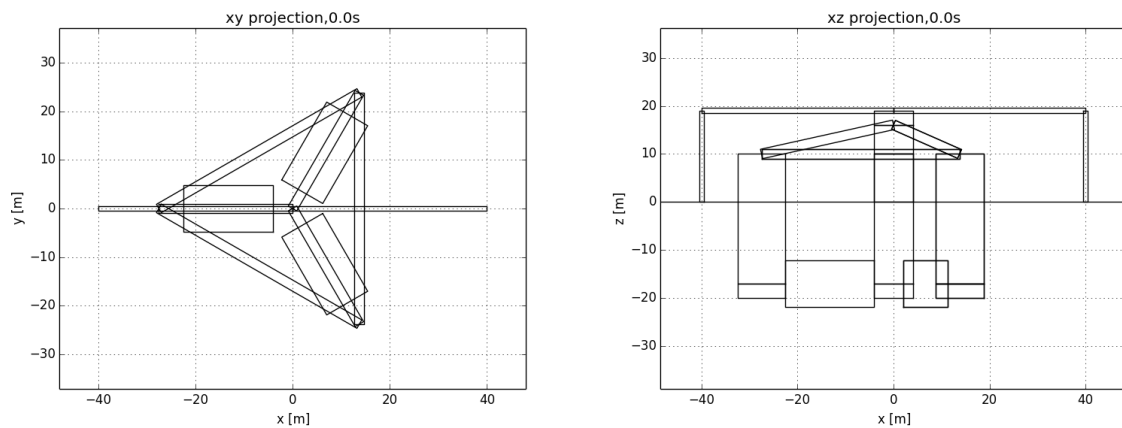
toppen av lastcellen. Med høy fjærstivhet kan innvirkningen fra drag- og treghetskrefter på den påførte bevegelsen neglisjeres, og man kan dermed finne nødvendige verdier for kraften og fjærstivheten fra Hookes lov som gir ønsket amplitude på svingningen

$$F_a = kx_a$$

hvor F_a er amplituden på den harmoniske kraften, k er fjærstivheten og x_a er amplituden på bevegelsen.

Rotasjonell bevegelse

For å gjenskape metoden som ble brukt for påføring av rotasjonell bevegelse i roll i forsøket, har det etter konferering med professor T. A. Nygaard blitt modellert en stiv ramme som omgir flyteren og er koblet til den øverste delen av lastcellen.



Figur 4.4: Ramme for påføring av roll-bevegelse på den numeriske modellen.

Det ønskede vinkelutslaget ble deretter eksitert ved å påføre et harmonisk moment mot en stiv torsjonsfjær i det ene opplagringspunktet i rammen. Siden rammen er svært stiv og er koblet til flyteren i toppen av lastcellen, vil flyteren tvinges til å bevege seg på tilsvarende måte som rammen.

For simulering av rotasjon påført i yaw, har framgangsmåten og modelloppsettet vært tilsvarende som for translasjonell bevegelse. I stedet for påføring av kraft mot en lineær fjær, har det dog blitt påført et moment mot en torsjonsfjær.

Den ønskede amplituden på vinkelutslaget for roll og yaw får man ved å benytte den rotasjonelle formen for Hookes lov

$$\tau_a = \kappa\theta_a$$

hvor τ_a er amplituden på torsjonsmomentet, κ er fjærstivhet og θ_a er amplituden på vinkelutslaget i radianer.

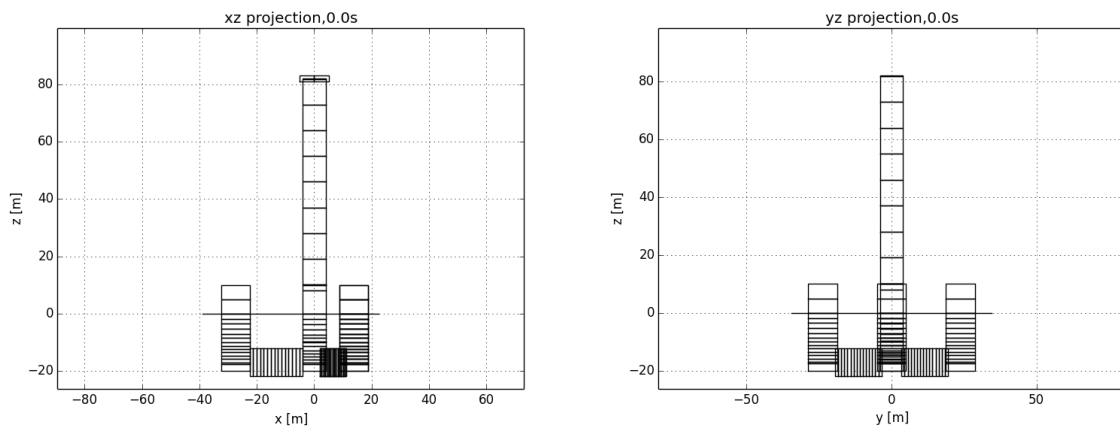
4.2 Stasjonær flyter med regulære bølger

Forsøkene med regulære bølger og fast flyter ble simulert ved å holde fast flyteren i topp av lastcellen, og påføre bølger med ønsket amplitude med strømningsfunksjon i 3Dfloat. Som følge av at det ikke ble gjort bølgemålinger for de utførte forsøkene med fast flyter, er det noe usikkert hvorvidt de spesifiserte amplitudene i tabell 3.5 faktisk ble påført. Flyter-modellen og det øvrige testoppsettet var identisk som for simuleringene med tvungen, translasjonell bevegelse.

4.3 Forankret flyter

For simuleringene med forankring har det blitt tatt utgangspunkt i modellen Edfelt og Killingstad (2014) definerte i forbindelse med deres masteroppgave. Som nevnt under seksjon 3.2.3 lå modellen 1.5 cm for lavt under forsøkene. Dette ble tatt høyde for i den numeriske fullskalamodellen ved å justere tettheten til sand-ballasten i bøttene for å oppnå en draft på 20.6 m. I følge Edfelt og Killingstad var massen til plattformen som testet under forsøkene 157.70 kg. Den numeriske modellen i 3Dfloat har en total strukturell masse på 157.45 kg, og samsvaret mellom numerisk og fysisk modell betraktes derfor som godt.

4.3.1 Plattformgeometri

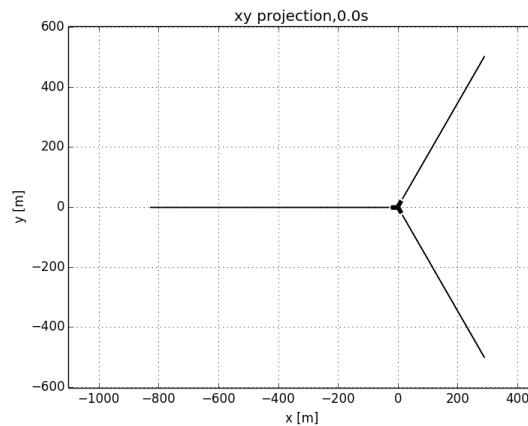


Figur 4.5: Plattformgeometri for simuleringer med regulære og irregulære bølger med forankret plattform.

Geometrien til plattformen brukt ved simulering av forsøk med forankring er på de fleste områder tilsvarende den som ble brukt ved tvungen bevegelse. Modellen for forsøkene med forankring inkluderer tårn, mekanisk utstyr, RNA og vann- og sandballast i bøttene og sentertårnet.

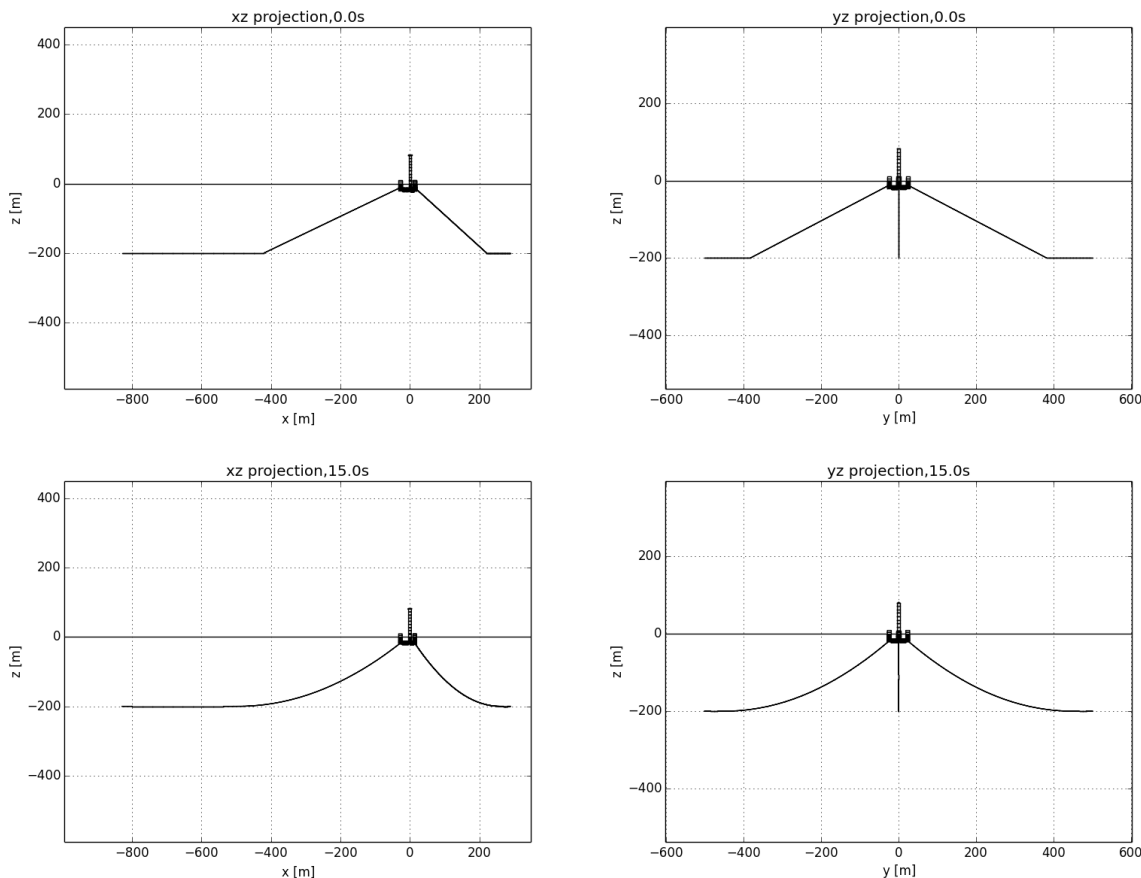
4.3.2 Forankringslinjer

Forankringssystemet til plattformen består som nevnt under seksjon 3.2.3 av tre forankringslinjer, med en spredning på 120° som vist i figur 4.6.



Figur 4.6: Forankringslinjer til numerisk modell vist ovenfra.

Som følge av at linene i den numeriske modellen trenger tid til å stabilisere seg, har bølgene blitt påført først etter 30 s. Figur 4.7 viser forankringslinene umiddelbart etter simuleringsstart og deretter i stabilisert tilstand etter 15 s.



Figur 4.7: Forankringslinjer vist i henholdsvis xz- og yz-planet. Øverst vises linene rett etter simuleringstart og nederst i stabilisert tilstand.

4.3.3 Regulære bølger

For simulering med regulære bølger ble det påsatt regulære bølger med periodene og de målte verdiene for amplitudene som oppgitt i tabell 3.5 vha. strømningsfunksjon i 3Dfloat.

4.3.4 Irregulære bølger

Irregulære bølger kan betraktes som en superposisjon av flere cosinusfunksjoner, og er derfor velegnet til å beskrives av fourier-analyse. Simuleringene med irregulære bølger har blitt kjørt med bølgetabeller generert fra målingene til bølgemåler 3 ved hjelp av. et program laget av postdoktor Jacobus Bernardus de Vaal ved IFE. Programmet dekomponerer tidsserien fra en bølgemåler med en kjent posisjon i fourier-komponenter med tilhørende frekvenser, amplituder og faser som deretter lagres i en separat fil. Ved å ta denne filen som input i 3Dfloat gjenskapes den eksakte tidsserien av irregulære bølger som

ble påført i bølgebassenget, og sammenlikningsverdien av numeriske og eksperimentelle data blir således høy.

Som en konsekvens av at det må benyttes en funksjon som vektlegger den midtre delen av tidsserien mer enn endene for å generere bølgetabellene, vil starten og enden av bølgeserien i simuleringene være lavere enn i forsøket. Først etter $0.1T$, hvor T er den totale lengden av den målte tidsserien, vil amplitudene mellom forsøk og simulering samsvare (de Vaal, 2015). Tidsserien fra forsøkene er i full skala 4000 s lang, og det velges derfor å se på responsen til plattformen mellom 500 s og 3500 s.

4.4 Demping

Verdiene for demping ble innledningsvis satt med utgangspunkt i hva Edfelt og Killingstad brukte i modellen sin. Til dels store forskjeller i addert masse og drag-koeffisienter mellom simuleringsoppsettet i denne oppgaven kontra Edfelt og Killingstad sine funn, førte til at spesielt verdiene for kvadratisk demping måtte nedjusteres noe.

For å justere inn lineær og kvadratisk demping ble det utført free-decay tester i frihetsgradene surge, heave og pitch. Kvadratisk demping ble justert inn ved å se på den første delen av svingningsforløpet, mens lineær demping ble justert for å gi overenstemmelse nær plattformens egenperioder. For framgangsmøte av free-decay-tester henvises det til Edfelt og Killingstad (2014, s. 54-55).

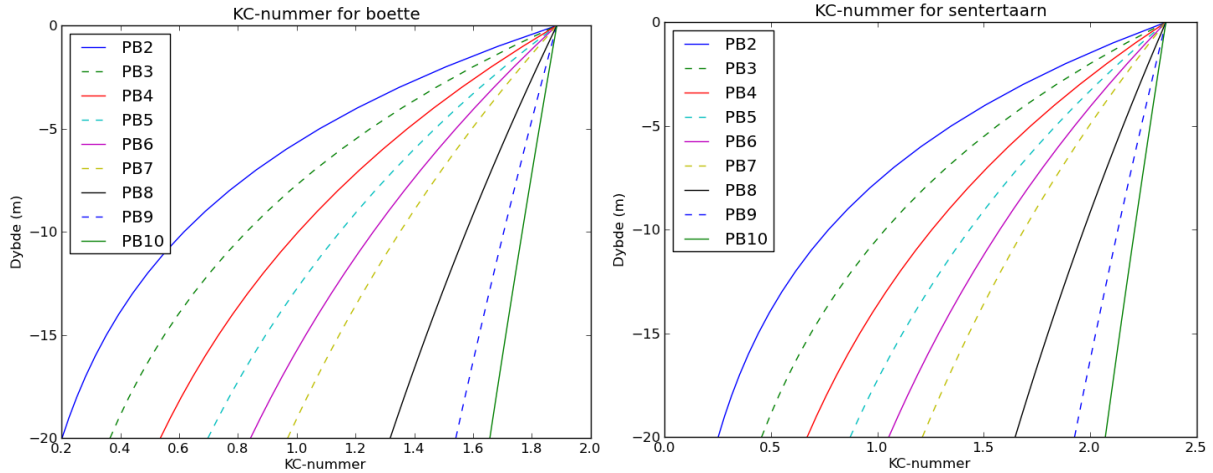
4.5 Koeffisienter for drag og addert masse

For å finne koeffisientene for addert masse og drag ble det tatt utgangspunkt i DNVs anbefalte verdier som gir koeffisientene som en funksjon av KC-nummeret, se figur 2.12 og 2.13. KC-nummeret for en konstruksjon utsatt for en svingende fluidstrøm er en funksjon av hastigheten til vannpartikkelen, perioden til svingningen og diameteren til søylen, og vil således ikke bare variere *mellom* ulike forsøk, men også *underveis* i et forsøk. 3Dfloat tar dog ikke høyde for at koeffisientene for addert masse og drag i virkeligheten kan variere, og man definerer derfor konstante verdier som gjelder for alle forsøkene. For heave-bevegelse vil ikke KC-nummeret kunne benyttes med enkelhet, da dette i hovedsak gjelder for strømning normalt på sylindere. Addert masse og drag i heave-retning vil derfor i større grad bestemmes ut i fra eksperimentelle data.

4.5.1 Addert masse surge og sway

Hastigheten til vannpartiklene i en regulær bølge, og dermed også KC-nummeret, vil avta med dybden. For å avgjøre hvorvidt variasjonen i KC-nummeret var stor nok til å kunne

rettferdiggjøre en vertikal fordeling av den adderte massen, ble KC-nummeret plottet som en funksjon av dybden for sentertårnet og bøttene for de ulike testene med regulære bølger og fast flyter. Dette er også representativt for regulære bølger med forankret plattform.



Figur 4.8: KC-nummer som funksjon av dybden for henholdsvis bøtte og sentertårn for tilgjengelige tester med regulære bølger.

Fra figur 4.8 ser man at maks-verdien for KC-nummeret inntreffer ved vannflaten, hvor hastigheten er størst. Selv om KC-nummeret varierer fra 0.2 til 1.9 for bøtten, og fra 0.3 til 2.4 for sentertårnet, ser man fra DNVs anbefalte verdier i figur 2.13 at C_m bør settes til 2. Denne verdien vil derfor defineres globalt i 3Dfloat, og vil gjelde for bøttene og sentertårnet ved bevegelse i surge og sway.

Pongtongene vil også bidra med addert masse i både surge- og sway-retning, og som følge av den rektangulære utformingen må koeffisientene bestemmes separat fra bøttene og sentertårnet. Utgangspunktet for den adderte massen for pongtongen ble fastsatt ved å benytte følgende likning for addert masse per enhet lengde (DNV, 2010, appendiks D):

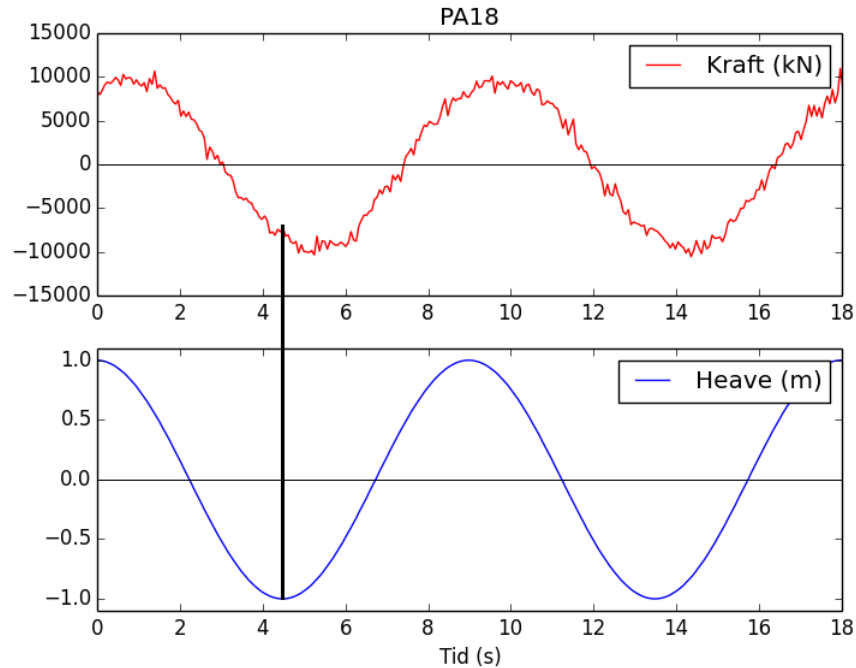
$$m_a = \rho C_a A_R \quad (4.1)$$

hvor A_R er definert som arealet til en sirkel med radius lik høyden av pongtongen. For en pongtong med størrelsesforhold $\frac{\text{h\phi yd e}}{\text{b r e d d e}} = 0.5$ oppgir DNV at det skal benyttes en verdi for C_a på 1.7. Massekoeffisienten blir dermed $C_{my} = 2.7$.

4.5.2 Addert masse heave

For å bestemme addert masse i heave-retning ble de eksperimentelle dataene fra tvungen bevegelse i heave benyttet. Framgangsmåten var som beskrevet i seksjon 2.10.1, som går ut på å lese av kraften i lastcellen ved et tidspunkt når hastigheten er null. Da vil

drag-kreftene være null, og lastcella registrerer ved det tidspunktet kun treghetskraften i tillegg til kraften som kommer av vannplanstivheten til flyteren. Figur 4.9 viser et slikt tidspunkt for PA18.



Figur 4.9: Ren treghetskraft og vannplanstivhet ved et tidspunkt i heave-bevegelsen hvor hastigheten er null.

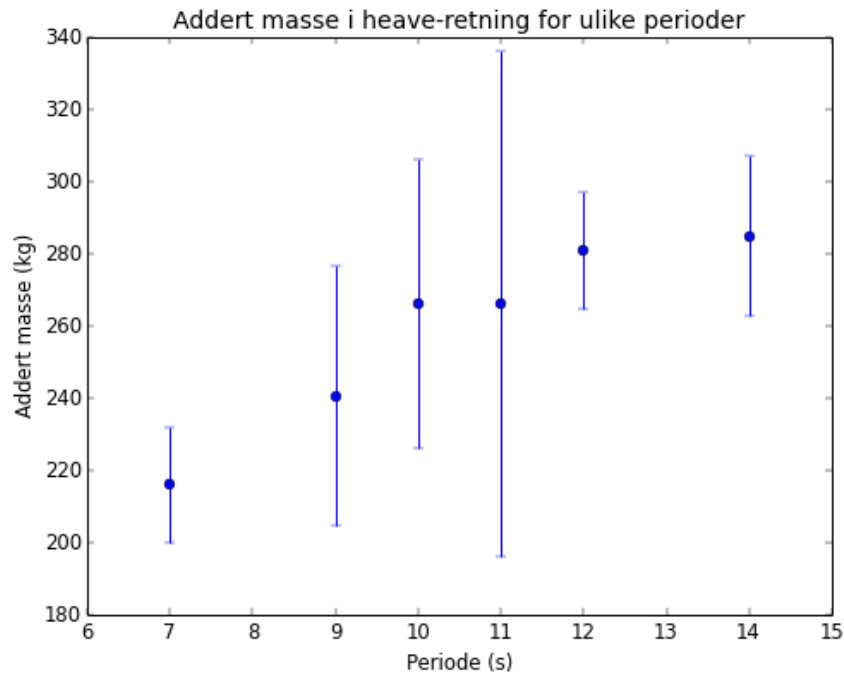
Uten påvirkning fra drag-krefter kan uttrykket for treghetskraften skrives som

$$F_I = F_S - Dz$$

Treghetskraften følger av Newtons 2. lov som $F_I = m \cdot a$, og siden flyteren gjennomgår en harmonisk svingning kan amplituden til akselerasjonen skrives $a = A\omega^2$. Den adderte massen kan da finnes ved hjelp av

$$m_a = \frac{F_s - Dz}{A\omega^2} - m_s$$

Resultatet av denne framgangsmåten er presentert i figur 4.10 med gjennomsnittlig verdi for den adderte massen markert med en prikk, og to standardavvik oppgitt for hver verdi med en vertikal søyle. Perioder lengre enn 14 s er ikke inkludert i utregningene som følger av mye støy i de eksperimentelle dataene, og påfølgende vanskeligheter med avlesning av kraftutslaget.



Figur 4.10: Addert masse for heave fra eksperimentelle data, med to standardavvik assosiert med hver verdi.

Å tolke noen nøyaktig verdi for den adderte massen er problematisk på grunn av til dels svært store standardavvik, men for perioder på 10 s og 11 s ligger den adderte massen i området som ble beregnet fra free-decay forsøk av Edfelt og Killingstad (2014). Ved å sammenlikne numeriske resultater opp mot eksperimentelle data ble det bestemt at en addert masse på 280 kg i heave-retning ga tilfredsstillende resultater for flest antall perioder, og ble av den grunn brukt for videre simuleringer.

Som følge av at den adderte massen ikke er jevnt fordelt på de nederste delene av konstruksjonen, må det benyttes en prosentvis distribuering av addert masse på pongtonger, bøtter og sentertårn. Med bakgrunn i tidligere erfaringer og simulering av påtvungen bevegelse i roll og regulære bølger med forankret plattform ble fordelingen satt til 60% for pongtongene, 35.5% for bøttene og 4.5% for sentertårnet.

Ved definisjon av koeffisienter for addert masse i heave må man ta høyde for de normaliserende faktorene som benyttes i 3Dfloat. For bøttene vil koeffisientene normaliseres i 3Dfloat med en verdi tilsvarende massen til tre halvkuler med samme radius som bøtten, mens for sentertårnet brukes massen til én halvkule tilsvarende radiusen til sentertårnet. For pongtongene blir det brukt en faktor tilsvarende den fortrenkte massen av tre pongtonger. Se appendiks F for utregninger.

Med de normaliserende faktorene og den prosentvise fordelingen kan man regne ut

koeffisientene som må defineres i 3Dfloat på henholdsvis pongtong, sentertårn og bømte for å gi ønsket addert masse

$$C_{mP} = 1 + 0.6 \frac{m_a}{m_{P,norm}} \quad (4.2)$$

$$C_{mS} = 1 + 0.045 \frac{m_a}{m_{S,norm}} \quad (4.3)$$

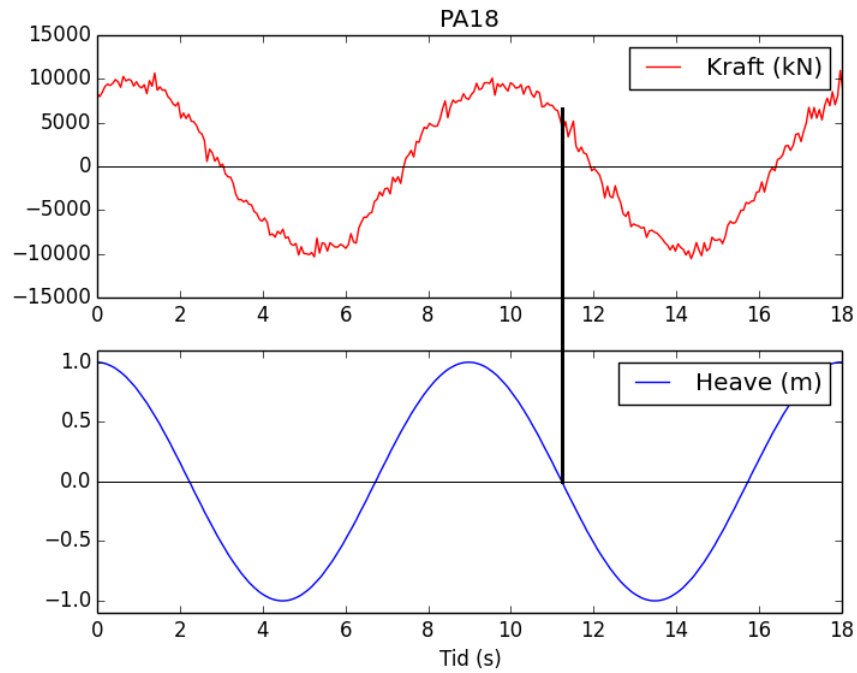
$$C_{mB} = 1 + 0.355 \frac{m_a}{m_{B,norm}} \quad (4.4)$$

4.5.3 Normal drag-koeffisient

Den neste koeffisienten som må bestemmes er drag-koeffisienten, C_d . Fra DNVs figur ser vi at minimumsverdien for drag-koeffisienten er 0.6 for en struktur med glatt overflate, men med bakgrunn i tidligere erfaring ble det valgt å sette $C_d = 0.7$. Drag-koeffisienten er forøvrig avhengig av Reynolds-nummeret, men som tidligere nevnt er det problemer knyttet til oppskalering av Reynolds-nummeret fra skalamodell til fullskala.

4.5.4 Aksiell drag-koeffisient

Metoden som ble anvendt for å bestemme drag-koeffisienten i z-retning er tilsvarende som ved bestemmelse av addert masse; kraften i lastcella leses av i et tidspunkt når akselerasjonen er null. Da vil bidraget fra både treghetskrefter og vannplanstivhet kunne neglisjeres, og sensoren registrerer dermed utelukkende drag-krefter. Et tidspunkt hvor akselerasjonen er null er vist i figur 4.11 for PA18.

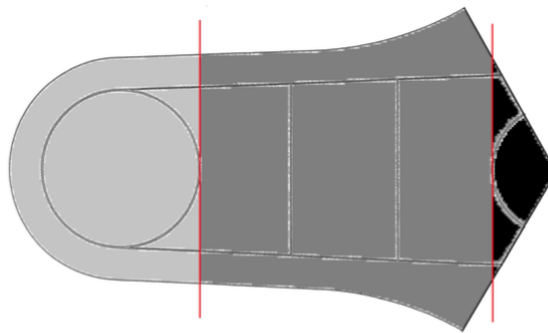


Figur 4.11: Ren drag-kraft ved et tidspunkt i heave-bevegelsen hvor akselerasjonen er null.

For å finne et utgangspunkt for den aksielle drag-koeffisienten ble følgende omskriving av Morison-likningen benyttet

$$C_d = \frac{2F_s}{\rho S u^2} \quad (4.5)$$

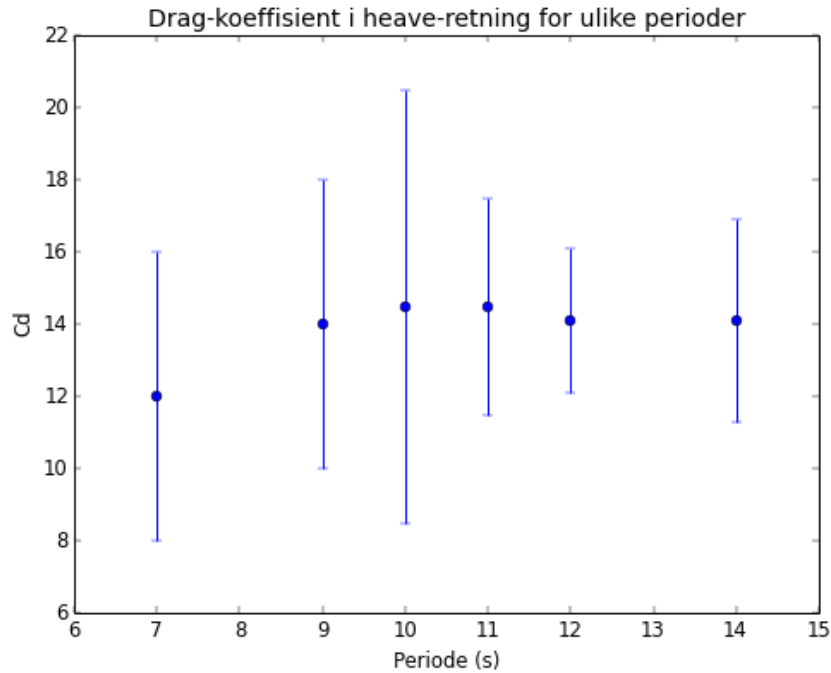
hvor S er det projiserte arealet normalt på strømningsretningen (DNV, 2011, s. 148). Det projiserte arealet i strømningsretningen for bevegelse i heave vil betraktes som arealet av heaveplaten.



Figur 4.12: Snitt som viser ett av tre ben med bøtte, pongtong og sentertårn (Kelberlau, 2013).

Arealet av ett ben av plattformen som vist i figur 4.12 er i følge Kelberlau (2013, s. 41) $472.64 m^2$ i fullskala. Det totale arealet av heaveplaten blir dermed $1417.92 m^2$.

Gjennomsnittet av verdiene som følger av likning 4.5 er vist i figur 4.13 med to standardavvik oppgitt for hver verdi.



Figur 4.13: Drag-koeffisient for heave fra eksperimentelle data med to standardavvik assosiert med hver verdi.

Heaveplaten er som nevnt ikke modellert i den numeriske modellen. For at den hydrodynamiske oppførselen fra skalamodellen skal ivaretas i simuleringene må derfor den aksielle drag-koeffisienten multipliseres med et forholdstall i henhold til arealforskjellene mellom numerisk modell og skalamodell som oppgitt i tabell 4.2.

Tabell 4.2: Forholdstall brukt til distribuering av drag-koeffisienten på pongtong, bømte og sentertårn.

| Element | Forholdstall |
|-------------------|--------------|
| <i>Pongtong</i> | 1.30 |
| <i>Sentertårn</i> | 1.15 |
| <i>Bømte</i> | 1.37 |

5 Resultater

I denne seksjonen vil resultatene fra simuleringene presenteres og sammenliknes mot de eksperimentelle data fra bølgetankforsøkene. Implikasjonene som følger av resultatene vil først gjøres rede for i neste seksjon. Alle simuleringene har blitt utført i full skala og resultater fra forsøket vises i oppskalert størrelse uten noen form for filtrering.

5.1 Koeffisienter og demping

Tabell 5.1: Anvendte verdier for hydrodynamiske koeffisienter.

| | Pongtonger | Sentertårn | Bøtte |
|---------------------|-----------------|------------------|------------------|
| <i>Drag</i> | $c_{dx} = 0$ | $c_{dx} = 0.7$ | $c_{dx} = 0.7$ |
| | $c_{dy} = 2$ | $c_{dy} = 0.7$ | $c_{dy} = 0.7$ |
| | $c_{dz} = 16.9$ | $c_{dz} = 14.95$ | $c_{dz} = 17.81$ |
| <i>Addert masse</i> | $c_{mx} = 1$ | $c_{mx} = 2$ | $c_{mx} = 2$ |
| | $c_{my} = 2.5$ | $c_{my} = 2$ | $c_{my} = 2$ |
| | $c_{mz} = 3.6$ | $c_{mz} = 7.0$ | $c_{mz} = 9.1$ |

Koeffisientene som har blitt brukt i framstillingen av de påfølgende resultatene er gitt i tabell 5.1. Med bakgrunn i utredningene i seksjon 4.5 ble det valgt å sette globale koeffisienter for addert masse og drag til henholdsvis $C_m = 2$ og $C_d = 0.7$. Siden pongtongene har en rektangulær utforming kan det ikke benyttes de samme koeffisientene som for bøttene og sentertårnet. Koeffisientene som er assosiert med pongtongene er derfor satt lokalt for elementene. Et resultat av dette er at c_{my} og c_{dy} vil gi bidrag i både surge- og sway-retning. Koeffisientene for addert masse og drag i heave-retning er definert på de nederste elementene av bøttene og sentertårnet.

Verdiene som har blitt brukt for lineær demping og kvadratisk demping er oppsummert i tabell 5.2.

Tabell 5.2: Verdier for lineær og kvadratisk demping i 3Dfloat

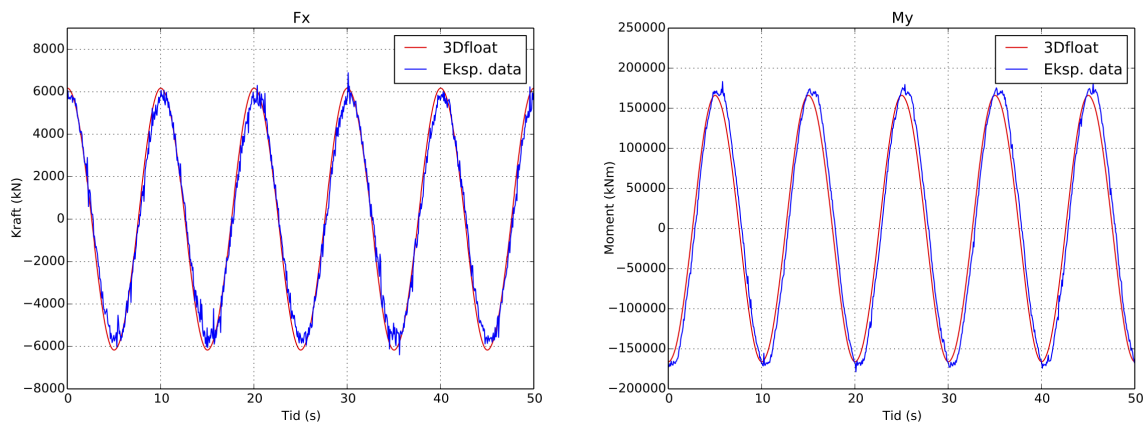
| Lineær demping | Verdi |
|--------------------|----------------------|
| Heave | 250000 kg/s |
| Pitch og roll | 55000000 kgm^2/s |
| Kvadratisk demping | |
| Surge og sway | 500000 kg/m |
| Heave | 1250000 Ns^2/rad^2 |

5.2 Hydro-elastisk respons ved tvungen bevegelse

Simuleringene med tvungen bevegelse vil presenteres ved å legge frem figurer fra ett eller flere case som er representativt for simuleringen og forsøket. Det vil bli vist 5 perioder fra første stabiliserte periode for både simuleringen og forsøket. Responsen fra alle de utførte simuleringene vil deretter sammenliknes mot forsøksdataene ved hjelp av RMS-verdiene til signalene. RMS er funnet ved å betrakte utdrag, med lik fase, fra de stabiliserte tidsseriene for simuleringen og forsøket.

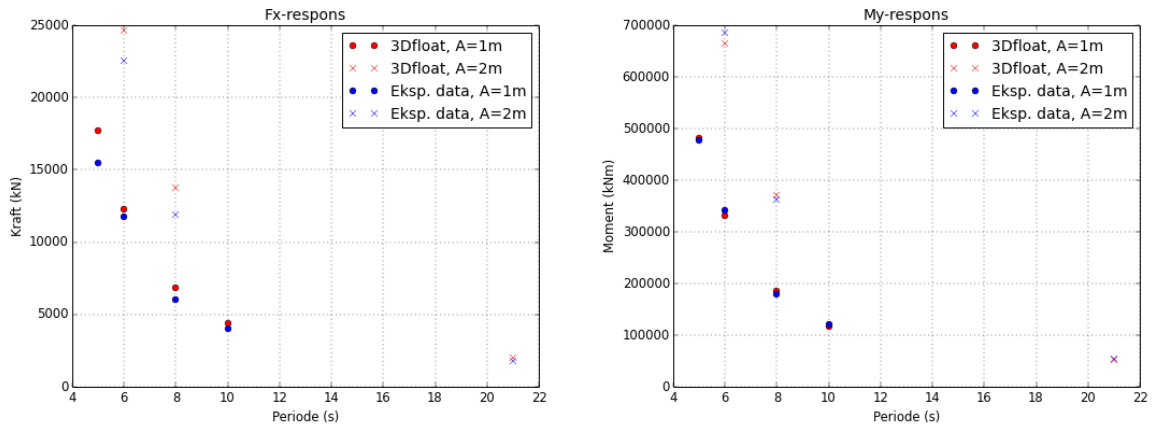
5.2.1 Surge

For simuleringene og forsøkene utført med tvungen bevegelse i surge-retning er amplitudene for F_x og M_y av interesse. I figur 5.1 vises responsen i F_x og M_y for PA4.



Figur 5.1: F_x og M_y for surge-test PA4: $T = 10$ s, $A = \pm 1$ m.

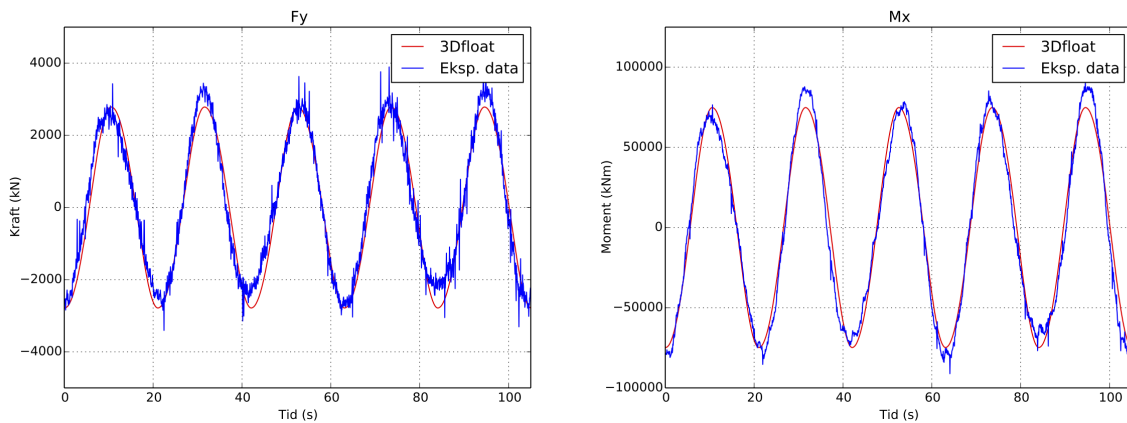
Som man kan se fra figurene er det noe støy på kurvene fra forsøket, og for å kunne sammenlikne responsen mellom forsøk og simulering er det derfor hensiktsmessig å se på RMS-verdiene. Figur 5.2 viser RMS av F_x og M_y beregnet for forsøk og simulering for alle surge-testene som er oppgitt i tabell 3.4. De røde prikkene og kryssene representerer henholdsvis RMS for simuleringer med en amplitude på 1 m og 2 m, og tilsvarende gjelder blå markeringer for forsøksdataene. Den samme konvensjonen vil benyttes for alle testene med påtvungen bevegelse.



Figur 5.2: Sammenlikning av RMS-verdier for F_x og M_y mellom forsøk og simulering for ulike perioder og amplituder av tvungen surge-bevegelse.

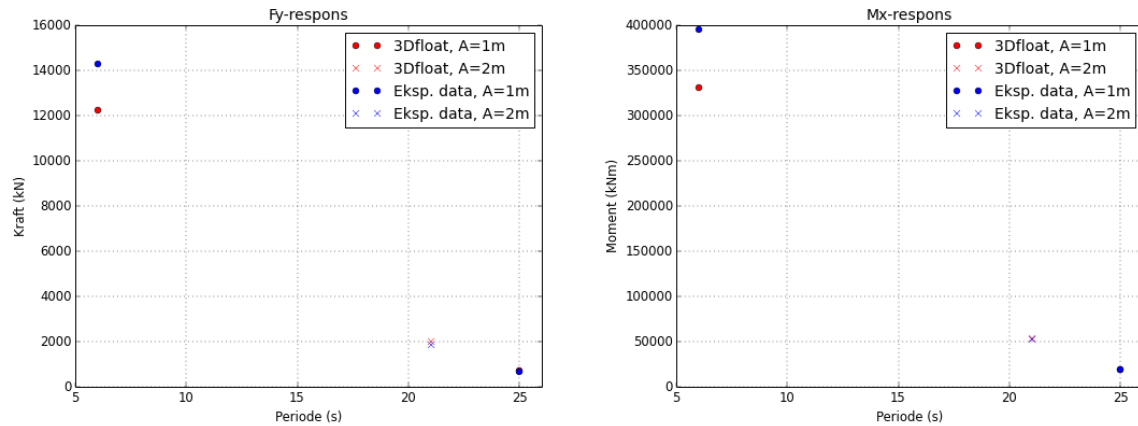
5.2.2 Sway

Det eksperimentelle datasettet for testene i sway-retning er noe mangefullt, og data for simuleringer med perioder mellom 6 s og 21 s har ikke vært tilgjengelig. Figur 5.3 viser F_y og M_x for PA75.



Figur 5.3: F_y og M_x for sway-test PA75, $T = 21$ s, $A = \pm 2$ m.

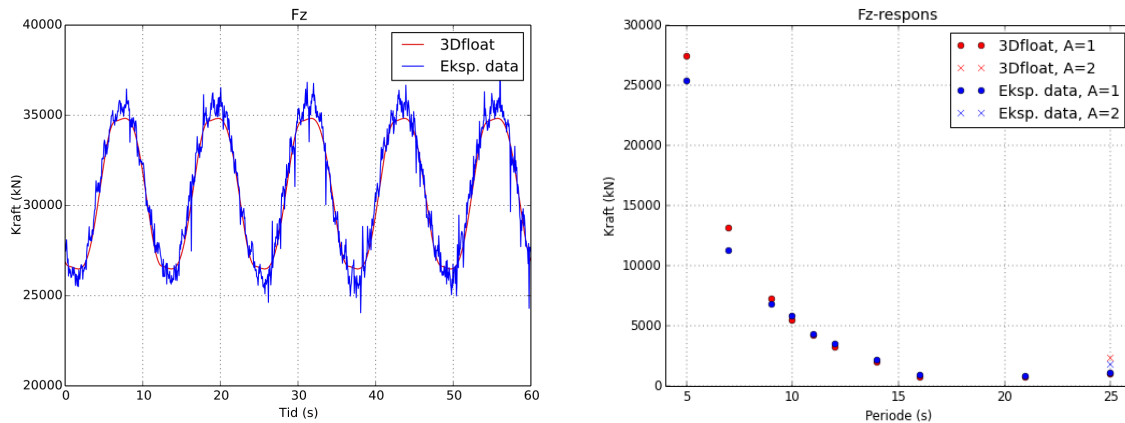
Figur 5.4 viser en sammenlikning av RMS for simulering og forsøk for de tilgjengelige sway-testene. For PA62 ($T = 6$ s) ser man at det er avvik mellom responsen for F_y og M_x oppnådd i simuleringen og forsøket, men at de to testene med lang periode stemmer godt overens.



Figur 5.4: Sammenlikning av RMS-respons for F_y og M_x mellom forsøk og simulering for ulike perioder og amplituder av tvungen sway-bevegelse.

5.2.3 Heave

Det eksperimentelle datagrunnlaget for heave er relativt stort, og man kan dermed danne seg et godt bilde av hvorvidt simuleringene gir god overensstemmelse med forsøkene. Figur 5.5a viser et utdrag av 5 perioder for kraften i z-retning for PA21 og figur 5.5b viser RMS av responsen for alle heave-testene. Som man kan se samsvarer simulering og forsøk godt for alle perioder lengre enn 7 s.



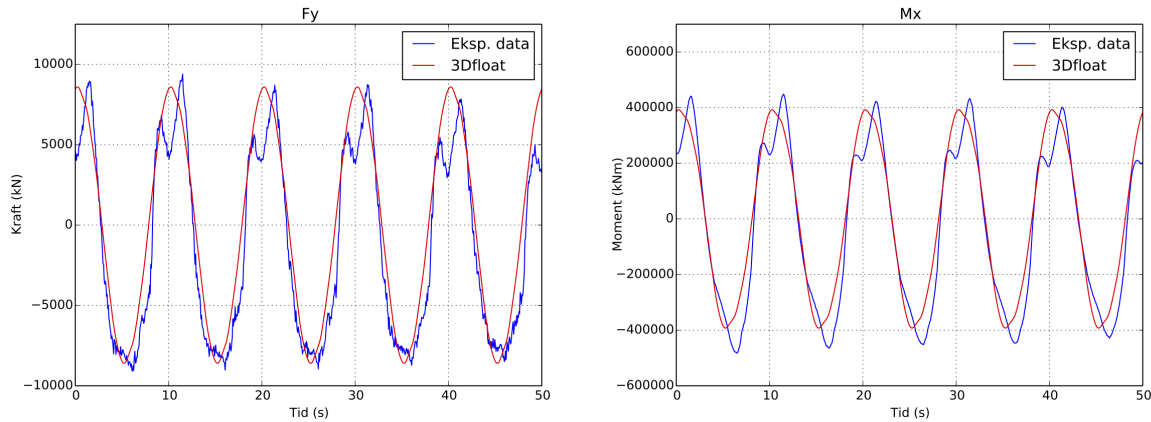
(a) Utdrag av F_z for heave-test PA21, $T = 12$ s, $A = \pm 1$ m.

(b) RMS-respons for heave.

Figur 5.5: Sammenlikning av forsøk og simulering med påtvungen heave-bevegelse.

5.2.4 Roll

Som følge av at flere av forsøksdataene med bevegelse i roll har to utpregede toppe for F_y og M_x , som vist i figur 5.6, velges det å ikke beregne RMS av dataene, men heller gjengi trendene som det er mulig å tyde fra figurene. De eksperimentelle dataene fra PA77 og PA79 anses som usikre pga. irregulær respons, og vil derfor ikke vurderes.

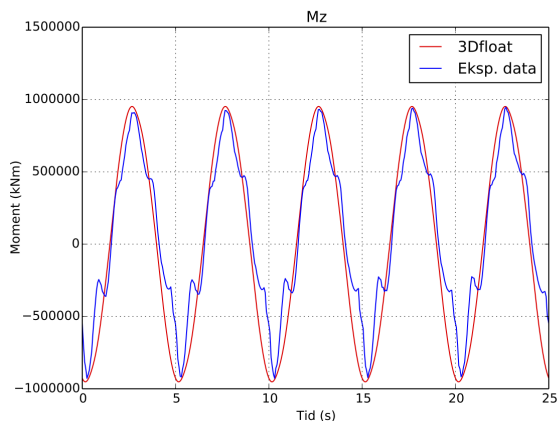


Figur 5.6: F_y og M_x for roll-test PA80, $T = 10$ s, $A = \pm 5^\circ$.

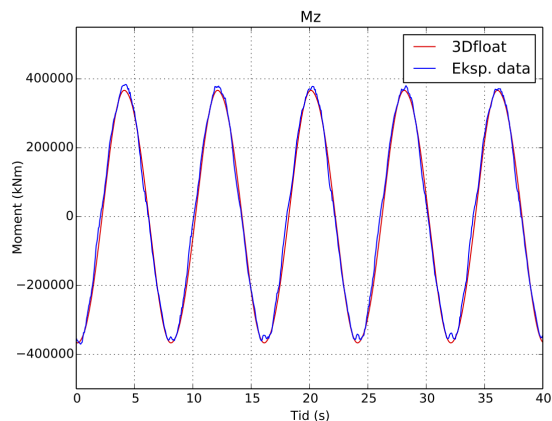
Fra figur 5.6 kan man se utslaget i F_y og M_x for PA80. Samsvaret mellom 3Dfloat og forsøk anses å være godt for beskrivelsen av amplituden til F_y for PA80 og PA81 ($A = \pm 5^\circ$, $T = 11$ s). For PA85 ($A = \pm 5^\circ$, $T = 25$ s) ligger F_y høyere i simuleringen enn for forsøket, mens M_x stemmer godt overens. De øvrige dataene antyder derimot at responsen av M_x i simuleringene gjennomgående ligger lavere enn for forsøkene.

5.2.5 Yaw

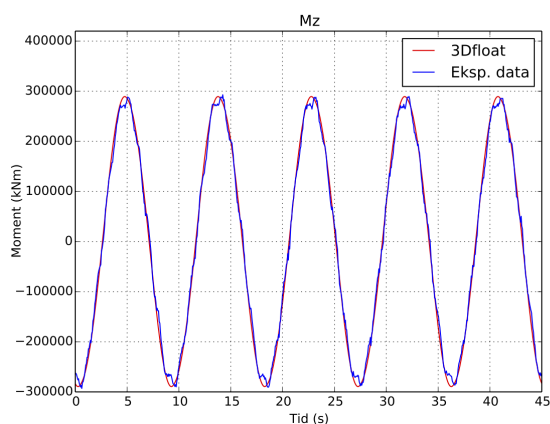
Som følger av urene data og irregulær respons ble det vurdert at PA47 og PA48 måtte forkastes. De resterende casene presenteres i figur 5.7a-5.7d og viser svært god overensstemmelse mellom simuleringer og forsøk.



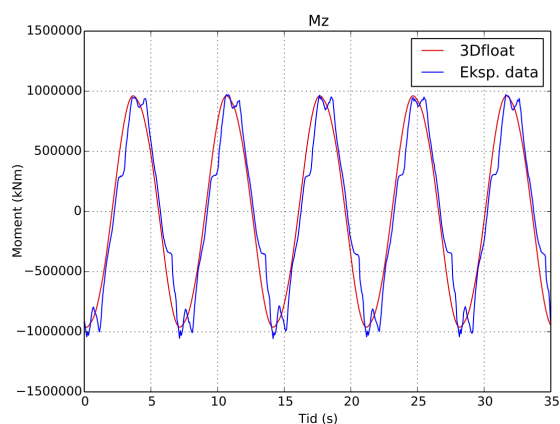
(a) PA46, $T = 5$ s, $A = \pm 5^\circ$.



(b) PA49, $T = 8$ s, $A = \pm 5^\circ$.



(c) PA50, $T = 9$ s, $A = \pm 5^\circ$.

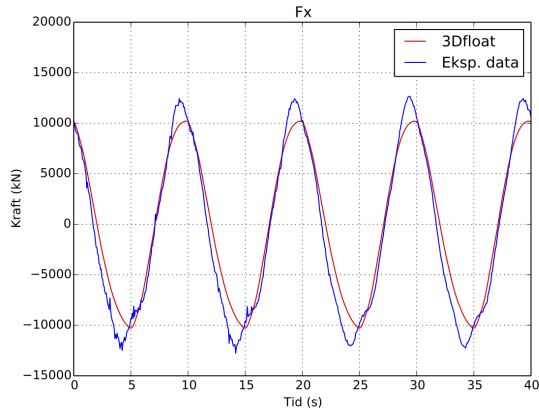


(d) PA57, $T = 7$ s, $A = \pm 10^\circ$.

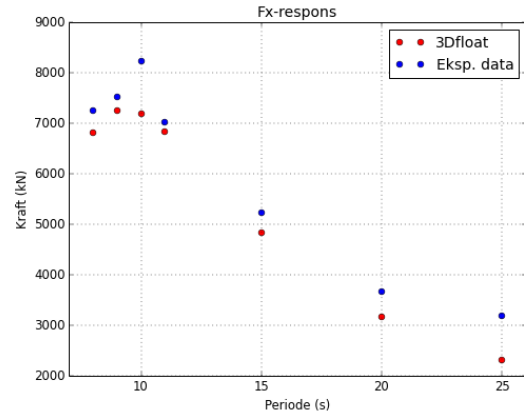
Figur 5.7: Sammenlikning av M_z mellom forsøk og simulering for alle vurderte tester med påtvungen yaw.

5.3 Hydro-elastisk respons ved stasjonær flyter og regulære bølger

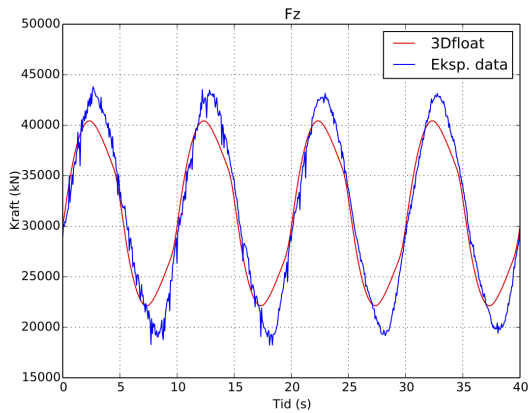
For simuleringene med regulære bølger og fast flyter velges det å vise PB6, som er den testen som avviker mest fra forsøkene. Figur 5.9 viser at verdiene fra simuleringene sammenfaller greit med forsøkene, men at simuleringene gjennomgående gir for høye verdier.



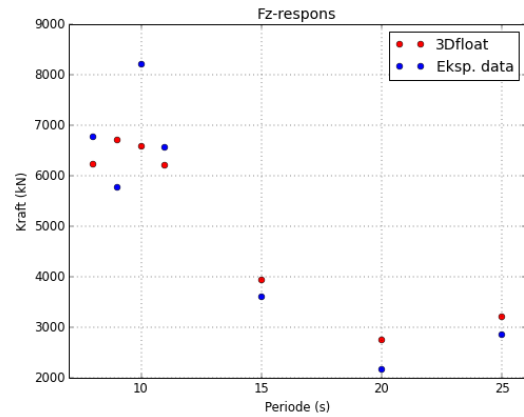
(a) Utdrag av F_x fra PB6.



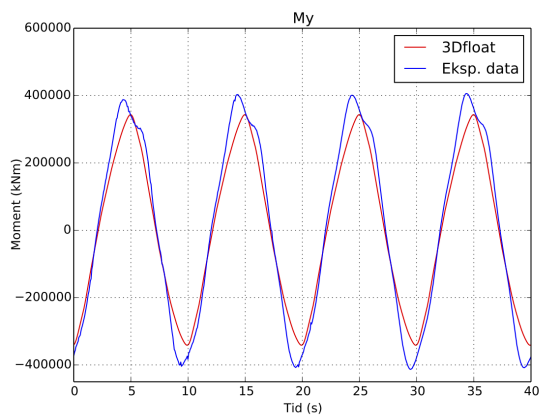
(a) RMS-respons for F_x .



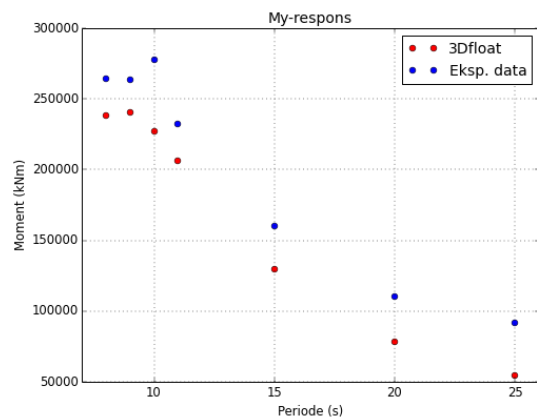
(b) Utdrag av F_z fra PB6.



(b) RMS-respons for F_z .



(c) Utdrag av M_y fra PB6.



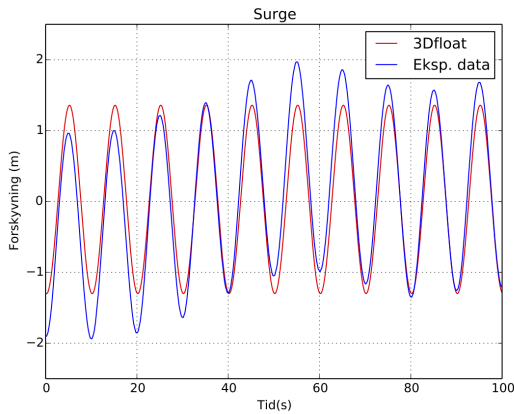
(c) RMS-respons for M_y .

Figur 5.8: Sammenlikning av respons fra **Figur 5.9:** Sammenlikning av RMS mellom forsøk og simulering for PB6, $T = 10$ s, $A = 1$ m simulering og forsøk for stasjonær flyter med regulære bølger.

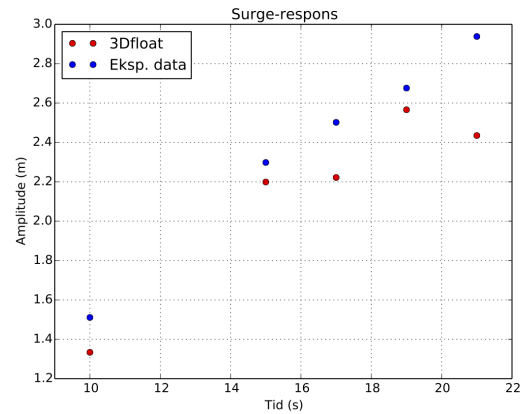
5.4 Hydro-elastisk respons ved forankret flyter og regulære bølger

Resultatene fra forankret plattform med regulære bølger er eksemplifisert gjennom PF2 som er vist i figur 5.10a-5.10c. Det presenteres utdrag fra tidsseriene som viser utslag i de relevante frihetsgradene; surge, sway og heave. I figur 5.11a-5.11c vil deretter amplitudene for alle simuleringene sammenliknes mot tilgjengelig forsøksdata. Amplitudene er beregnet som $A = \sqrt{2}RMS(y)$, hvor y er dataene fra simuleringene og forsøkene. Offsetverdier som har eksistert mellom responsen i forsøk og simulering er nullstilt for å kunne gjøre en direkte sammenlikning av utslaget i amplitudene.

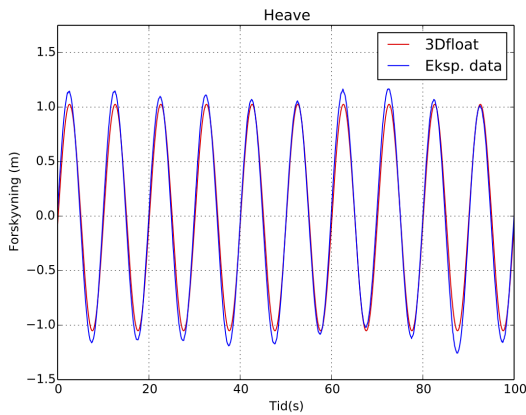
Figur 5.10a-5.10c viser at utslagene i hver av frihetsgradene vil øke med lengre bølgeperioder. Sammenlikningen av RMS fra forsøk og simulering viser at simuleringsoppsettet gir en grei beskrivelse av surgeforløpet i forsøket, med unntak av bølgeperioder på 17 s og 21 s. For heave kan vi se at 3Dfloat ligger tett opptil de eksperimentelle dataene for alle perioder, om enn noe lavt. Pitch-responsen er svært god for perioder på 10 s, 15 s og 17 s, men gir for høy respons ved de lengste periodene.



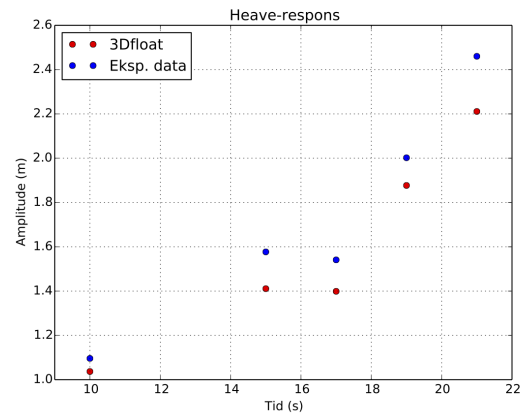
(a) Utslag i surge.



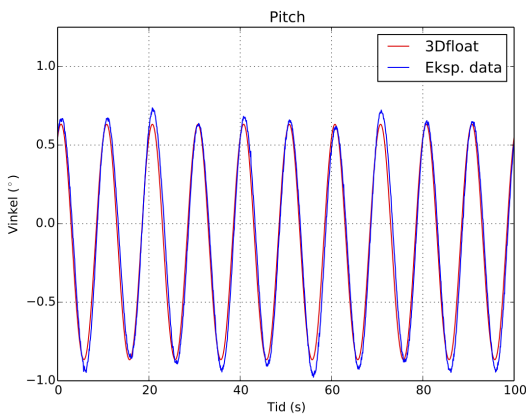
(a) RMS-respons for surge.



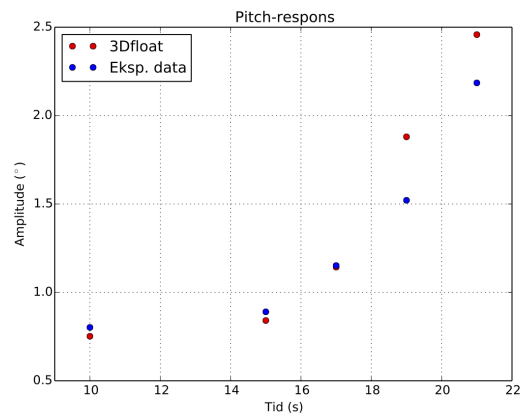
(b) Utslag i heave.



(b) RMS-respons for heave.



(c) Utslag i pitch.

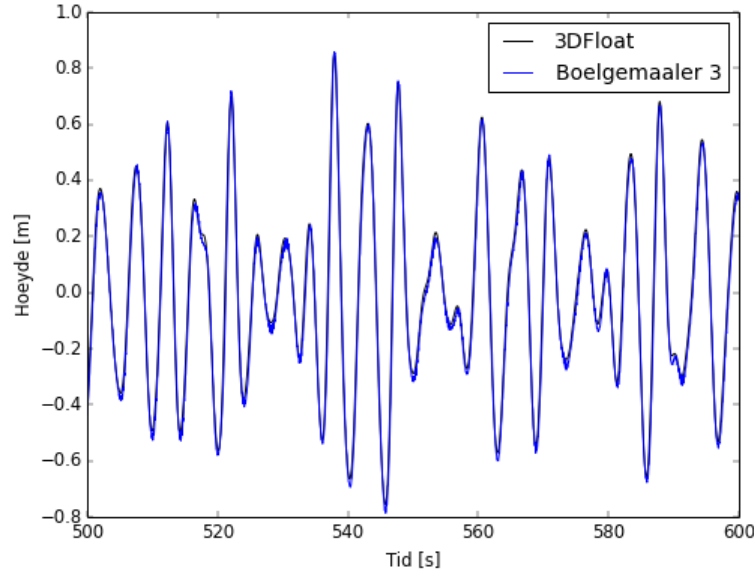


(c) RMS-respons for pitch.

Figur 5.10: Sammenlikning av utslag for simulering og forsøk i surge, heave og pitch for PF2.

Figur 5.11: Sammenlikning av RMS-respons mellom simulering og forsøk i surge, heave og pitch for regulære bølger med forankret flyter.

5.5 Hydro-elastisk respons ved forankret flyter og irregulære bølger



Figur 5.12: Utdrag fra tidsserie av irregulær bølge som viser god overensstemme mellom bølgeoverflaten i simuleringen og forsøket.

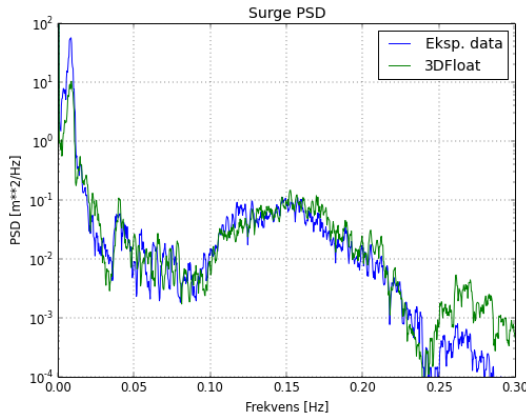
En sammenlikning av bølgeoverflaten mellom simulering og forsøk viser at bølgetabellene som er generert fra bølgemåler 3 med programmet til postdoktor Jacobus Bernardus de Vaal gir irregulære bølger i 3Dfloat med lik fase og tilnærmet identisk amplitude som bølgemåler 3 i forsøket. Som nevnt under seksjon 4.3.4 vil ikke amplitudene fra de genererte bølgetabellene stemme overens før etter $0.1T$ og tilsvarende vil heller ikke amplitudene stemme for de siste $0.1T$ sekundene. Signifikant bølgehøyde er derfor regnet ut for 3500 s lange tidsserier, og resultatene er oppgitt i tabell 5.3 for både simulering og forsøk.

Tabell 5.3: Sammenlikning av signifikant bølgehøyde for simulering og forsøk.

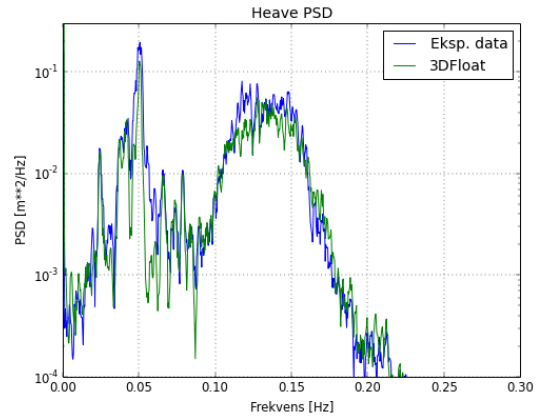
| Test-ID | H_s , forsøk | H_s , 3Dfloat |
|---------|----------------|-----------------|
| PH11 | 1.239 m | 1.238 m |
| PH12 | 1.883 m | 1.879 m |
| PH13 | 2.395 m | 2.385 m |
| PH14 | 4.558 m | 4.520 m |

For å analysere responsen av plattformen under innflytelse av irregulære bølger er det generert power-spectrum-density-plot for de relevante frihetsgradene. Et PSD plot

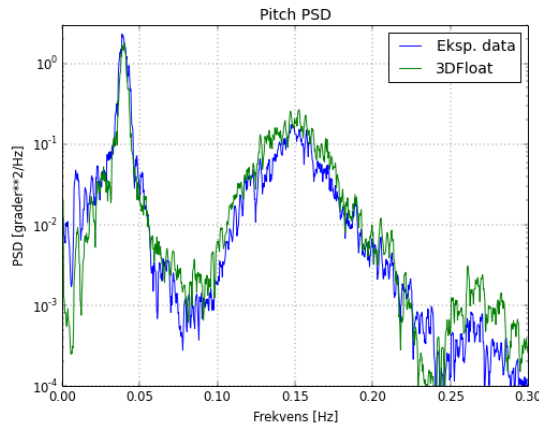
dekomponerer et signal i tidsdomenet til frekvensdomenet, for å lettere kunne identifisere periodiske sammenhenger for hvordan styrken av signalet er distribuert i forsøk- og simulering (Wikipedia, 2015b). I de kommende figurene vil styrken av signalet tas som kvadratet av den relevante enheten (henholdsvis meter og grader for translasjonell og rotasjonell bevegelse). Y-aksen i figurene viser derfor styrken av signalet som de ulike frekvensene bidrar med, per frekvens. I figurene nedenfor vises PSD for surge, heave og pitch for test PH12. De resterende PSD-plottene er lagt ved i appendiks G. Som man ser fra figurene ligger responsen i simuleringene tett opp til forsøkene for alle frihetsgrader. Dette gjelder spesielt ved frekvensen som representerer spektral topp-periode, som for PF12 er ved 0.154 Hz . Den andre utpregede toppen som er til stede for alle frihetsgradene er ved egenfrekvensene til plattformen.



Figur 5.13: Surge-PSD for PF12:
 $H_s = 1.883 \text{ m}$ og $T_p = 6.5 \text{ s}$



Figur 5.14: Heave-PSD for PF12:
 $H_s = 1.883 \text{ m}$ og $T_p = 6.5 \text{ s}$



Figur 5.15: Pitch-PSD for PF12: $H_s = 1.883 \text{ m}$ og $T_p = 6.5 \text{ s}$

6 Diskusjon

6.1 Tvungen bevegelse

6.1.1 Surge og sway

Addert masse

Med koeffisientene som er oppgitt i tabell 5.1 blir den totale adderte massen i surge 145 kg mens den for sway blir 154 kg. Avviket mellom de to verdiene forårsakes av at ved bevegelse i surge vil ikke bidraget fra pongtongen som er plassert oppstrøms være like stort. De valgte koeffisientene gir god overensstemmelse mellom simulering og forsøk for beskrivelsen av responsen til M_y ved bevegelse i surge, men med noen avvik for F_x . Her kan man se at 3Dfloat ligger gjennomgående for høyt ved perioder kortere enn 10 s. Dette kan være en konsekvens av at det burde vært brukt noe lavere addert masse for korte perioder. Siden man ikke har mulighet til å definere frekvensavhengig addert masse i 3Dfloat anses dog responsen i F_x som et godt kompromiss. Det eksperimentelle datagrunnlaget for sway er lite, og det er dermed vanskelig å avgjøre hvorvidt avviket observert for PA62 er signifikant, eller om det kan betraktes som en statistisk utligger. De øvrige simuleringene viser at responsen for den numeriske modellen samsvarer med forsøkene for sway ved lengre svingeperioder.

Utgangspunktet for den lokale koeffisienten for addert masse på pongtongene er satt med bakgrunn i potensialteori som tilsier at en verdi på 2.7 skal benyttes for en rektangulær profil med forhold mellom høyde og bredde på 0.5. Forsøk utført på isolerte rektangulære profiler antyder dog at den reelle koeffisienten ligger noe lavere enn hva som kan utledes fra potensialteori (Dong, 1978, s. 21). Med bakgrunn i dette samt en vurdering av simuleringene opp mot eksperimentelle data ble det satt $C_{my} = 2.5$.

Drag

Ved svært lave KC-nummer (< 3) vil man i utgangspunktet ikke få separasjon av strømmingen, og derfor oppstår det heller ikke form-drag (Faltinsen, 1990, s. 229). KC-nummeret for bevegelse i surge-retning oppnår en maksimal verdi på 2.4 for skalamodellen, og normal Morison-drag vil av den grunn ikke være en stor bidragsyter til kreftene. Til sammenlikning kan det nevnes at ved fase 2 av OC4 ble det brukt $C_d = 0.68$. Denne verdien er dog utledet ved bruk av Reynolds-nummeret for en fullskala versjon av Deepcwind, og som følge av at Reynolds-nummeret ikke er skalerbart mellom skalamodell og fullskala prototype er ikke dette nødvendigvis representativt for OO Star Wind. For å gi et inntrykk av hva C_d vil ligge på for en fullskala versjon av OO Star Wind nevnes det

at Reynolds-nummeret vil ha verdier i området $10^6 - 10^7$. Funn gjort fra laboratorietester tyder da på at drag-koeffisienten vil gå mot 0.7 (Sarpkaya, 2010, s. 50).

6.1.2 Heave

Addert masse

For tvungen bevegelse i heave er det kun den totale adderte massen i z-retning som er av interesse. Med bakgrunn i tidligere erfaring fra Edfelt og Killingstad (2014) ble den adderte massen innledningsvis satt til 259.9 kg. Dette viste seg å gi for lav respons for samtlige forsøk, og det ble derfor foretatt en analyse av de eksperimentelle dataene for å undersøke den adderte massen nærmere. Fra figur 4.10 kan man observere at den adderte massen tilsynelatende er frekvensavhengig; man får ulike verdier ved ulike svingeperioder. I tillegg er standardavviket stort for de fleste verdiene som et resultat av vanskeligheter med nøyaktig avlesning av de eksperimentelle dataene. Man kan likevel antyde at den adderte massen vil ligge i området 270 – 290 kg for perioder lengre enn 10 s.

Som vist i figur 5.5 gir den anvendte adderte massen på 280 kg svært god respons for kraften i z-retning ved alle perioder sammenliknet med forsøkene, med unntak av perioder på 5 s og 7 s. Ved valg av addert masse i heave-retning har fokuset vært på å gi en god beskrivelse av flest mulig forsøk, og verdien er derfor satt for høyt til å gi en god beskrivelse av responsen ved korte perioder. Med bakgrunn i de eksperimentelle dataene og utledningene fra disse skulle den adderte massen sannsynligvis vært satt til mindre enn 220 kg for svært korte perioder.

Drag

Ved tvungen bevegelse i heave-retning vil de skarpe kantene på heaveplaten føre til at det blir separasjon av fluidstrømmen (Newman, 1977, s. 20). Det vil generere trykkforskjeller i væsken som gir opphav til form-drag. Med bakgrunn i den anvendte metoden for å bestemme drag-koeffisienten fra de eksperimentelle dataene, ble det valgt å sette C_d til 13. Dette avviker fra anbefalingene fra fase 2 av OC4, hvor drag-koeffisienten ble satt til 4.8 (Robertson et al., 2014). Utformingen av heaveplatene til Deepcwind som ble undersøkt i OC4 er dog forskjellig fra heaveplaten til skalamodellen av OO Star Wind Floater. Mens DeepCwind har sirkulære elementer med en viss utstrekning i bunn av hver av bøttene, er heaveplaten til skalamodellen som er undersøkt i denne avhandlingen utformet som en stor, tynn plate. Dette antas å gi høyere grad av separasjon og dermed også en høyere verdi for drag-koeffisienten.

Forsøk med tvungen bevegelse utført på en bøye med heaveplate utformet som et

skjørt, tilsvarende heaveplaten for OO Star Wind, antyder at en verdi høyere enn 11 bør benyttes for drag-koeffisienten (Cozijn et al., 2005). Dette sammenfaller med verdier funnet gjennom forsøk utført av Sarpkaya med en svingende fluidstrøm for KC-nummer lavere enn 10 rundt en veggmontert plate (Cozijn et al., 2005, s. 394).

6.1.3 Roll

I motsetning til tvungen bevegelse i heave-retning er det for bevegelse i roll nødvendig å fastsette den prosentvise fordelingen av addert masse på undersiden av flyteren. Responsen i simuleringen for M_x ligger gjennomgående for lavt, noe som kan tyde på at den adderte massen burde re-distribueres lengre ut mot bøttene for å gi høyere moment. Datagrunnlaget for roll anses dog ikke som utfyllende nok til at det kan brukes som veiledning for bestemmelsen av den prosentvise fordelingen av addert masse.

6.1.4 Yaw

Resultatene fra yaw viser at det er svært god overensstemmelse mellom simulering og forsøket for de tilgjengelige testene, og kan tyde på den adderte massen satt lokalt for pongtongene, $C_{my} = 2.5$, ligger tett opp til den virkelige verdien for skalamodellen. Datagrunnlaget anses dog som noe mangelfullt i og med at det ikke foreligger forsøk for perioder lengre enn 9 s.

6.2 Stasjonær flyter med regulære bølger

Resultatene fra simuleringene med stasjonær flyter og regulære bølger viser at det er en tendens til at F_x stemmer bedre enn M_y . For å øke responsen for momentet om y-aksen uten at kraften i x-retning blir for høy, kunne man sett nøyere på en vertikal fordeling av den adderte massen langs bøttene og sentertårnet. Ved bestemmelse av koeffisientene for addert masse er det antatt at skalamodellen har en glatt overflate. Hvis overflaten derimot bedre kan beskrives som å ha en viss ruhet, kan det være nødvendig å benytte seg av en vertikal fordeling av den adderte massen. Fra figur 4.8 som viser KC-nummeret som funksjon av dybden for bøttene og sentertårnet og figur 2.13 som viser DNVs anbefalte verdier for addert masse som funksjon av KC-nummeret og ruheten, ser man at det kan rettferdiggjøres å bruke en lavere verdi for C_m nær vannoverflaten.

Kraften i z-retning kommer som en følge av trykkendringene bølgen skaper. Trykket på konstruksjonen kan man finne ved å bruke den lineariserte formen for Bernoulli-likningen (likning 2.24 uten V^2 -uttrykket) og likning 2.27 for bølgeoverflaten (Journée og

Massie, 2001, kap. 6 s. 19). Det betyr at eksitasjons-kraften i z-retning er sterkt avhengig av bølgeamplituden.

Som nevnt under seksjon 4.2 er det som følge av mangel på bølgemålinger noe usikkerhet rundt de faktiske bølgeamplitudene som ble påført i bølgebassenget under testene med stasjonær flyter. Simuleringer som ble kjørt med noe høyere bølgeamplitude kan tyde på at de spesifiserte bølgeamplitudene er for lave. Denne mistanken styrkes med informasjonen som foreligger fra bølgemålingene i forbindelse med forankret plattform og regulære bølger. Fra bølgeamplitudene som er oppgitt i tabell 3.5 får man en gjennomsnittlig bølgeamplitude på 3.09 m med et relativt stort standardavvik på 0.17 m .

6.3 Forankret flyter og regulære bølger

6.3.1 Surge

Fra RMS-verdiene for de utvalgte testene med regulære bølger kan det antydes at simuleringene gir god overensstemmelse med forsøkene, med unntak av PF6 hvor responsen ligger noe lavt. Det observerte avviket for responsen i PF6 kan komme av blant annet små forskjeller i spesifikasjonene til forankringslinene mellom simulering og forsøk

Som nevnt innledningsvis i denne seksjonen er offsetverdier mellom simulering og forsøk nullstilt for å kunne foreta en sammenlikning av amplitudene. I forbindelse med respons i surge observeres det at modellen i 3Dfloat opplever høyere grad av utdrift fra startpunktet enn hva som ble observert i forsøket, med henholdsvis 3.4 m og 1.25 m for PF2. Etter konferering med professor T. A. Nygaard er dette ansett som å være en neglisjerbar forskjell som ikke behøver nærmere utredning. Dette kommer som følge av at en plattform med slakk forankring vil kunne oppleve svært varierende verdier for utdrift ved små endringer i kraft.

6.3.2 Heave

En sammenlikning av RMS-verdiene for responsen i heave viser at resultatene fra 3Dfloat har en tendens til å stemme dårligere overens med eksperimentelle data for økende bølgeperiode. Tilsvarende som for påtvungen bevegelse i heave kommer dette som et resultat av det er definert én verdi for addert masse som gjelder for alle forsøkene, når det ideelt sett burde blitt benyttet en frekvens-avhengig addert masse.

Den lineære dempingen som er benyttet for bevegelse i heave-retning er satt etter en betraktning av svingningsforløpet nær egenperioden til plattformen ved en free-decay test. Det ble da kommet fram til at det burde benyttes en verdi på 250000 kg/s , som

tilsvarer 9% av kritisk demping. Dette sammenfaller med den lineære dempingen som ble funnet ved bruk av FAST (Edfelt og Killingstad, 2014, s. 54).

Kvadratisk demping er satt lavere enn hva som er blitt benyttet ved tidligere analyser av skalamodellen av OO Star Wind floater. Dette kan forklares med at det er brukt en høyere verdi for den aksielle drag-koeffisienten, og at behovet for kvadratisk demping således blir lavere.

6.3.3 Pitch

Fra figur 5.11c kan man se at pitch-responsen stemmer bra for de fleste testene, men med noe avvik for perioder på 19 s og 21 s. Dette ligger i nærheten av egenperioden til skalamodellen som er på 24.4 s (Edfelt og Killingstad, 2014, s. 70), og kan derfor tyde på at verdien for lineær demping i pitch på $55000000 \text{ kgm}^2/\text{s}$ er satt for lav. Tregghetsmomentet for plattformen er i følge Azcona et al. (2013) $7.46 \cdot 10^9 \text{ kgm}^2$ og fjærstivheten for plattformens rotasjon i pitch er $3.97 \cdot 10^8 \text{ Nm/rad}$ (Kelberlau, 2013, s. 35). Det tilsier at den lineære dempingen i pitch har en verdi tilsvarende kun 1.59% av den kritiske verdien. Bakgrunnen for denne lave verdien for dempingen er at den adderte masen er relativt høy i det anvendte simuleringsoppsettet. Dette gir flyteren høyere tregghetsmoment og dermed mindre behov for lineær demping.

6.4 Forankret flyter og irregulære bølger

Som tidligere nevnt har det vært til dels store forskjeller mellom målingene fra de ulike bølgemålerene. Bølgemåler 3 som har blitt brukt til å generere bølgetabellene er derfor ikke nødvendigvis representativ for bølgene som ble påført i forsøket. Dette kan være med på å forklare noen av avvikene som vil bli gjort rede for i de påfølgende avsnittene.

6.4.1 Surge

Som illustrert i figur 5.13-5.15 er det to utpregede topper for alle frihetsgradene. For surge inntreffer den første toppen ved surge egenperiode, som i følge Edfelt og Killingstad (2014, s. 71) er 120 s for skalamodellen. Dette stemmer godt overens med frekvensene som observeres i PSD på rundt 0.0087 Hz . Maks-amplitudene viser dog at det er en svært sterk respons ved surge egenperiode for forsøket som ikke observeres for simuleringen. Årsaken til dette kan ifølge professor T. A. Nygaard stamme fra at andre ordens kinematikk ikke blir tatt høyde for i 3Dfloat.

Den neste toppen i PSD for surge er ved 1.154 Hz , som tilsvarer perioden hvor energien fra bølgene er høyest. I området rundt denne frekvensen er det god overestemmelse

for surge mellom forsøk og simulering for alle de utførte testene. For bevegelse i surge kan det også bemerkes at 3Dfloat har sterkere respons enn forsøket ved høye frekvenser. Dette kan komme av at verdien for kvadratisk demping i surge-retning er satt for lavt i simuleringsoppsettet.

6.4.2 Heave

For heave observeres det også to utpregede topper i PSD, hvor den ene opptrer ved heave egenperiode (ca. 0.05 Hz) og den andre ved spektral topp-perioden på 6.5 s (0.154 Hz). Amplitudene fra PSD-figurene viser at det er god overensstemmelse mellom forsøk og simulering for samtlige tester, med unntak av PH14. Her ligger grafen for forsøket høyere enn simuleringen for perioder kortere enn ca. 6.5 s . Dette kan komme av at den adderte massen er satt for høyt til å gi en god beskrivelse av bevegelser med kort periode, men kan også ha sammenheng med at verdien for kvadratisk demping er satt for høyt.

6.4.3 Pitch

Egenperioden for pitch ligger på 24.4 s for skalamodellen og man får derfor en topp i PSD ved ca. 0.041 Hz . På tilsvarende måte som for surge og heave får man som forventet en topp ved spektral topp-perioden. Fra figur 5.15 og PSD fra de øvrige testene i appendiks G ser man at det er samsvar for pitch mellom forsøk og simulering for alle testene, med unntak av PH11. Her har forsøket en sterk respons ved lange perioder ($T > 25\text{ s}$) som ikke fanges opp av simuleringen. Dette kan komme som følge av at det ikke har blitt tatt høyde for 2. ordens kinematikk i simuleringene med 3Dfloat, eller at det eksisterer små forskjeller i lengde og konfigurasjon av forankringslinene mellom fysisk og numerisk modell.

7 Konklusjon

7.1 Vurderinger

Gjennom arbeidet med denne avhandlingen er det kommet fram til et simuleringsoppsett for beskrivelsen av bølgetankforsøk utført på en skalamodell av OO Star Wind Floater. Den hydro-elastiske oppførselen til skalamodellen har blitt utredet gjennom simuleringer av påtvunget bevegelse i alle frihetsgrader og stasjonær modell påført regulære bølger. I tillegg har det blitt gjort simuleringer med henholdsvis regulære og irregulære bølger med forankret plattform. Simuleringsoppsettet som foreligger etter avhandlingen er funnet å gi en tilfredsstillende beskrivelse av responsen til skalamodellen ved de utførte forsøkene. Avvikene som observeres mellom responsen av numerisk og fysisk modell kan forklares med:

- Usikkerheter rundt de påførte bølgeamplitudene i forsøkene som en konsekvens av varierende utslag på de tre bølemålerene.
- Støy i de eksperimentelle dataene.
- Manglende mulighet for definisjon av frekvensavhengig addert masse i simuleringene.

Påtvunget bevegelse

Det er erfart at responsen i surge- og sway-retning for forsøket blir ivaretatt i den numeriske modellen med en addert masse på 145 kg og 154 kg respektivt, og en dragkoeffisient på 0.7 . Dette gir totalt sett en god beskrivelse av forsøkene for påtvunget bevegelse i surge og sway, men med noe avvikende verdier for responsen i F_x ved perioder kortere enn 8 s . Det antas at dette forårsakes av at den adderte massen er satt for høyt til å samsvare med skalamodellen ved korte perioder.

For simuleringer av påtvunget bevegelse i heave er det kommet fram til at en total addert masse på 280 kg med en aksiell drag-koeffisient på 13 best kan beskrive responsen observert i forsøkene. Noen avvik ble registrert ved korte perioder, og kan tyde på at det er nødvendig å bruke en frekvensavhengig addert masse.

Forsøk med påtvungen bevegelse i roll antyder at responsen av moment om x-aksen ligger for lavt i simuleringene sammenliknet med eksperimentelle data. Datagrunnlaget er dog for lite til å kunne trekke noen konklusjoner vedrørende den prosentvise fordelingen av addert masse på bunn av flyteren.

Stasjonær flyter med regulære bølger

Det er usikkerhet rundt hvorvidt bølgene som ble påsatt i bølgetanken faktisk samsvarte med de spesifiserte amplitudene, og den lave responsen som ble observert for den numeriske modellen kan derfor komme som følge av at amplitudene er satt for lavt i 3Dfloat.

Forankret flyter med regulære bølger

Verdier for kvadratisk og lineær demping ble satt etter utførelsen av free-decay tester og sammenlikning av svingningsforløpene til numerisk og fysisk modell. Ved simulering av forankret flyter med regulære bølger ga de anvendte verdiene for demping en respons som ligger tett opptil det som ble observert i forsøkene. Det eksisterer avvik for pitch for lange perioder, som kan komme av at den lineære dempingen i pitch er satt for lavt. Den høye aksielle drag-koeffisienten på 13 gir respons i heave som samsvarer godt med forsøkene, og gjør at behovet for kvadratisk demping blir lite.

Forankret flyter med irregulære bølger

For simuleringer med irregulære bølger gir oppsettet god overensstemmelse med eksperimentelle data, spesielt rundt frekvenser tilsvarende spektral toppperiode. Det observeres dog en sterk respons ved surge egenperiode som ikke gjenskapes i simuleringene. Dette kan i følge professor T. A. Nygaard forklares med at 3Dfloat ikke tar høyde for 2. ordens kinematikk.

7.2 Videre arbeid

Som tema for videre arbeid nevnes det følgende punkter:

- Simulering av de resterende forsøkene med forankret flyter og irregulære bølger.
- Utføre flere forsøk med påtvungen bevegelse i pitch og roll for å kunne bestemme fordelingen av den adderte massen i bunn av flyteren.
- Gjøre flere simuleringer med free-decay for å fastsette mer nøyaktige verdier for demping.
- Lineær potensialteori er per dags dato (14.05.15) blitt implementert i 3Dfloat, og det vil derfor være tilrådelig å utføre simuleringene på nytt for å få resultater med frekvensavhengig addert masse og demping.

- Utføre nye simuleringer med irregulære bølger når 2. ordens bølgekinematikk er implementert i 3Dfloat (under verifisering per dags dato: 14.05.15).

Referanser

- ATI Industrial Automation (2015). Lastcellespesifikasjoner. Lokalisert 04.03.15:
<http://www.ati-ia.com/products/ft/ft-models.aspx?id=Omega191+IP65>
- Azcona, J., F. Bouchotrouch, M. González, J. Garciandía, X. Munduate, F. Kelberlau, og T. A. Nygaard (2013). *Aerodynamic Thrust Modelling in Wave Tank Tests of Offshore Floating Wind Turbines Using a Ducted Fan*. National Renewable Energy Centre.
- Bourdier, S. (2014). *Wave tank testing of Mooring Lines Dynamics and Semi-Submersible Offshore Wind Power Platform*. France, Ecole Centrale de Nantes.
- Cengel, Y. A. og J. M. Cimbala (2013). *Fluid Mechanics Fundamentals and Applications*. 3. utg. USA, McGraw-Hill Education.
- Chakrabarti, S. K. (2005a). *Handbook of Offshore Engineering*. Vol. 1. Illinois, USA, Elsevier.
- Chakrabarti, S. K. (2005b). *Handbook of Offshore Engineering*. Vol. 2. Illinois, USA, Elsevier.
- Cozijn, H., R. Uittenbogaard, og E. ter Brake (2005). *Heave, Roll and Pitch Damping of a Deepwater CALM Buoy with a Skirt*. Maritime Research Institute Netherlands.
- de Vaal, J. B. (2015). Mailkorrespondanse om generering av bølgetabeller.
- de Vaal, J. B. og T. A. Nygaard (2014). *3Dfloat user manual*. Institutt for energiteknikk.
- Dean, R. G. (1974a). *Evaluation and development of water wave theories for engineering application*. Vol. 1. Fort Belvoir, VA, U. S. Army Coastal Engineering Research Center.
- Dean, R. G. (1974b). *Evaluation and development of water wave theories for engineering application*. Vol. 2. Fort Belvoir, VA, U. S. Army Coastal Engineering Research Center.
- Dean, R. G. og R. A. Dalrymple (1991). *Water wave mechanics for engineers and scientists*. Singapore, World Scientific.
- Demirbilek, Z. og C. L. Vincent (2002). *Water wave mechanics, del 2*.

- Edinburg Designs (2015). Bølgetankbilde. Lokalisert 19.03.15:
<http://www.edesign.co.uk/portfolio/nantes/>.
- DNV (2010). *Environmental conditions and environmental loads*. DNV-RP-C205.
- DNV (2011). *Modelling and Analysis of Marine Operations*. DNV-RP-H103.
- Dong, R. G. (1978). *Effective mass and damping of submerged structures*. University of California.
- ECN (2011). Parallell-manipulator. Lokalisert 31.03.15:
<http://www.ecnmag.com/articles/2011/05/new-generation-hexapods-deliver-sub-micron-resolution-ultra-precision-applications>.
- Edfelt, H. og S. Killingstad (2014). *Analyse av halvt nedsenkbar offshore vindturbin*. Masteroppgave. Norges miljø- og biovitenskapelige universitet.
- EWEA (2013). *Deep water - the next step for offshore wind energy*. European Wind Energy Association.
- EWEA (2014). *Wind energy scenarios for 2020*. Brussel, European Wind Energy Association.
- EWEA (2015). *The European offshore wind industry - key trends and statistics 2014*. Brussel, European Wind Energy Association.
- Faltinsen, O. M. (1990). *Sea loads on ships and offshore structures*. Cambridge, England, Cambridge University Press.
- Finnemore, E. J. og J. B. Franzini (2002). *Fluid mechanics with engineering applications*. 10. utg. USA, McGraw-Hill Education.
- Forskningsrådet (2012). 135 millioner til ipn-prosjekter innen miljøvennlig energi. Lokalisert 31.03.15: <http://www.forskningsradet.no/no/Artikkel/ENERGIX-135-millioner-til-IPNprosjekter-innen-miljvennlig-energi/1253982498809>.
- Hansen, M. O. L. (2008). *Aerodynamics of wind turbines*. 2 utg. Earthscan.
- Huebner, K. H., D. L. Dewhirst, D. E. Smith, og T. G. Byrom (2001). *The finite element method for engineers*. 4. utg. New York, USA, Wiley.
- Journée, J. M. J. og W. W. Massie (2001). *Offshore Hydromechanics*. 1. utg. Delft, Nederland, Delft University of Technology.

- Kalvig, S. (2014). *Exploring the gap between 'best knowledge' and 'best practice' in boundary layer meteorology for offshore wind energy*. Stavanger, Universitetet i Stavanger.
- Kelberlau, F. (2013). *Free decay testing of semisubmersible offshore floating platform for wind turbines in scale model*. Masteroppgave. Ås, Norges miljø- og biovitenskapelige universitet.
- Lien, J. R. og G. Løvhøiden (2001). *Generell fysikk for universiteter og høyskoler*. Vol. 1 Mekanikk. Oslo, Universitetsforlaget.
- Lynn, P. A. (2012). *Onshore and offshore wind energy: an introduction*. London, Wiley.
- Manwell, J., J. McGowan, og A. Rogers (2009). *Wind Energy Explained: Theory Design and Application*. 2 utg. Wiley.
- MARINET (2015). Bølgetankspesifikasjoner. Lokalisert 19.03.15:
<http://www.fp7-marinet.eu/ECN-hydrodynamic-ocean-engineering-tank.html>.
- Moe, G. (u. å.). *Linear Wave Theory*. Kap. 6. Sek. 6. Trondheim, Norges teknisk-naturvitenskapelige universitet.
- Newman, J. N. (1977). *Marine Hydrodynamics*. London, England, The MIT Press.
- NVE (2015). *Kostnader i energisektoren*. Norges vassdrags- og energidirektorat.
- Nygaard, T. A. (2008). *IEA Phase IV of OC3 Offshore Floating Wind Turbine Status September 2008*. Norges miljø- og biovitenskapelige universitet.
- Nygaard, T. A., T. Landbø, R. J. Cámara, og J. Azcona (2015). *Design, Analysis and Wave Tank Testing of a Semi-Submersible Braceless Concrete Offshore Wind Turbine Platform*. Trondheim, EERA DeepWind-konferanse.
- Nygaard, T. A. og A. Myhr (2014). *Tension-Leg-Buoy (TLB) Platforms for Tension-Leg-Buoy (TLB) Platforms for Tension-Leg-Buoy (TLB) Platforms for Offshore Wind Turbines*. Trondheim, EERA DeepWind-konferanse.
- Robertson, A., J. Jonkman, M. Masciola, og H. Song (2014). *Definition of the Semisubmersible Floating System for Phase II of OC4*. National Renewable Energy Laboratory.
- Sarpkaya, T. (2010). *Wave forces on offshore structures*. Cambridge University Press.

- Skaret, L. (2011). *A Stewart Platform Based Replicating Rapid Prototyping System with Biologically Inspired Path-Optimization*. Masteroppgave. Oslo, Universitetet i Oslo.
- Spera, D. A. (2009). *Wind turbine technology*. 2 utg. New York, ASME Press.
- Statoil (2015). *Hywind Scotland - status and plans*. EERA DeepWind-konferanse.
- Stewart, D. (1965). *A Platform with Six Degrees of Freedom*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, vol. 180, nr. 1, s. 371-386.
- Thomas, G. B. (2011). *Thomas' Calculus*. 12 utg. Massachusetts, USA, Pearson.
- Universetoday (2010). What is the coriolis effect.
<http://www.universetoday.com/73828/what-is-the-coriolis-effect/>.
- Vindportalen (2014). Globale vindmønstre. Lokalisert 07.04.15:
<http://www.vindportalen.no/hva-er-vind/global-og-lokal-vind.aspx>.
- Wikipedia (2008). Potential cylinder. Lokalisert 07.04.15:
<http://en.wikipedia.org/wiki/Potential-flow>.
- Wikipedia (2009). Form-drag. Lokalisert 14.04.15:
[http://en.wikipedia.org/wiki/Drag-\(physics\)](http://en.wikipedia.org/wiki/Drag-(physics)).
- Wikipedia (2012). Potensialstrøm rundt sylinder. Lokalisert 14.04.15:
<http://en.wikipedia.org/wiki/Potential-flow-around-a-circular-cylinder>.
- Wikipedia (2015a). Horns rev 2. Lokalisert 13.05.15:
<http://en.wikipedia.org/wiki/Horns-Rev-2>.
- Wikipedia (2015b). Spectral density. Lokalisert 13.05.15:
<http://en.wikipedia.org/wiki/Spectral-density>.

A Beskrivelse av 3DFloat

1

DRAFT

3DFloat: Aero-servo-hydro-elastic computations for offshore wind turbines

Tor Anders Nygaard

Institute for Energy Technology (IFE), Energy Systems Department
P.O. Box 40, 2027 Kjeller, Norway

ABSTRACT

This paper describes the in-house code 3DFloat at Institute for Energy Technology (IFE). The core is a general nonlinear Finite-Element-Method (FEM) based on a co-rotated approach. It is particularly suited for structures that can be modeled with a combination of flexible slender beam elements, rigid bodies, taut or catenary mooring lines, springs and dampers subject to concurrent wave- and wind loading. Rigid or flexible rotors, several if so desired, can be applied to the structure. Although the code was developed with offshore wind turbines in mind, other uses, such as strait crossings are currently being explored.

KEY WORDS: Aero-servo-hydro-elastic analysis, offshore wind turbine, strait crossing

INTRODUCTION

3DFloat is an aero-servo-hydro-elastic simulation tool developed from 2006 at IFE and NMBU for the computation of dynamic response of offshore wind turbines. It is coded in FORTRAN90, with linear algebra routines from the LAPACK library (Anderson et al., 1990). 3DFloat was one of the models applied to the OC3-HYWIND floating wind-turbine in the IEA OC3 project (Jonkman et al., 2010), the bottom-fixed space-frame ("Jacket") in the IEA OC4 project (Popko et al., 2012) and the semisubmersible platform in the IEA OC4 project (Robertson et al., 2013). It has been validated against wave tank experiments for 3 different Tension-Leg-Buoys (Myhr and Nygaard, 2015). It is currently being validated against wave tank experiments for a semisubmersible floater (Azcona et al., 2014), several floater shapes in the IEA OC5 project (Robertson et al., 2015) and forced motion of an isolated mooring line. Current verification efforts against other models include a Submerged Floating Tunnel for Bjornafjorden.

STRUCTURAL MODEL

The core of the model is a general nonlinear (FEM) framework, where computational nodes are interconnected with elements. The elements implemented so far are based on Euler-Bernoulli beams with 12 degrees of freedom (DOF).

The element stores structural properties with respect to the two section principal axes (element y and z axes), and if applicable, for the axial (element x) direction. The user input includes the following properties at each end of the element: Axial stiffness, bending stiffness about the two principal axes, mass per unit length and pre-strain. For conical elements, the user input is simpler, with the material properties and diameter and wall thickness at each end of the element replacing the more general input mentioned above.

Cable elements with reduced bending-stiffness are used for the mooring lines. Geometric nonlinearities are accounted for by a co-rotated FEM approach, where the reference configuration is a recently deformed state. The element equations are stated in a coordinate system attached to the midpoint of the element in the reference state, and then transformed to a common component coordinate system. This allows for the utilization of small-strain elements for large global deflections, as long as the element resolution is sufficient.

LOADS

Loads from gravity, buoyancy, waves, current and wind are applied as distributed external loads on the structure. Forces are evaluated at Gauss points in the elements, and a Galerkin approach is used to evaluate consistent nodal loads. Wind is handled as a nonlinear drag term on the structure above the wave surface, except on the rotor blades, where lift- and drag lookup tables and the Blade Element/Momentum (BEM) theory are used. The turbulence is modeled with import of turbulence files on the "HAWC" or TURBSIM formats, generated with e.g. the IEC Turbulence simulator or TURBSIM.

The loads for the wet elements are computed from the pressure field obtained from the wave kinematics model. Regular wave kinematics is either linear finite water-depth Airy-theory or stream functions up to order 12 (Chaplin, 1980). Irregular waves, long- or short crested are obtained by superposition of linear Airy wave components. The wave component tables can be computed from JONSWAP or Pierson-Moskowitz spectrum definitions with either constant frequency or constant energy increments. The wave component tables can also be generated directly from time-series of wave height, from e.g. wave tank experiments

Second-order wave kinematics (Sharma and Dean, 1981), long- or short crested is currently being verified. Two options are available for evaluation of wave kinematics. In the ‘mean’ approach, the mean position of the geometry is used when computing wave forces. In the ‘updated’ approach, the updated configuration of both the structure and sea surface is taken into account when applying buoyancy and wave loads to the wet elements. For the Airy waves, two approaches are implemented to provide wave kinematics to the wave surface. In the Wheeler stretching approach, the wave kinematics calculated at the Still Water line (SWL) is applied to the wave surface, stretching the distribution between the surface and the bottom. This creates variations in pressure extending further down than in the basic Airy formulation, influencing the heave excitation. In the extrapolated Airy theory, wave kinematics above the SWL is assumed to be the same as at the SWL, and elsewhere (for the wet elements) as in the basic Airy theory. This modifies the kinematics only within the wave crests. The pressure in the stream function formulation is calculated by the Bernoulli equation applied in a reference frame moving with the wave celerity. In this frame, the pressure and velocity fields are steady, and the total pressure height is uniform. The wave kinematics can optionally be updated with a kinematic time step that is different than the structure solver time step. This can give a significant savings on computational speed, without much loss of accuracy. For computations involving wind turbine rotors, a typical structure solver time step is 0.01s. It is then sufficient to update the wave kinematics with a time step of 0.1s.

Wave and current loads for slender beams are computed on the wet part of the structure using the relative form of Morison’s equation (Sarpkaya, 1981). Terms involving acceleration (added mass) are added to the mass matrix, while all other loads are kept as applied loads on the right hand side (RHS) of the equation system.

The element hydrodynamic (or aerodynamic) properties is given with respect to the two section principal axes (element y and z axes), and if applicable, for the axial (element x) direction. Coefficients can be specified with global defaults, and individually by element. The user input includes the following hydrodynamic properties at each end of the element: Reference lengths along the element x, y, and z axes for use in drag and inertial load calculations, section area for buoyancy calculation, and drag- and inertia coefficients along the element x, y, and z axes. The elements can optionally have end caps exposed to the hydrodynamic pressure. For conical beams, the user input is simpler, with diameter and wall thickness at each end of the element replacing several input parameters for both structural and hydrodynamic properties.

Large rigid bodies, such as the pontoons on a Submerged Floating Tunnel (SFT) and columns of a semisubmersible floater can be modeled with Linear Potential Theory (LPT). For a given body shape, WAMIT (Lee, 1995) or WADAM (DNV, 2005) is used to compute the linear excitation force transfer function coefficients as function of wave direction and period, and the frequency dependent added-mass and damping coefficient matrices. The results can be imported to 3DFloat and associated with bodies attached to nodes on the structure. In the time domain, the excitation forces follow directly from the transfer functions and wave components. The effect of frequency-dependent added mass and damping is computed via retardation functions and convolution integrals.

Point forces can be applied to nodes. A wind turbine rotor load model can associate rigid rotors (or several if so desired) to nodes or provide aerodynamic loads to a flexible FEM representation of a wind turbine

rotor. The rotor aerodynamic loads are computed using unsteady blade-element/momentum theory (BEM), with extensions for dynamic inflow and yaw errors.

CONTROL SYSTEM

The generic control system in 3DFloat is for a variable speed rotor, with fixed blade pitch angle below rated wind speed. Above rated wind speed, PI control of pitch angle is used to control rotational speed and thereby power (Hansen et al., 2005). Alternatively, similar controllers developed in the IEA OC3 project for the NREL 5 MW reference rotor are implemented. One of these controllers has been tuned to maintain stability for the OC3-HYWIND floating wind turbine (Jonkman et al., 2010). 3DFloat has a Dynamic Link Library (DLL) interface to proprietary controllers supplied by companies with competition sensitive software, e.g. the Statoil controller for spar-buoy floating wind turbines.

TEMPORAL INTEGRATION

The time domain computations are carried out using either the implicit Generalized- α method, the implicit Newmark scheme, or an explicit central difference scheme (Pai, 2007). For the implicit schemes, modified Newton sub-iterations are used for the convergence of the solution in each time-step, governed by a residual criterion.

EIGEN FREQUENCY ANALYSIS

Eigen-frequency analysis with 3DFloat is handled with all displacement dependent externally applied loads linearized and added to the stiffness matrix at the relevant DOF. This includes the effect of buoyancy, mooring lines and restoring moment due to metacentric height. The results include eigen frequencies, and tables and visualizations of mode shapes.

OPTIMIZATION MODULE INVALS

The ALSIM package at IFE (Sorheim, 2002) contains an optimizer that has previously been used in an inverse procedure to optimize heat transfer coefficients in simulation model vs. experiment comparisons. For the use with 3DFloat, it was enhanced with the new optimization algorithms “Efficient Global Optimization (EGO)”, “Genetic Algorithm (GA)”, “Bound Optimization BY Quadratic Approximation (BOBYQA)” and “Diving RECTangles (DIRECT)”. General and flexible capabilities were included to allow the module to communicate with other simulation models through text-files or scripts, without the need for linking of models. The design variables with limits are specified in the INVALS input, along with tags for identification of the design variables or derived quantities in the simulation model input templates. INVALS generate the 3DFloat input file from the template. The template is identical to the 3DFloat input file, except some header information, and formulas identifying how the selected input values are evaluated from the design variables. With the generated input, INVALS runs a script, that runs 3DFloat, and subsequently a cost function executable that parses through the output files of 3DFloat. The cost function is evaluated and exported to a text file that is subsequently read by the optimizer. The constraints are implemented as penalty functions in the cost model. INVALS can work on parallel systems, e.g. by sending different instances of design configuration simulations to different processors.

A brief evaluation of the new algorithms in INVALS was performed on a benchmark problem from the casting industry. This confirmed the known characteristics of each of the methods. In the optimization problems applied to 3DFloat and offshore wind turbines, the BOBYQA method (Powell, 2009) seems to work well.

VIZUALIZATION

3DFloat can export geometric information and stresses for visualization and animation with Tecplot, ParaView, and a Python scripts that come with the 3DFloat package.

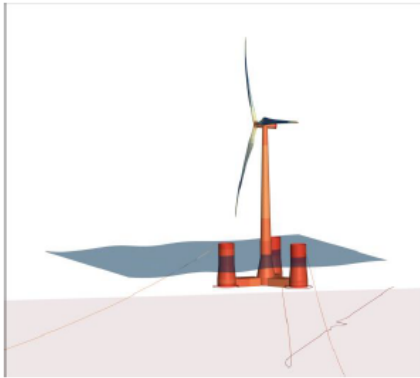


Figure 1: Animation of 3DFloat Results

CATALOGUE OF ROTORS AND FLOATING WIND TURBINE SUBSTRUCTURE DEFINITIONS

3DFloat has been applied to a number of wind turbine rotors. The 3DFloat input for two public definitions are available; the NREL 5MW reference rotor (Jonkman et al., 2009), and the DTU 10MW reference rotor (Bak, C. et al., 2013).

REFERENCES

- Anderson, E. et al. (1990). "LAPACK: a portable linear algebra library for high-performance computers". *Proc of the 1990 conference on Super-computing*. ISBN 0-89791-412-0, IEEE Computer Society Press, Los Alamos, CA, USA.
- Azcona, J., Bouchotrouch, F., González, M., Garciand, J., Munduate, X., Kelberlau, F. and Nygaard, T.A. (2014). *Aerodynamic Thrust Modelling in Wave Tank Tests of Offshore Floating Wind Turbines Using a Ducted Fan*. Journal of Physics: Conference Series 524 (2014) 012089.
- Bak, C. et al. (2013). "Description of the DTU 10 MW Reference Wind Turbine". DTU Wind Energy Report-I-0092, 2013.
- Chaplin, J. (1980) "Developments of stream-function theory," *Coastal Engineering*, 3, pp. 179–205, 1980.
- DNV (2005). "WADAM User Manual". Det Norske Veritas, Norway.
- Faltinsen, O. M. (1990). "Sea loads on ships and offshore structures."

- Cambridge: Cambridge University press. ISBN: 0521458706
- Hansen, M. H. et al. (2005) "Control design for a pitch-regulated, variable speed wind turbine". RISO National Laboratory report, RISO-R-1500, 2005.
- Jonkman, J., Butterfield, S., Musial, W., and Scott, G. (2009). "Definition of a 5-MW Reference Wind Turbine for Offshore System Development". Technical Report NREL/TP-500-38060, National Renewable Energy Laboratory (NREL).
- Jonkman, J. et al. (2010). "Offshore Code Comparison Collaboration within IEA Wind Task 23". *Proc European Wind Energy Conference & Exhibition*, Warsaw, Poland, April 2010.
- Lee, C.-H. (1995). "WAMIT Theory Manual". Massachusetts Institute of Technology.
- Myhr, A. and Nygaard, T. A. (2015). *Comparison of Experimental Results and Computations for Tension-Leg-Buoy Offshore Wind Turbines*. Journal of Ocean and Wind Energy, 2015, Vol. 2, No. 1
- Pai, P. F. (2007). "Highly Flexible Structures: Modeling, Computation, and Experimentation". ISBN: 1563479176. AIAA 2007.
- Popko, W. et al. (2012). "Offshore Code Comparison Collaboration Continuation (OC4), Phase I – Results of Coupled Simulation of Offshore Wind Turbine with Jacket Support Structure". *Proc of The Twenty-second (2012) International Offshore (Ocean) and Polar Engineering Conference*, Rhodes, Greece, June 2012.
- Powell, M. J. D. (2009). "The BOBYQA algorithm for bound constrained optimization without derivatives". Report DAMTP 2009/NA06, Centre for Mathematical Sciences, University of Cambridge, UK.
- Robertson, A. et al. (2015). "OC5 Project Phase I: Validation of Hydrodynamic Loading on a Fixed Cylinder". *Proc of The Twenty-fifth (2015) International Offshore (Ocean) and Polar Engineering Conference*, Kona, Hawaii, June 2015.
- Sharma, J. and Dean, R. (1981). "Second-Order Directional Seas and Associated Wave Forces". *Society of Petroleum Engineers Journal*, pp. 129-140, 1981.
- Sarpkaya, T. and Isaacson, M. (1981). "Mechanics of Wave forces on Offshore Structures". Van Nostrand Reinhold Co., New York, 1981
- Sorheim, E. A. (2002). "A user guide to INVALS: Inverse modeling of heat transfer of water film during DC-casting. IFE-report IFE/KRF-2002/007

B Inputfil til 3Dfloat for påtvungen bevægelse av flyter

```

! Full scale model of plastic floater with stealbeams for test at ECN, November 2013
!
set_environment
gravity:          on
buoyancy:        on
hydro_force:     morison
wind_force:      off
waves:           none !For regular wave: "extrapolated_airy", "streamfunction" for t<16
norder:         -1
rho_water:      1000.
rho_air:        1.29
nu_water:       1.e-5
nu_air:         1.e-6
!wave_amplitude: 3                !(0.15/2)*40=3 (wave_height/2)*scale_factor
!wave_direction: 0.
!wave_ramps:    0.
!wave_rampe:    20.
depth:          200.
!kinematics_option: updated
!dtwkin:        -1.
!spectral_peak: 7.                ! This is the period used for regular wave periods
!tshift_waves:  0.

wave_forces cm_morison: 2.0 cd_morison: 0.7

define_material name: plast_upscaled_tower      rho: 1197.836188      e: 108.e9          g: 38.8e9
define_material name: plast_upscaled_bucket    rho: 1243.456164      e: 108.e9          g: 38.8e9
define_material name: plast_water_pontoon_upscaled rho: 34657.67386      e: 108.e9          g: 38.8e9
define_material name: connect_mat            rho: 1e-08           e: 2.8e12          g: 1.12e12
define_material name: alu_beams              rho: 1955.562939      e: 2.8e12          g: 1.12e12
define_material name: massless               rho: 0.               e: 1.e15           g: 1.e15
define_material name: sensor                 rho: 5528.893284      e: 6.749309071e10  g: 8.042024478e10
define_material name: rod                    rho: 20910.96529      e: 8.4e12          g: 3.04e12
define_material name: frame_mat              rho: 1e-08           e: 1.e15           g: 1.e15

new_keypoints      ! node # x y z [m]
1  0.  0.  -20.    ! center column bottom
2  0.  0.  -17.    ! center column attachment
3  0.  0.  -5.     ! water ballast upper level, also high-res area for elements -.2 to .2m
4  0.  0.  0.     ! center still water node
5  0.  0.  5.     ! high-resolution (wave forces) up to here
6  0.  0.  10.
7  0.  0.  16.08
8  0.  0.  19.072
9  -4.  0.  -17.   ! center pontoon attachment
10 -22.5 0.  -17.  ! column 1 surface pontoon attachment
11 -27.5 0.  -17.  ! column 1 center pontoon attachment
12 -27.5 0.  -5.
13 -27.5 0.  5.
14 -27.5 0.  10.
15 -27.5 0.  -20.  ! column 1 bottom
16 0.  -30.  0.    ! Exciting frame for pitch, kp. 14 - 17
17 0.  -30.  19.072
18 0.  30.  19.072
19 0.  30.  0.
20 -40. 0.  0.    ! Exciting frame for roll, kp. 18 - 21
21 -40. 0.  19.072
22 40.  0.  19.072
23 40.  0.  0.

new_boxmember_properties
iproop: 1 ! Property set no
material: plast_water_pontoon_upscaled
connect_mode: auto
btype: beam
buoyancy_type: closed
ea1: 2.369088e11      ea2: 2.369088e11      ! axial stiffness at keypoints 1 and 2
eiy1: 4.96032768e12  eiy2: 4.96032768e12  ! Eiy bending stiffness, STIFFNESS FOR BENDING ABOUT Z AXIS !
eiz1: 1.63717632e12  eiz2: 1.63717632e12  ! Eiz bending stiffness, STIFFNESS FOR BENDING ABOUT Y AXIS !
lx1: 18.5            lx2: 18.5            ! equiv section length for use in drag calculations
ly1: 12.4            ly2: 12.4            ! section width for use in drag calculations
lz1: 6.              lz2: 6.              ! section height for use in drag calculations
m1: 76025.081        m2: 76025.081        ! mass per unit length at keypoint 1 and 2
ab1: 74.4            ab2: 74.4            ! area for buoyancy calculation
pre_strain_long: .0  ! longitudinal pre-strain. optional keywords from here
pointmass1: 0.       pointmass2: 0.
cdy: 0.              cdz: 16.9          ! drag coefficients CM8 10.4
cmx: 1.              cmz: 3.60386       ! inertia coefficients 3.36

!=====
!-----
!
!!! SEMI_SUBMERSIBLE

```



```

=====
!
!! Central tower
!

new_body
name: center_column
parent: inertial
reftype: inertial
axes: normal

new_elements_beam1 nelem 1 material plast_upscaled_tower connect_mode no_connect ! heave plate to upper level sand
x1 0. 0. -20. dcy11 8. tcy11 0.12 pre_strain_long 0.
x2 0. 0. -17. dcy12 8. tcy12 0.12 btype beam_lid1 cda 14.95 cma 7.01614

new_elements_beam1 nelem 6 material plast_upscaled_tower connect_mode auto ! pontoon attachment to tower
x1 0. 0. -17. dcy11 8. tcy11 0.12 pre_strain_long 0.
x2 0. 0. -5. dcy12 8. tcy12 0.12 btype beam cda 0. cma 1

new_elements_beam1 nelem 4 material plast_upscaled_tower connect_mode auto ! pontoon attachment to tower
x1 0. 0. -5. dcy11 8. tcy11 0.12 pre_strain_long 0.
x2 0. 0. 0. dcy12 8. tcy12 0.12 btype beam cda 0. cma 1

new_elements_beam1 nelem 4 material plast_upscaled_tower connect_mode auto ! SWL to 8
x1 0. 0. 0. dcy11 8. tcy11 0.12 pre_strain_long 0.
x2 0. 0. 5. dcy12 8. tcy12 0.12 btype beam

new_elements_beam1 nelem 1 material plast_upscaled_tower connect_mode auto ! SWL to 8
x1 0. 0. 5. dcy11 8. tcy11 0.12 pre_strain_long 0.
x2 0. 0. 10. dcy12 8. tcy12 0.12 btype beam

new_elements_beam1 nelem 1 material massless connect_mode auto ! 8 to tower base
x1 0. 0. 10. dcy11 8. tcy11 0.12 pre_strain_long 0.
x2 0. 0. 16.08 dcy12 8. tcy12 0.12 btype beam

=====
!
!! Load sensor

new_body
name: sensor
parent: inertial
reftype: inertial
axes: normal

new_elements_beam1 nelem 1 material sensor connect_mode auto
x1 0. 0. 16.08 dcy11 8 tcy11 1.19426 pre_strain_long 0.
x2 0. 0. 19.072 dcy12 8 tcy12 1.19426 btype beam_lid2

=====
!
!! Pontoon 1

new_body
name: pontoon_1
reftype: refnode
xfind: 0. 0. 0.
rotorder: 123
rotation: 0. 0. 0.
axes: normal
parent: center_column

new_boxmembers nelem_default: 2 ! member_no keypoint_1 keypoint_2 Property_Set optional nelem
1 9 10 1 nelem: 15

new_elements_beam1 nelem 1 material massless connect_mode auto ! attachment inside cylinder
x1 0. 0. -17. dcy11 8. tcy11 1.2 pre_strain_long 0.
x2 -4. 0. -17. dcy12 8. tcy12 1.2 btype beamwb ! dbg beamwb

new_elements_beam1 nelem 1 material massless connect_mode auto ! attachment inside cylinder
x1 -22.5 0. -17. dcy11 8. tcy11 1.2 pre_strain_long 0.
x2 -27.5 0. -17. dcy12 8. tcy12 1.2 btype beamwb ! dbg beamwb

=====
!
!! Bucket 1
!

```

```

new_elements_beam1 nelem 1 material plast_upscaled_bucket connect_mode auto
x1 -27.5 0. -20. dcyll 10. tcyll 0.12 pre_strain_long 0.
x2 -27.5 0. -17. dcyll 10. tcyll 0.12 btype beam_lid1 cda 17.81 cma 9.09961 !8.39

new_elements_beam1 nelem 10 material plast_upscaled_bucket connect_mode auto ! pontoon attachment to bucket
x1 -27.5 0. -17. dcyll 10. tcyll 0.12 pre_strain_long 0.
x2 -27.5 0. -5. dcyll 10. tcyll 0.12 btype beam cda 0. cma 1

new_elements_beam1 nelem 6 material plast_upscaled_bucket connect_mode auto ! high res. mesh near SWL
x1 -27.5 0. -5. dcyll 10. tcyll 0.12 pre_strain_long 0.
x2 -27.5 0. 0. dcyll 10. tcyll 0.12 btype beam cda 0. cma 1

new_elements_beam1 nelem 2 material plast_upscaled_bucket connect_mode auto ! high res. mesh near SWL
x1 -27.5 0. 0. dcyll 10. tcyll 0.12 pre_strain_long 0.
x2 -27.5 0. 5. dcyll 10. tcyll 0.12 btype beam cda 0. cma 1

new_elements_beam1 nelem 1 material plast_upscaled_bucket connect_mode auto
x1 -27.5 0. 5. dcyll 10. tcyll 0.12 pre_strain_long 0. ! lid2 will take water on deck into account
x2 -27.5 0. 10. dcyll 10. tcyll 0.12 btype beam_lid2 cda 0. cma 1

```

```

!=====
!
!! M6 Metal rod between wooden disks
!

```

```

new_elements_beam1 nelem 1 material rod connect_mode auto ! top of bucket
x1 -27.5 0. -20 dcyll 0.5 tcyll 0.25 pre_strain_long 0.
x2 -27.5 0. 10 dcyll 0.5 tcyll 0.25 btype beamwb

```

```

!=====
!
!! Pontoon, bucket, 2
!

```

```

new_body
name: pontoon_2
reftype: refnode
xfind: 0. 0. 0.
rotorder: 123
rotation: 0. 0. 120.
axes: normal
parent: center_column

```

```

copy_elements
from_body: pontoon_1
to_body: pontoon_2

```

```

!=====
!
!! Pontoon, bucket,2
!

```

```

new_body
name: pontoon_3
reftype: refnode
xfind: 0. 0. 0.
rotorder: 123
rotation: 0. 0. 240.
axes: normal
parent: center_column

```

```

copy_elements
from_body: pontoon_1
to_body: pontoon_3

```

```

!=====
!
!! Supporting frame between buckets

```

```

new_body
name: supporting_frame_1
reftype: inertial
parent: inertial
axes: normal

```

```

new_elements_beam1 nelem 1 material alu_beams connect_mode auto
x1 13.75 -23.8156986 10. dcyll 2. tcyll 1. pre_strain_long 0.
x2 13.75 23.8156986 10. dcyll 2. tcyll 1. btype beam

```

```

new_body
name:      supporting_frame_2
reftype:   refnode
xfind:     0 0 0
rotorder:  123
rotation:  0. 0. 120.
axes:      normal
parent:    supporting_frame_1

copy_elements
from_body: supporting_frame_1
to_body:   supporting_frame_2

new_body
name:      supporting_frame_3
reftype:   refnode
xfind:     0 0 0
rotorder:  123
rotation:  0. 0. -120.
axes:      normal
parent:    supporting_frame_1

copy_elements
from_body: supporting_frame_1
to_body:   supporting_frame_3

!=====
!
!! Support beam 1, between bucket and center column

new_body
name:      support_beam_1
reftype:   refnode
xfind:     0. 0. 0.
rotorder:  123
rotation:  0. 0. 0.
axes:      normal
parent:    center_column

new_elements_beam1 nelelem 1 material alu_beams connect_mode auto
x1 -27.5 0.0 10. dcy11 2. tcyl11 1. pre_strain_long 0.
x2 0. 0.0 16.08 dcy12 2. tcyl12 1. btype beam

!=====
!
!! Support beam 2, between bucket and center column

new_body
name:      support_beam_2
reftype:   refnode
xfind:     0. 0. 0.
rotorder:  123
rotation:  0. 0. 120.
axes:      normal
parent:    center_column

copy_elements
from_body: support_beam_1
to_body:   support_beam_2

!=====
!
!! Support beam 3, between bucket and center column

new_body
name:      support_beam_3
reftype:   refnode
xfind:     0. 0. 0.
rotorder:  123
rotation:  0. 0. 240.
axes:      normal
parent:    center_column

copy_elements
from_body: support_beam_1
to_body:   support_beam_3

!=====
!
!! Exciting frame for roll

```



```

!new_body
!name: exciting_frame_roll
!reftype: inertial
!parent: inertial
!axes: normal

!new_elements_beam1 nelem 1 material massless connect_mode auto
x1 -40. 0. 0. dcyll 1 tcyll 0.5 pre_strain_long 0.
x2 -40. 0. 19.072 dcyll 1 tcyll 0.5 btype beam

!new_elements_beam1 nelem 1 material massless connect_mode auto
x1 -40. 0. 19.072 dcyll 1 tcyll 0.5 pre_strain_long 0.
x2 0. 0. 19.072 dcyll 1 tcyll 0.5 btype beam

!new_elements_beam1 nelem 1 material massless connect_mode auto
x1 0. 0. 19.072 dcyll 1 tcyll 0.5 pre_strain_long 0.
x2 40. 0. 19.072 dcyll 1 tcyll 0.5 btype beam

!new_elements_beam1 nelem 1 material massless connect_mode auto
x1 40. 0. 19.072 dcyll 1 tcyll 0.5 pre_strain_long 0.
x2 40. 0. 0. dcyll 1 tcyll 0.5 btype beam

!=====
!
!For linear damping
add_node_damping find 0. 0. 0.
3 3 250000.
4 4 55000000.
5 5 55000000.

!For quadratic damping
add_node_quadratic_damping find 0. 0. 0.
1 1 500000
2 2 500000
3 3 1250000
5 5 10000000000

!=====
!
!! Boundary conditions

apply_nodal_bc find 0. 0. 0. wall idofs 3 idofe 3 displ -200.0 dstat 0.01 !Seabed

!!!Forced roll by prescribing forced motion to frame

!Roll
!Lock exciting frame SWL nodes
!apply_nodal_bc find 40. 0. 0. apply_displ idofs 1 idofe 3 displ 0. 0. 0. 0. 0.
!apply_nodal_bc find 40. 0. 0. apply_displ idofs 5 idofe 6 displ 0. 0. 0. 0. 0.
!apply_nodal_bc find -40. 0. 0. apply_displ idofs 1 idofe 3 displ 0. 0. 0. 0. 0.
!apply_nodal_bc find -40. 0. 0. apply_displ idofs 5 idofe 6 displ 0. 0. 0. 0. 0.

!Prescribed forced motion to exciting frame

!apply_nodal_bc find 40. 0. 0. apply_harmonic_force 0. 0. 0. 0. 0. amplitude 0. 0. 0.0872664626e15 0. 0. omega 0.5711986643
!logfile harmonic_force.txt idofs 1 idofe 6 tstart 0. tend 1.e7 stretch 1.

!add_node_stiffness find 40. 0. 0.
!f_lin 0. 0. 0. 0. 0. 0.
!x_lin 0. 0. 0. 0. 0. 0.
!4 4 1.e15

!!!Forced motion by prescribing forced motion to platform

!For translational motion: lock all degrees of freedom except degree of freedom for desired motion
apply_nodal_bc find 0. 0. 19.072 apply_displ idofs 1 idofe 2 displ 0. 0. 0. 0. 0.
apply_nodal_bc find 0. 0. 19.072 apply_displ idofs 4 idofe 6 displ 0. 0. 0. 0. 0.

apply_nodal_bc find 0. 0. 19.072 apply_harmonic_force 0. 0. 0. 0. 0. amplitude 0. 0. 1.e15 0. 0. omega 0.897597901
logfile harmonic_force.txt idofs 1 idofe 6 tstart 0. tend 1.e7 stretch 1.

add_node_stiffness find 0. 0. 19.072
f_lin 0. 0. 0. 0. 0. 0.
x_lin 0. 0. 19.072 0. 0. 0.
3 3 1.e15

```

```

!!!For regular waves, fixed hull. Lock sensor
!apply_nodal_bc find 0. 0. 19.072 apply_displ idofs 1 idofe 6 displ 0. 0. 0. 0. 0.

!=====
!
!! Sensor output initialisation
!!! ECN measurements

monitor_element_b1 type forces file Sensor_forces.txt nmonitor 1 find 0.0 0.0 16.08 node 1 body_name sensor !tower
label Fz Fy Fx

monitor_element_b1 type moments file Sensor_moments.txt nmonitor 1 find 0.0 0.0 16.08 node 1 body_name sensor !tower
label Mz My Mx

monitor_element_b1 find 0. 0. 0. nmonitor 1 node 2 type orientation file turb1_wlx.txt body_name center_column
label: dx dy dz

monitor_element_b1 find 0. 0. 19.072 nmonitor 1 node 2 type orientation file angle.txt body_name sensor
label PtfmSurge PtfmSway PtfmHeave Ptfm_xx Ptfm_xy Ptfm_xz Ptfm_yx

!adjustment of sensor position above
monitor_element_b1 find 0. 0. -20 nmonitor 10 node 1 type gather
file sensor_outputs.txt label ECN_gather toffset 0.
sensors:
nfact: 1 source: Fx scale: .001 unit: [kN] !
nfact: 1 source: Fy scale: .001 unit: [kN] !
nfact: 1 source: Fz scale: -.001 unit: [kN] !
nfact: 1 source: Mx scale: .001 unit: [kNm] !
nfact: 1 source: My scale: .001 unit: [kNm] !
nfact: 1 source: Mz scale: -.001 unit: [kNm] !
nfact: 1 source: dx scale: 1. unit: [m]
nfact: 1 source: dy scale: 1. unit: [m]
nfact: 1 source: dz scale: 1. unit: [m]
nfact: 1 source: PtfmSurge scale: 1. unit: [m]
nfact: 1 source: PtfmSway scale: 1. unit: [m]
nfact: 1 source: PtfmHeave scale: 1. unit: [m]
nfact: 1 source: Ptfm_xy scale: 57.295779513082323 unit: [deg] header: PtfmRoll
nfact: 1 source: Ptfm_xx scale: -57.295779513082323 unit: [deg] header: PtfmPitch
nfact: 1 source: Ptfm_yx scale: 57.295779513082323 unit: [deg] header: PtfmYaw

! Plotting with Python script plot_geo.py
monitor_element_b1 type: plot nmonitor: 10 file: turb1.plot

!=====
!
!! Simulation parameters

!damping type rayleigh alpha 0. beta 0.1

damping type ratio2rayl ratio_1 0.01 ratio_2 0.01 omega_1 0.1 omega_2 1. !TAN

newmark dt: 0.01 nassemble: 1 nnewton: 20 nsubmin: 2 rwilson: 0.9
relax: 0.0 resid_newton: 1e-10 nmonitor: 10

step nstep 17000 method step9

print_solution
solution.txt

END

```

C Inputfil til 3Dfloat for regulære og irregulære bølger med forankret flyter

```
!
! Full scale model of concrete floater for test at ECN, November 2013
!
set_environment
gravity:          on
buoyancy:        on
hydro_force:     morison
kinematics_option: updated !initial !updated
wind_force:      off
waves:           irregularairy_wavelets
norder:         -1
rho_water:       1000.
rho_air:         1.29
nu_water:        1.e-5
nu_air:          1.e-6
depth:          200.
wave_ramps:      0.
wave_rampe:      200.
wave_direction:  0.
dtwkin:         0.1

wavelets scale_amplitude: 1. file wavelets_neg.txt

!test_irregairy dt .1 nstep 40000 x 0. 0. 0. filename waveheight.txt

wave_forces cm_morison: 2.0 cd_morison: 0.7

define_material name: plast_upscaled rho: 1225.0 e: 108.e9 g: 38.8e9 ! real rho: 1154.4
define_material name: plast_sand_tower_upscaled rho: 33065.94754 e: 108.e9 g: 38.8e9 ! taking sand fill into account
define_material name: plast_water_tower_upscaled rho: 17145.473773 e: 108.e9 g: 38.8e9 ! taking water fill into account
define_material name: plast_sand_bucket_upscaled rho: 53150 e: 108.e9 g: 38.8e9 ! taking sand fill into account
define_material name: plast_water_bucket_upscaled rho: 21311.3697705 e: 108.e9 g: 38.8e9 ! taking water fill into account
define_material name: plast_water_pontoon_upscaled rho: 34141.84901 e: 108.e9 g: 38.8e9 ! taking water fill into account
define_material name: plast_rna_upscaled rho: 9867.606472 e: 108.e9 g: 38.8e9 ! adjusted to 310t
define_material name: plast_tower_upscaled rho: 1636.37254 e: 108.e9 g: 38.8e9 !
define_material name: wire_OC4 rho: 8562.848714 e: 6.04379788e10 g: 2.324537646e6 ! dbg e10
define_material name: connect_mat rho: 1e-08 e: 2.1e9 g: 8.1e9
define_material name: outfitting rho: 673244.260 e: 108.e9 g: 38.8e9 ! adjusted to 200t
!define_material name: massless rho: 0. e: 1.e15 g: 1.e15

new_keypoints ! node # x y z [m]
1 0. 0. -20. ! center column bottom
2 0. 0. -17.5 ! sand ballast upper level 2ton/m**3
3 0. 0. -17. ! center column attachment
4 0. 0. -8. ! water ballast upper level, also high-res area for elements -.2 to .2m
5 0. 0. 0. ! center still water node
6 0. 0. 8. ! high-resolution (wave forces) up to here
7 0. 0. 15. ! tower base
8 -4. 0. -17. ! center pontoon attachment
9 -22.5 0. -17. ! column 1 surface pontoon attachment
10 -27.5 0. -17. ! column 1 center pontoon attachment
11 -27.5 0. -7.45 ! water level
12 -27.5 0. .0 ! column 1 swl
13 -27.5 0. -17.5 ! sand level
14 -27.5 0. -20. ! column 1 bottom

new_boxmember_properties
iprop: 1 ! Property set no
material: plast_water_pontoon_upscaled
connect_mode: auto
btype: beam
buoyancy_type: closed
ea1: 2.369088e11 ea2: 2.369088e11 ! axial stiffness at keypoints 1 and 2
ei11: 4.96032768e12 ei12: 4.96032768e12 ! EIyy bending stiffness, STIFFNESS FOR BENDING ABOUT Z AXIS !
ei21: 1.63717632e12 ei22: 1.63717632e12 ! EIzz bending stiffness, STIFFNESS FOR BENDING ABOUT Y AXIS !
lx1: 18.5 lx2: 18.5 ! equiv section length for use in drag calculations
ly1: 12.4 ly2: 12.4 ! section width for use in drag calculations
lz1: 6. lz2: 6. ! section height for use in drag calculations
m1: 76025.081 m2: 76025.081 ! mass per unit length at keypoint 1 and 2
ab1: 74.4 ab2: 74.4 ! area for buoyancy calculation
pre_strain_long: .0 ! longitudinal pre-strain. optional keywords from here
pointmass1: 0. pointmass2: 0.
cdx: 0. cdy: 2 cdz: 16.9 ! drag coefficients Cm8 10.4
cmx: 1. cmz: 2.5 cmz: 3.60386 ! inertia coefficients

!=====
!-----
!
!!! SEMI-SUBMERSIBLE
!=====
!
!! Central tower
!
new_body
```

```

reftype: inertial
name: center_column
parent: inertial
axes: normal

new_elements_beam1 nelem 1 material plast_sand_tower_upscaled connect_mode no_connect ! heave plate to upper level sand
x1 0. 0. -20. dcy11 8. tcyl1 0.12 pre_strain_long 0.
x2 0. 0. -17.5 dcy12 8. tcyl2 0.12 btype beam_lid1 cda 14.95 cma 7.01614 ! with sand ballast !9.2 Cm8

new_elements_beam1 nelem 1 material plast_water_tower_upscaled connect_mode auto ! upper level sand to pontoon attachment
x1 0. 0. -17.5 dcy11 8. tcyl1 0.12 pre_strain_long 0.
x2 0. 0. -17. dcy12 8. tcyl2 0.12 btype beam cda 0. cma 1

new_elements_beam1 nelem 4 material plast_water_tower_upscaled connect_mode auto ! pontoon attachment to COB total
x1 0. 0. -17. dcy11 8. tcyl1 0.12 pre_strain_long 0.
x2 0. 0. -12.954 dcy12 8. tcyl2 0.12 btype beam cda 0. cma 1

new_elements_beam1 nelem 1 material plast_water_tower_upscaled connect_mode auto ! COB total to point of free rotation
x1 0. 0. -12.954 dcy11 8. tcyl1 0.12 pre_strain_long 0.
x2 0. 0. -11.306 dcy12 8. tcyl2 0.12 btype beam cda 0. cma 1

new_elements_beam1 nelem 1 material plast_water_tower_upscaled connect_mode auto ! point of free rotation to COB tower
x1 0. 0. -11.306 dcy11 8. tcyl1 0.12 pre_strain_long 0.
x2 0. 0. -10. dcy12 8. tcyl2 0.12 btype beam cda 0. cma 1

new_elements_beam1 nelem 1 material plast_water_tower_upscaled connect_mode auto ! COB tower to COG
x1 0. 0. -10. dcy11 8. tcyl1 0.12 pre_strain_long 0.
x2 0. 0. -9.658 dcy12 8. tcyl2 0.12 btype beam cda 0. cma 1

new_elements_beam1 nelem 2 material plast_water_tower_upscaled connect_mode auto ! COG to upper level water filling
x1 0. 0. -9.658 dcy11 8. tcyl1 0.12 pre_strain_long 0.
x2 0. 0. -7.2696 dcy12 8. tcyl2 0.12 btype beam cda 0. cma 1

new_elements_beam1 nelem 4 material plast_upscaled connect_mode auto ! upper level water filling to SWL
x1 0. 0. -7.2696 dcy11 8. tcyl1 0.12 pre_strain_long 0.
x2 0. 0. .0 dcy12 8. tcyl2 0.12 btype beam cda 0. cma 1

new_elements_beam1 nelem 1 material plast_upscaled connect_mode auto ! SWL to 8
x1 0. 0. .0 dcy11 8. tcyl1 0.12 pre_strain_long 0.
x2 0. 0. 8. dcy12 8. tcyl2 0.12 btype beam cda 0. cma 1

new_elements_beam1 nelem 1 material plast_upscaled connect_mode auto ! 8 to tower base
x1 0. 0. 8. dcy11 8. tcyl1 0.12 pre_strain_long 0.
x2 0. 0. 10. dcy12 8. tcyl2 0.12 btype beam cda 0. cma 1

!=====
!
!! Mechanical outfitting

new_elements_beam1 nelem 1 material plast_tower_upscaled connect_mode auto ! tower base for including mech. outfitting 200t choose material outfit
x1 0. 0. 10. dcy11 8. tcyl1 0.12 pre_strain_long 0.
x2 0. 0. 10.1 dcy12 8. tcyl2 0.12 btype beam cda 0. cma 0.01

!=====
!
!! Tower Full scale mass 350. Note rho is adjusted, same tube as base would give 316 t

new_elements_beam1 nelem 8 material plast_tower_upscaled connect_mode auto ! SWL to tower base
x1 0. 0. 10.1 dcy11 8. tcyl1 0.12 pre_strain_long 0.
x2 0. 0. 81.9 dcy12 8. tcyl2 0.12 btype beam

new_elements_beam1 nelem 1 material plast_tower_upscaled connect_mode auto ! only for load cell if deleted again change upper element height back
x1 0. 0. 81.9 dcy11 8. tcyl1 0.12 pre_strain_long 0.
x2 0. 0. 82. dcy12 8. tcyl2 0.12 btype beam

!=====
!
!! RNA, full scale mass 310 t

new_elements_beam1 nelem 1 material plast_rna_upscaled connect_mode auto ! tower base
x1 -5. 0. 82. dcy11 2. tcyl1 1. pre_strain_long 0.15
x2 0. 0. 82. dcy12 2. tcyl2 1. btype beam

new_elements_beam1 nelem 1 material plast_rna_upscaled connect_mode auto ! tower base
x1 0. 0. 82. dcy11 2. tcyl1 1. pre_strain_long 0.
x2 5. 0. 82. dcy12 2. tcyl2 1. btype beam !5

!=====
!
!! Pontoon 1

new_body
name: pontoon_1
reftype: refnode

```

```

xfind: 0. 0. 0.
rotorder: 123
rotation: 0. 0. 0.
axes: normal
parent: center_column

new_boxmembers nelem_default: 2 ! member_no keypoint_1 keypoint_2 Property_Set optional nelem
1 8 9 1 nelem: 15

new_elements_beam1 nelem 1 material massless connect_mode auto ! attachment inside cylinder
x1 0. 0. -17. dcyll 8. tcyll 1.2 pre_strain_long 0.
x2 -4. 0. -17. dcyll 8. tcyll 1.2 btype beamwb ! dbg beamwb

new_elements_beam1 nelem 1 material massless connect_mode auto ! attachment inside cylinder
x1 -22.5 0. -17. dcyll 8. tcyll 1.2 pre_strain_long 0.
x2 -27.5 0. -17. dcyll 8. tcyll 1.2 btype beamwb ! dbg beamwb

!=====
!
!! Bucket 1

new_elements_beam1 nelem 1 material plast_sand_bucket_upscaled connect_mode auto ! heave plate to upper level sand
x1 -27.5 0. -20. dcyll 10. tcyll 0.12 pre_strain_long 0.
x2 -27.5 0. -17.5 dcyll 10. tcyll 0.12 btype beam_lid1 cda 17.81 cma 9.09961 !cm8 6.969

new_elements_beam1 nelem 1 material plast_water_bucket_upscaled connect_mode auto ! upper level sand to pontoon
x1 -27.5 0. -17.5 dcyll 10. tcyll 0.12 pre_strain_long 0.
x2 -27.5 0. -17. dcyll 10. tcyll 0.12 btype beam cda 0. cma 1

new_elements_beam1 nelem 6 material plast_water_bucket_upscaled connect_mode auto ! pontoon to COB
x1 -27.5 0. -17. dcyll 10. tcyll 0.12 pre_strain_long 0.
x2 -27.5 0. -10. dcyll 10. tcyll 0.12 btype beam cda 0. cma 1

new_elements_beam1 nelem 2 material plast_water_bucket_upscaled connect_mode auto ! COB to upper level water
x1 -27.5 0. -10. dcyll 10. tcyll 0.12 pre_strain_long 0.
x2 -27.5 0. -7.0096 dcyll 10. tcyll 0.12 btype beam cda 0. cma 1

new_elements_beam1 nelem 4 material plast_upscaled connect_mode auto ! upper level water to SWL
x1 -27.5 0. -7.0096 dcyll 10. tcyll 0.12 pre_strain_long 0.
x2 -27.5 0. 0. dcyll 10. tcyll 0.12 btype beam cda 0. cma 1

new_elements_beam1 nelem 2 material plast_upscaled connect_mode auto ! SWL to top of bucket.
x1 -27.5 0. 0. dcyll 10. tcyll 0.12 pre_strain_long 0. ! lid2 will take water on deck into account
x2 -27.5 0. 10. dcyll 10. tcyll 0.12 btype beam_lid2 cda 0. cma 1

!=====
!
!! Pontoon, bucket and mooring line 2

new_body
name: pontoon_2
reftype: refnode
xfind: 0. 0. 0.
rotorder: 123
rotation: 0. 0. 120.
axes: normal
parent: center_column

copy_elements
from_body: pontoon_1
to_body: pontoon_2

!=====
!
!! Pontoon, bucket and mooring line 3

new_body
name: pontoon_3
reftype: refnode
xfind: 0. 0. 0.
rotorder: 123
rotation: 0. 0. -120.
axes: normal
parent: center_column

copy_elements
from_body: pontoon_1
to_body: pontoon_3

!=====
!

```

```

!! Mooring line 1

new_body
reftype: inertial
name: mooring
parent: inertial
axes: normal

new_elements_beam1 nelem 1 material connect_mat connect_mode auto
x1 -27.5 0.0 -17.0 dcy11 0.126 tcy11 0.063 pre_strain_long 0.0
x2 -32.5 0.0 -14.0 dcy12 0.126 tcy12 0.063 btype beammb pointmass -99
frac_stiff 1.0

new_elements_beam1 nelem 17 material wire_OC4 connect_mode auto !nelem 17
x1 -32.5 0.0 -14.0 dcy11 0.126 tcy11 0.063 pre_strain_long 0.0
x2 -420.5 0. -200.0 dcy12 0.126 tcy12 0.063 btype cable pointmass -99
frac_stiff 1e-04 cdm 1.1 cmn 2.0

new_elements_beam1 nelem 14 material wire_OC4 connect_mode auto !nelem 14
x1 -420.5 0. -200.0 dcy11 0.126 tcy11 0.063 pre_strain_long 0.0
x2 -829.23 0. -200.0 dcy12 0.126 tcy12 0.063 btype cable pointmass -99
frac_stiff 1e-04 cdm 1.1 cmn 2.0

!new_elements_beam1 nelem 1 material connect_mat connect_mode auto
x1 -829.23 0.0 -200.0 dcy11 0.126 tcy11 0.063 pre_strain_long 0.0
x2 -829.23 0.0 -199.9 dcy12 0.126 tcy12 0.063 btype beammb pointmass -99
frac_stiff 1.0

!=====
!
!! Mooring line 2

new_elements_beam1 nelem 1 material connect_mat connect_mode auto
x1 13.75 23.8156986 -17. dcy11 0.126 tcy11 0.063 pre_strain_long 0.0
x2 16.25 28.14584 -14. dcy12 0.126 tcy12 0.063 btype beammb pointmass -99
frac_stiff 1.0

new_elements_beam1 nelem 17 material wire_OC4 connect_mode auto
x1 16.25 28.14584 -14. dcy11 0.126 tcy11 .063 pre_strain_long 0.0
x2 221.1251531 383. -200. dcy12 0.126 tcy12 .063 btype cable pointmass -99
frac_stiff 1e-04 cdm 1.1 cmn 2.0

new_elements_beam1 nelem 14 material wire_OC4 connect_mode auto
x1 221.1251531 383. -200. dcy11 0.126 tcy11 0.063 pre_strain_long 0.0
x2 290. 502.2947342 -200. dcy12 0.126 tcy12 0.063 btype cable pointmass -99
frac_stiff 1e-04 cdm 1.1 cmn 2.0

!new_elements_beam1 nelem 1 material connect_mat connect_mode auto
x1 290. 502.2947342 -200. dcy11 0.126 tcy11 0.063 pre_strain_long 0.0
x2 290. 502.2947342 -199.9 dcy12 0.126 tcy12 0.063 btype beammb pointmass -99
frac_stiff 1.0

!=====
!
!! Mooring line 3

new_elements_beam1 nelem 1 material connect_mat connect_mode auto
x1 13.75 -23.8156986 -17. dcy11 0.126 tcy11 0.063 pre_strain_long 0.0
x2 16.25 -28.14584 -14. dcy12 0.126 tcy12 0.063 btype beammb pointmass -99
frac_stiff 1.0

new_elements_beam1 nelem 17 material wire_OC4 connect_mode auto
x1 16.25 -28.14584 -14. dcy11 0.126 tcy11 0.063 pre_strain_long 0.0
x2 221.1251531 -383. -200. dcy12 0.126 tcy12 0.063 btype cable pointmass -99
frac_stiff 1e-04 cdm 1.1 cmn 2.0

new_elements_beam1 nelem 14 material wire_OC4 connect_mode auto
x1 221.1251531 -383. -200. dcy11 0.126 tcy11 0.063 pre_strain_long 0.0
x2 290. -502.2947342 -200. dcy12 0.126 tcy12 0.063 btype cable pointmass -99
frac_stiff 1e-04 cdm 1.1 cmn 2.0

!new_elements_beam1 nelem 1 material connect_mat connect_mode auto
x1 290. -502.2947342 -200. dcy11 0.126 tcy11 0.063 pre_strain_long 0.0
x2 290. -502.2947342 -199.9 dcy12 0.126 tcy12 0.063 btype beammb pointmass -99
frac_stiff 1.0

!=====
!
!For linear damping
add_node_damping find 0. 0. 0.
3 3 250000.

```

```

4 4 5500000.
5 5 5500000.

!For quadratic damping
add_node_quadratic_damping find 0. 0. 0.
1 1 500000
2 2 500000
3 3 1250000

!=====
!
!! Boundary conditions

!Lock anchors
apply_nodal_bc find -829.3 0.0 -200. apply_displ idofs 1 idofe 6 displ 0. 0. 0. 0. 0. 0.
apply_nodal_bc find 290. -502.2947342 -200. apply_displ idofs 1 idofe 6 displ 0. 0. 0. 0. 0. 0.
apply_nodal_bc find 290. 502.2947342 -200. apply_displ idofs 1 idofe 6 displ 0. 0. 0. 0. 0. 0.

!Define sea bed
apply_nodal_bc find 0. 0. 0. wall idofs 3 idofe 3 displ -200.1 dstat 0.01

!=====
!
!! Sensor output initialisation
!!! ECV measurements

! Wave height upstream, downstream and to the side of the platform
monitor_element_b1 find -30. 0. -15.5 nmonitor 1 node 2 type waveheight
file wavesupstream.txt label WvUpst

monitor_element_b1 find 0. 0. 0.01 nmonitor 1 node 1 type waveheight
file wavesside.txt label WvSide

monitor_element_b1 find 22.64973666 -39.23049467 -19.47058824 nmonitor 1 node 1 type waveheight
file wavesdownstream.txt label WvDown

! Sensors for platform displacements at swl
monitor_element_b1 type orientation file turb1_swl.txt nmonitor 1 find 0. 0. 4. node 1 body_name inertial
label PtfmSurge PtfmSway PtfmHeave Ptfm_xx Ptfm_xy Ptfm_xz Ptfm_yx

! Accelerometers at tower top
monitor_element_b1 type acceleration file PM_acceleration_tower_top.txt nmonitor 5 find 0. 0. 81.9995 node 2 body_name inertial
label PMaccTx PMaccTy PMaccTz PMaccRx PMaccRy PMaccRz

!Load cell atop of tower; forces RNA
monitor_element_b1 type forces nmonitor 5 file Wi_forces.txt find 0. 0. 81.9995 node 2 body_name inertial
label WiEx WiEy WiEz WiBx WiBy WiBz

!Temporary load cell for testing !subtract gravitational forces
monitor_element_b1 type forces nmonitor 5 file Rotor_forces.txt find 5. 0. 82. node 2 body_name inertial

!Sensor for wind velocity
monitor_element_b1 type wind_fixed nmonitor 5 file Wi_velocity.txt find -5. 0. 82. node 1 body_name inertial
label WiVelocx WiVelocity WiVelocz

!Tension in mooring line 1 at anchoring point
monitor_element_b1 type forces file MLanch1_forces.txt nmonitor 1 find -814.63 0.0 -200. node 1 body_name inertial
label Anch1Ten s2 s3 s4 s5 s6

!Tension in mooring line 2 at anchoring point
monitor_element_b1 type forces file MLanch2_forces.txt nmonitor 1 find 287.54 498.03 -200. node 1 body_name inertial
label Anch2Ten s2 s3 s4 s5 s6

!Tension in mooring line 3 at anchoring point
monitor_element_b1 type forces file MLanch3_forces.txt nmonitor 1 find 287.54 -498.03 -200. node 1 body_name inertial
label Anch3Ten s2 s3 s4 s5 s6

!Tension in mooring line 1 at fairlead
monitor_element_b1 type forces file MLfair1_forces.txt nmonitor 1 find -43.912 0.0 -19.471 node 1 body_name inertial
label Fair1Ten s2 s3 s4 s5 s6

!Tension in mooring line 2 at fairlead
monitor_element_b1 type forces file MLfair2_forces.txt nmonitor 1 find 22.276 38.583 -19.471 node 1 body_name inertial
label Fair2Ten s2 s3 s4 s5 s6

!Tension in mooring line 3 at fairlead
monitor_element_b1 type forces file MLfair3_forces.txt nmonitor 1 find 22.276 -38.583 -19.471 node 1 body_name inertial
label Fair3Ten s2 s3 s4 s5 s6

! Tecplot
!monitor_element_b1 type: tecplot nmonitor: 100 file: turb1.dat

```

```

! adjustment of sensor position above
monitor_element_b1 find 0. 0. -20 nmonitor 1 node 1 type gather
file sensor_outputs.txt label ECN_gather toffset 0.
sensors:
nfact: 1 source: PtfmSurge scale: 1. unit: [m] header: PMSurge ! rel. inertia
nfact: 1 source: PtfmSway scale: 1. unit: [m] header: PMSway !
nfact: 1 source: PtfmHeave scale: 1. unit: [m] header: PMHeave !
nfact: 1 source: Ptfm_xy scale: -57.295779513082323 unit: [deg] header: PMRoll
nfact: 1 source: Ptfm_xx scale: 57.295779513082323 unit: [deg] header: PMPitch
nfact: 1 source: Ptfm_yx scale: -57.295779513082323 unit: [deg] header: PMYaw
nfact: 1 source: PMaccTX scale: 1. unit: [m/s^2] header: PMaccSurge ! rel. inertia
nfact: 1 source: PMaccTy scale: 1. unit: [m/s^2] header: PMaccSway !
nfact: 1 source: PMaccTz scale: 1. unit: [m/s^2] header: PMaccHeave !
nfact: 1 source: PMaccRx scale: 1 unit: [rad/s^2] header: PMaccRoll
nfact: 1 source: PMaccRy scale: 1 unit: [rad/s^2] header: PMaccPitch
nfact: 1 source: PMaccRz scale: 1 unit: [rad/s^2] header: PMaccYaw
nfact: 1 source: WiVelocx scale: 1. unit: [m/s] header: WiVelocX !
nfact: 1 source: WiVelocity scale: 1. unit: [m/s] header: WiVelocY !
nfact: 1 source: WiVelocz scale: 1. unit: [m/s] header: WiVelocZ !
nfact: 1 source: WiBx scale: 1. unit: [N] header: WiForceX !
nfact: 1 source: WiBy scale: 1. unit: [N] header: WiForceY !
nfact: 1 source: WiBz scale: 1. unit: [N] header: WiForceZ !
nfact: 1 source: Anch1Ten scale: .001 unit: [kN] header: MLAnch1Ten !
nfact: 1 source: Anch2Ten scale: .001 unit: [kN] header: MLAnch2Ten !
nfact: 1 source: Anch3Ten scale: .001 unit: [kN] header: MLAnch3Ten !
nfact: 1 source: Fair1Ten scale: .001 unit: [kN] header: MLFair1Ten !
nfact: 1 source: Fair2Ten scale: .001 unit: [kN] header: MLFair2Ten !
nfact: 1 source: Fair3Ten scale: .001 unit: [kN] header: MLFair3Ten !

print_nodes
nodes.txt
-1 -1

!=====
!
!! Simulation parameters

!material damping
damping type ratio2ray1 ratio_1 .01 ratio_2 .01 omega_1 0.1 omega_2 1.
<
!for plotting with Python script plot_geo.py
!monitor_element_b1 type: plot nmonitor: 10 file: turb1.plot

newmark dt: 0.01 nassemble: 1 nnewton: 10 nsubmin: 2 rwilson: 0.9
relax: 0.0 resid_newton: 1e-08 nmonitor: 10

step nstep 40000 method step9

!printing og plotting til outputfiler
!print_nodes
nodes.txt
-1 -1

!print_b1_elements
elements.txt
-1 -1
3 2 3 2

print_solution
solution.txt

END
!

```

D Stivhetsverdier for lastcelle i 3Dfloat

Aksiell stivhet

$$k_z = \frac{EA}{L}$$

Bøystivhet

$$k_x = k_y = \frac{EI}{L^3}$$

Torsjonsstivhet

$$kt_z = \frac{GI_p}{L}$$

For å ivareta den aksielle stivheten må produktet EA være tilsvarende i den numeriske modellen

$$EA = 3.6 \cdot 10^8 \text{ N/m} \cdot 40^2 \cdot \left(\frac{74.8 \text{ mm}}{1000} \cdot 40 \right) = \underline{1.723392 \cdot 10^{12} \text{ N}}$$

For å ivareta bøyestivheten må produktet EI være tilsvarende i den numeriske modellen

$$EI = 2.4 \cdot 10^8 \text{ N/m} \cdot 40^2 \cdot \left(\frac{74.8 \text{ mm}}{1000} \cdot 40 \right)^3 = \underline{1.02853 \cdot 10^{13} \text{ Nm}^2}$$

$$A = 0.167559 \cdot I$$

$$\frac{\pi}{4}(D^2 - d^2) = 0.167559 \frac{\pi}{64}(D^4 - d^4)$$

Bruker en ytre diameter på 8 m . Det gir en indre diameter på $d = 5.61148$.

Da blir E-modulen

$$E = \frac{1.723392 \cdot 10^{12}}{\frac{\pi}{4}(8^2 - 5.61148^2)} = \underline{6.749319071 \cdot 10^{10} \text{ MPa}}$$

Torssjonsstivhet

$$G = \frac{kt_z L}{I_p} = \frac{3.2 \cdot 10^6 \cdot 40^4 \cdot \left(\frac{74.8 \cdot 40}{1000} \right)}{\frac{\pi}{32}(8^4 - 5.61148^4)} = \underline{8.042024478 \cdot 10^{10} \text{ Nm}^2/\text{rad}}$$

E Vannplanstivhet

Vannplanstivhet regnet ut med virkelig diameter på bøtte og sentertårn

$$D_v = (3 \cdot (\pi \cdot (0.124 \text{ m})^2) + (\pi \cdot (0.100 \text{ m})^2)) \cdot 1000 \text{ kg/m}^3 \cdot 9.81 \text{ m/s}^2 \cdot 40^2 = \underline{2767696.280 \text{ N/m}}$$

F Normaliserende verdier for addert masse i 3Dfloat

Pongtonger

Fortrengt masse av 3 pongtonger

$$m_{P,norm} = 3(0.15 \text{ m} \cdot 0.31 \text{ m} \cdot 0.4625 \text{ m}) \cdot 1000 \text{ kg/m}^3 = \underline{64.519 \text{ kg}}$$

Sentertårn

Masse av en halvkule med samme radius som sentertårnet

$$m_{S,norm} = \frac{2}{3} \cdot \pi \cdot (0.1m)^3 \cdot 1000kg/m^3 = \underline{2.094 kg}$$

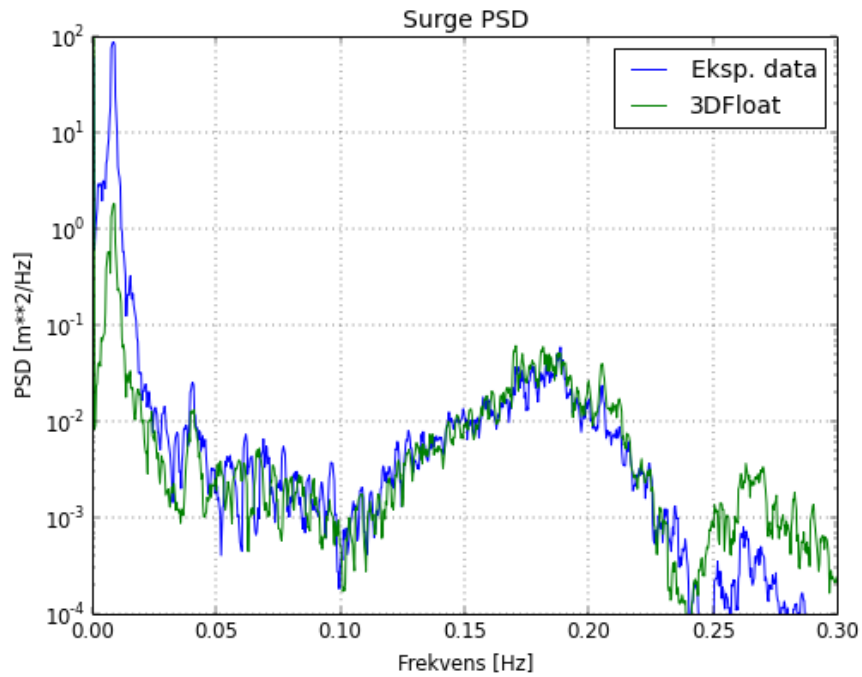
Bøtter

Masse av tre halvkuler med samme radius som bøttene

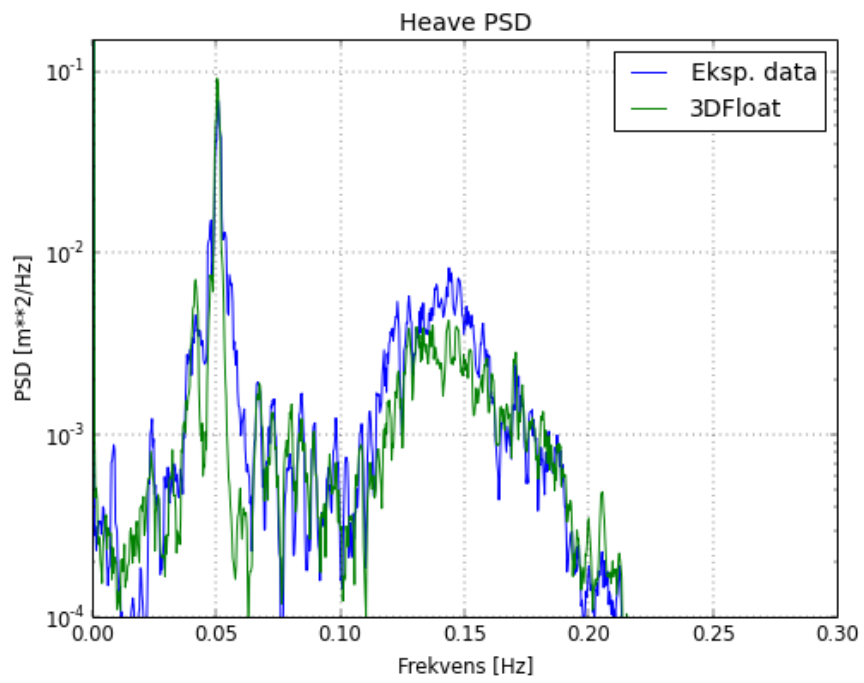
$$m_{S,norm} = 2 \cdot \pi \cdot (0.125m)^3 \cdot 1000kg/m^3 = \underline{12.272 kg}$$

G PSD for plattform-respons under innflytelse av irregulære bølger

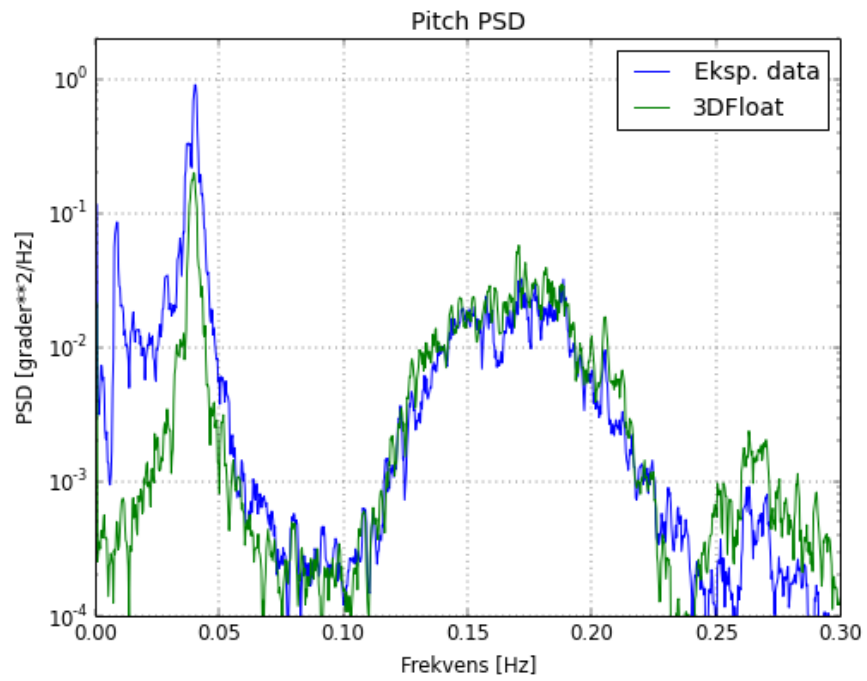
PH11



Figur G.1: Surge PSD for PH11

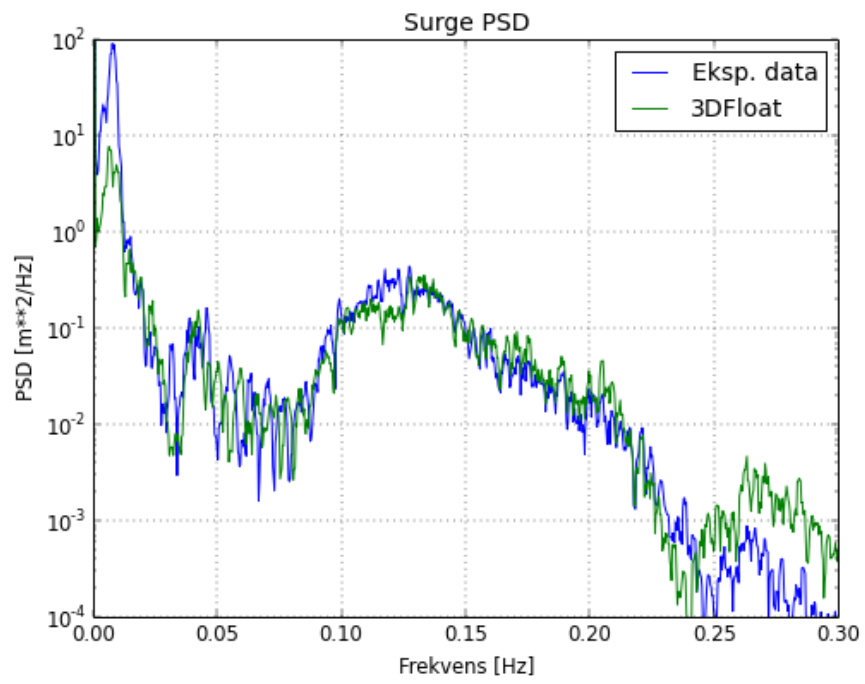


Figur G.2: Heave PSD for PH11

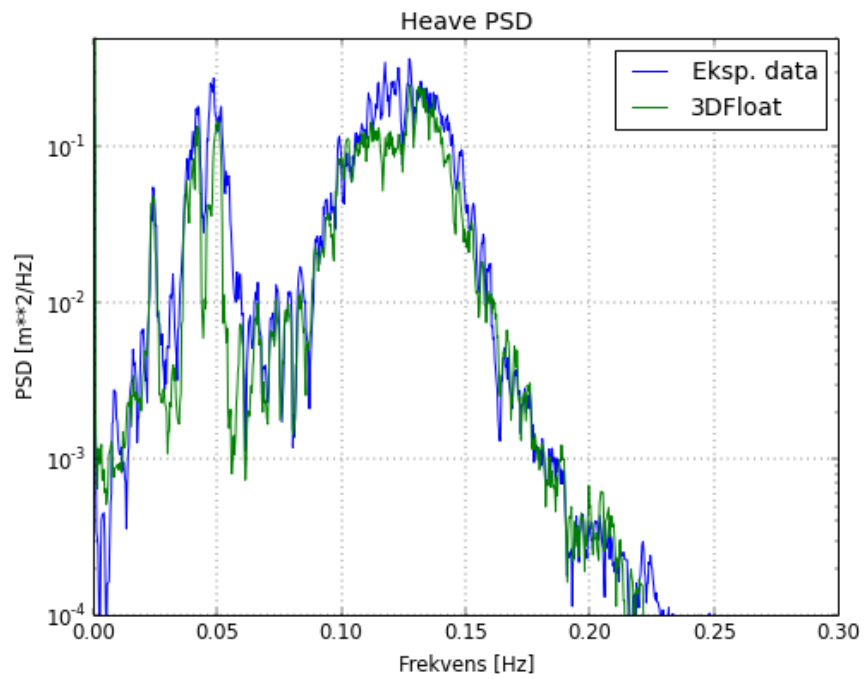


Figur G.3: Pitch PSD for PH11

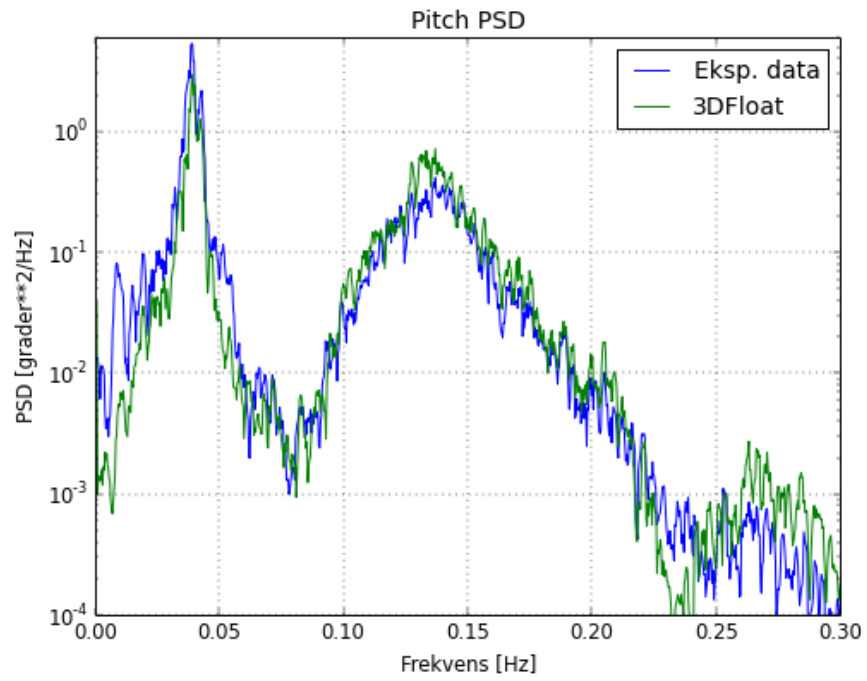
PH13



Figur G.4: Surge PSD for PH13

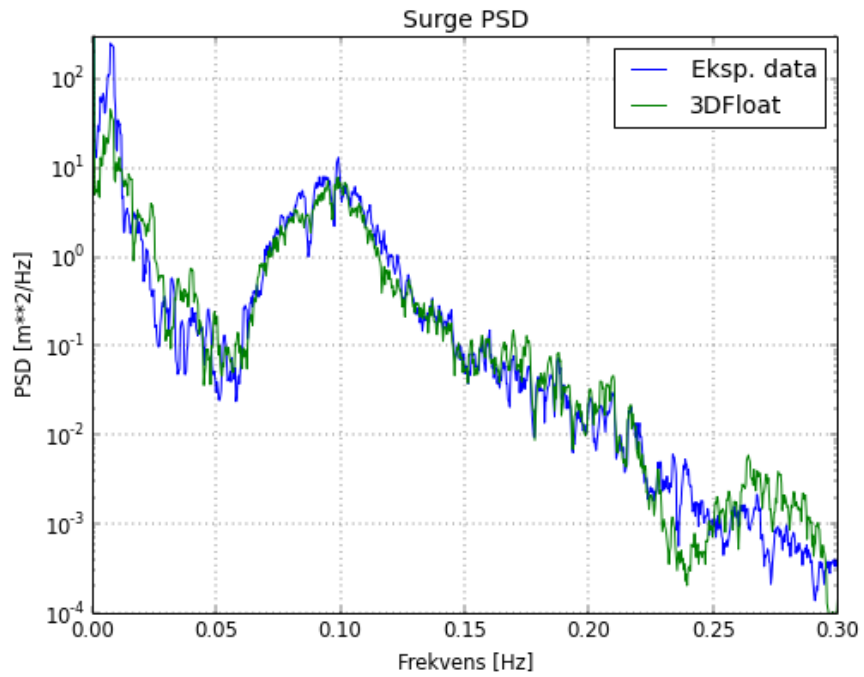


Figur G.5: Heave PSD for PH13

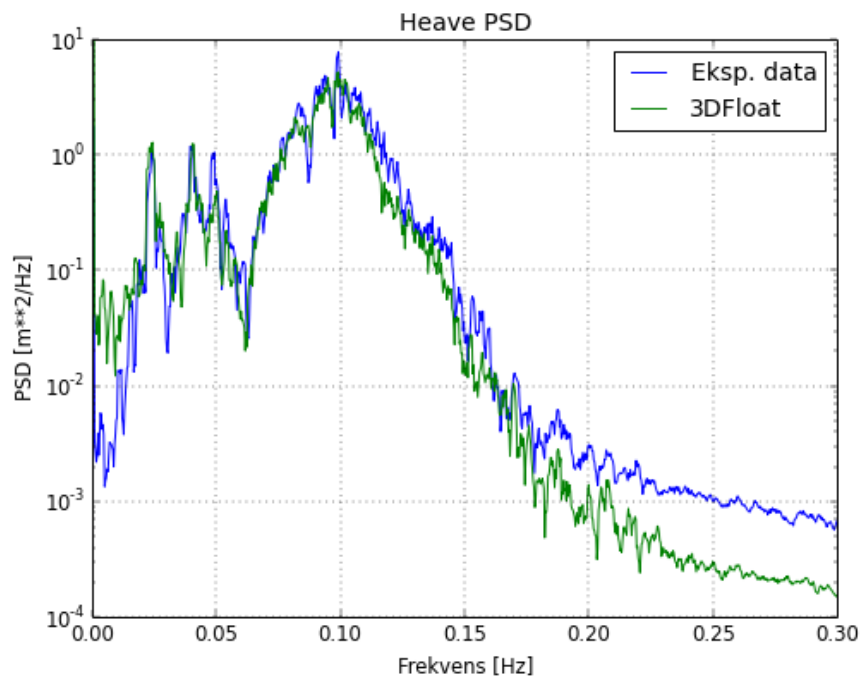


Figur G.6: Pitch PSD for PH13

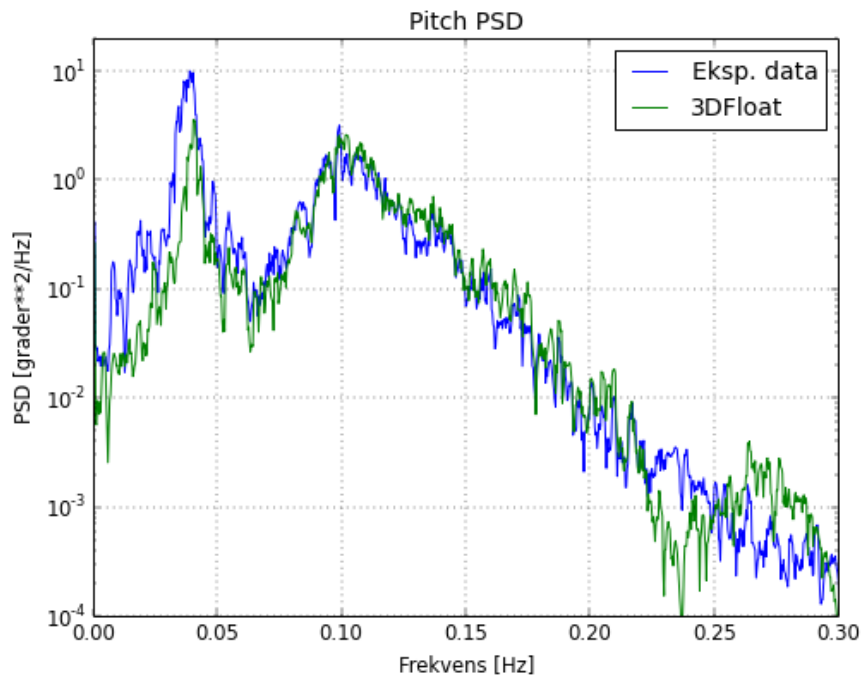
PH14



Figur G.7: Surge PSD for PH14



Figur G.8: Heave PSD for PH14



Figur G.9: Pitch PSD for PH14



Norges miljø- og
biovitenskapelige
universitet

Postboks 5003
NO-1432 Ås
67 23 00 00
www.nmbu.no