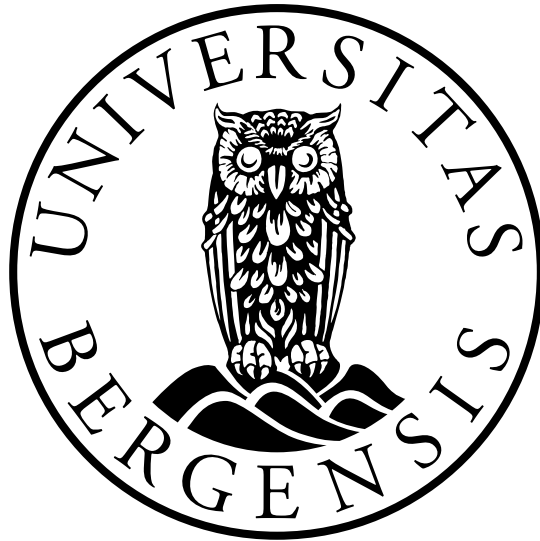


En eksperimentell studie om regulære og fokuserte
bølgelaster på et monopelfundament i en dyptvanns
bølgetank

Trine Asp Sande



Masteroppgave i Havteknologi

Universitetet i Bergen

Institutt for fysikk og teknologi

August 2021

Forord

I løpet av dette masterprosjektet har det vært flere personer som har vært involvert for å gjennomføre prosjektet. Med dette ønsker jeg å takke mine veiledere, medstudenter og andre involverte.

Først og fremst vil jeg takke min hovedveileder David Roger Lande-Sudall fra Høgskulen på Vestlandet (HVL) for å alltid være tilgjengelig for god hjelp og støtte, både i MarinLab og ved teoretiske spørsmål, gjennom hele prosjektet. Videre ønsker jeg å takke Gloria Stenfelt fra HVL for veiledning og innspill, Harald Totland fra Universitetet i Bergen (UiB) for tilbakemeldinger og korrekturlesing av oppgaven og min eksterne veileder Ole Havmøller fra Equinor for diskusjoner og tilbakemeldinger.

Jeg vil også takke labingeniørene fra HVL for maskinering av deler, innspill vedrørende designet og hjelp til montering og demontering av det eksperimentelle oppsettet i bølgetanken. Sist men ikke minst ønsker jeg å takke mine medstudenter for godt selskap og diskusjoner gjennom de to årene på UiB. Spesielt takk til Martin Gjørvad Øen for utrolig god hjelp under de eksperimentelle forsøkene.

Sammendrag

Eksperimentelle forsøk på monopelfundamenter til offshore vindturbiner utføres vanligvis i gruntvannstanker eller bølgetanker hvor det er slakk helling på tankbunnen. Dette er andre forutsetninger enn hva som er i MarinLab ved HVL, og det er dermed ønskelig å designe og konstruere et eksperimentelt oppsett som muliggjør utførelse av slike eksperimenter i en dyptvannstank. På bakgrunn av dette er hensikten med prosjektet å konstruere et eksperimentelt oppsett til dette formålet, samt å studere bølgekinematikk og -laster på en monopelkonstruksjon.

Det eksperimentelle forsøket ble designet til å bestå av to hovedkonstruksjoner som henholdsvis var en monopelkonstruksjon og en kunstig bunn. Dette ble bygget som en 2,5 x 2,5 meters aluminiumsramme med toppplate for representasjon av havbunnen ved grunt vann og en monopelkonstruksjon på toppen av denne. Eksperimentene ble utført i skala 1:46 hvor den fullskala monopelen ville være 6,9 meter i diameter ved 30 meters dybde. Til dette ble det utført målinger ved tre ulike oppsett som henholdsvis var (A) ingen konstruksjon installert, (B) kun med kunstig bunn og (C) med kunstig bunn og monopelkonstruksjon installert. Dette gjorde det mulig å studere endringen i bølgekinematikken over den kunstige bunnen samt å studere lastmålinger på monopelen. Bølgene som ble valgt å kjøres på konstruksjonen var seks ulike regulære bølger og seks ulike JONSWAP-fokuserte bølger, hvor det ble målt overflateheving, akselerasjon og last.

For verifisering av de eksperimentelle målingene ble det benyttet flere teoretiske modeller med absolutt- og relativ Morisonberegning samt en tidsdomenemodell. Det ble funnet at modellene fungerte godt på lave regulære bølger hvor partikkelbevegelsen ikke gikk dypere enn den kunstige bunnen, men for de høyere bølgene ble det store avvik fra teoretiske beregninger, spesielt på frekvensen. Det ble også funnet at den kunstige bunnen og monopelen hadde egenfrekvenser veldig nær hverandre, som gjorde til at hele konstruksjonen oscillerte med egenfrekvensen til den kunstige bunnen under målingene. For de JONSWAP-fokuserte bølgene ble det også store avvik fra teoretiske beregninger grunnet påvirkningen fra bunnen. På bakgrunn av alle funnene ble det konkludert med at det eksperimentelle oppsettet slik det ble konstruert ikke fungerte til forsøkene hvor partikkelbevegelsen gikk dypere enn den kunstige bunnen, og det anbefales videre å stive opp den kunstige bunnen ved senere eventuelle prosjekter.

Innhold

Forord	i
Sammendrag	iii
1 Introduksjon	1
1.1 Synopsis	2
2 Bølgeteori	5
2.1 Lineær bølgeteori	5
2.1.1 Partikkelbevegelse	7
2.2 Andreordens bølgeteori	8
2.3 Irregulære bølger	10
2.3.1 Fokuserte bølger	12
2.4 Bølgelaster på slanke konstruksjoner	14
2.4.1 Morisons ligning	14
2.5 Brytende bølger	15
2.5.1 Modifikasjon av bølger grunnet batymetri	15
2.5.2 Klassifisering av brytende bølger	16
2.5.3 Slamming	18
3 Litteraturstudie	21
4 Designprosess	25
4.1 Skalering	25
4.2 Stivhet	27
4.3 Kunstig bunn	28
4.4 Monopelkonstruksjon	33

4.5	Eigenfrekvens	35
5	Ekspérimentell metode	39
5.1	Ekspérimentelt oppsett	39
5.1.1	Modell og instrumentering	41
5.2	Valg av bølger til testing	45
5.2.1	Regulære bølger	45
5.2.2	Fokuserte bølger	46
5.3	Kalibrering av bølger	47
5.3.1	Regulære bølger	47
5.3.2	Fokuserte bølger	48
5.4	Filtrering av eksperimentelle data	49
5.5	Feilkilder	49
5.6	Numerisk metode	51
5.6.1	Sesam GeniE	51
5.6.2	Tidsserieanalyse	53
6	Resultat og diskusjon	57
6.1	Endring i bølgekinematikk	57
6.1.1	Regulære bølger	57
6.1.2	Fokuserte bølger	60
6.2	Innsvingningstester	62
6.3	Verifisering av lastmålinger	67
6.3.1	Absolutt Morisonmodell	67
6.3.2	Relativ Morisonmodell	68
6.3.3	Tidsdomenemodell	70
6.4	Anvendelse av bølge teorier	75

6.5	Påvirkning fra den kunstige bunnen	77
6.6	Oppsummering av regulære bølger	81
6.7	Fokuserte bølger i tidsdomenemodell	82
6.8	Repeterbarhet av fokuserte bølger	87
6.9	Oppsummering av fokuserte bølger	88
7	Konklusjon	91
8	Forslag til videre arbeid	93
	Referanser	95

Figurer

1	Eksempler på ulike typer fundamenter til offshore vindturbiner hvor en monopel er skissert til venstre, en jacket i midten og en flytende spar til høyre.	2
2	Regulær lineær bølge	7
3	Partikkelbevegelse i dypt-, endelig- og grunt vann [1].	8
4	Sammenligning av overflateheving ved lineær- og andreordensteori.	9
5	Illustrasjon av hvordan flere regulære bølger kan summeres til en irregulær bølge [2]	10
6	Illustrasjon av hvordan flere regulære bølger kan summeres til en fokusert bølge [2]. .	13
7	Slammingkraft fra en bølge på en sylinder hvor det grå feltet er området som blir påvirket av slammingkraften [3].	19
8	Et typisk frekvensdiagram for en vindturbin. Dette diagrammet inkluderer vindspekter, bølgespekter og frekvensområdene 1P og 3P [4].	28
9	En av to identiske bunnmoduler sett ovenfra, hvor den lengste aluflexstangen vil ha påmontert pneumatisk sylinder og være pekende mot bølgegeneratoren.	31
10	Endelig design av den kunstige bunnen hvor topplatene er fjernet for klarhetens skyld.	32
11	Installasjon av kunstig bunn i MarinLab.	32
12	Illustrasjon av en vindturbin med tilhørende monopelkonstruksjon.	33
13	Design av fjærsystemet til monopelkonstruksjonen med tilhørende lastcelle.	34
14	Endelig design av den kunstige bunnen med monopelkonstruksjon. Sidene hvor det er tre føtter vil være langs tankveggene, og bølgeretningen blir dermed inn på skrått nede fra venstre.	35
15	Skjematisk fremstilling av oppsettet til oppsett (C), hvor det øverste bildet er sett ovenfra og det nederste bildet er sett fra siden.	40
16	Lastcelleriggen, hvor topplaten er utelatt på bildet til høyde for klarhet.	42
17	Kalibreringskurve for lastcellen hvor de runde punktene er kalibreringspunktene og den prikkede linjen er en lineær kurvetilpasning av kalibreringspunktene.	43
18	Kalibreringskurve for bølgehøydemåler 4A.	44
19	50-års konturplott for Dogger Bank [5]	46
20	Teoretiske JONSWAP-spekter for bølger med $H_s = 0,0326$ m med tilhørende $T_p = 1,55$ s og $T_p = 2,2$ s.	48

21	Teoretiske JONSWAP-spekter sammenlignet med målte spekter for bølger med $H_s = 0,0326$ m med tilhørende $T_p = 1,55$ s (til venstre) og $T_p = 2,2$ s (til høyre).	49
22	Sammenligning av lastmålinger med og uten filtrering.	50
23	Modell i GeniE.	52
24	Den teoretiske partikkelbevegelsen til de regulære bølgene hvor A er den horisontale- og B er den vertikale halvaksen beregnet med lineær teori. Den stiplede linjen indikerer dybden til den kunstige bunnen.	58
25	Bølge med $H = 0,0163$ m og $T = 0,58$ s. Svart linje viser overflatehevingen midt på kunstig bunn og grå viser før kunstig bunn.	58
26	Bølge med $H = 0,1124$ m og $T = 1,47$ s. Svart linje viser overflatehevingen midt på kunstig bunn og grå viser før kunstig bunn.	59
27	Fokusert bølge med $H_s = 0,0326$ m og $T_p = 1,55$ s, målt med bølgehøydemåler én. Svart linje viser overflatehevingen midt på kunstig bunn og grå viser uten kunstig bunn.	60
28	Fokusert bølge med $H_s = 0,0326$ m og $T_p = 1,55$ s, målt med bølgehøydemåler fire. Svart linje viser overflatehevingen midt på kunstig bunn og grå viser uten kunstig bunn.	61
29	Fokusert bølge med $H_s = 0,0326$ m og $T_p = 2,2$ s, målt med bølgehøydemåler én. Svart linje viser overflatehevingen midt på kunstig bunn og grå viser uten kunstig bunn.	62
30	Fokusert bølge med $H_s = 0,0326$ m og $T_p = 2,2$ s, målt med bølgehøydemåler fire. Svart linje viser overflatehevingen midt på kunstig bunn og grå viser uten kunstig bunn.	62
31	Innsvingningstest før bølgekjøringene hvor svart linje er akselerasjonsdata og rød stippet linje er kurvetilpasning ved bruk av least square fitting.	63
32	Spektralanalyse av innsvingningstesten før bølgekjøringene	63
33	Innsvingningstest etter bølgekjøringene hvor svart linje er akselerasjonsdata, rød stippet linje er kurvetilpasning ved least square fitting og rød og blå heltrukkede linjer er kurvetilpasning ved logaritmisk dekrement.	65
34	Spektralanalyse fra innsvingningstesten etter bølgekjøringene.	66
35	Sammenligning av lastmålinger fra eksperimentelt forsøk, Morisonberegninger i MATLAB og GeniE for bølge med $H = 0,0163$ m og $T = 0,58$ s.	67
36	Sammenligning av lastmålinger fra eksperimentelt forsøk, Morisonberegninger i MATLAB og GeniE for bølge med $H = 0,1124$ m og $T = 1,47$ s.	68

37	Sammenligning av lastmålinger fra eksperimentelt forsøk og Morisonberegninger med relativ bevegelse i MATLAB for bølge med $H = 0,0163$ m og $T = 0,58$ s.	69
38	Sammenligning av lastmålinger fra eksperimentelt forsøk og Morisonberegninger med relativ bevegelse i MATLAB for bølge med $H = 0,1124$ m og $T = 1,47$ s.	69
39	Innsvingningstest i tidsserieanalysen.	71
40	Eksempel på hvordan overflatehevingen er sinustilpasset for en bølge med $H = 0,0272$ m og $T = 0,58$ s.	71
41	Sammenligning av horisontal partikkelakselerasjon, eksperimentell- og teoretisk last i tidsseriekoden for en bølge med $H = 0,0109$ m og $T = 0,58$ s.	72
42	Sammenligning av eksperimentell- og teoretisk last i tidsseriekoden for en bølge med $H = 0,0163$ m og $T = 0,58$ s.	73
43	Sammenligning av eksperimentell- og teoretisk last i tidsseriekoden for en bølge med $H = 0,0272$ meter og $T = 0,58$ s.	73
44	Sammenligning av eksperimentell- og teoretisk last i tidsseriekoden for en bølge med $H = 0,0749$ m og $T = 1,47$ s.	74
45	Sammenligning av eksperimentell- og teoretisk last i tidsseriekoden for en bølge med $H = 0,1124$ m og $T = 1,47$ s.	74
46	Sammenligning av eksperimentell- og teoretisk last i tidsseriekoden for en bølge med $H = 0,1873$ m og $T = 1,47$ s.	74
47	Anvendbarhet av ulike bølgeteorier [6] med alle de ulike bølgetilfellene fra eksperimentene lagt inn. Forklaringer på de ulike markørene til høyre, hvor alle de røde er regulære bølger og de svarte er fokuserte.	75
48	Sammenligning av tre ulike bølgeteorier; lineær-, Stokes- og Fentons teori.	76
49	Forklaring av de ulike frihetsgradene til et system tegnet inn på en skisse av det eksperimentelle oppsettet.	78
50	Hydrodynamisk trykkvariasjon for bølge med $H = 0,0109$ m og $T = 0,58$ m. Grå stiplede linjer indikerer posisjonen til den kunstige bunnen og grå prikkede stiplede linjer indikerer posisjonen til monopelen.	78
51	Hydrodynamisk trykkvariasjon for bølge med $H = 0,0749$ m og $T = 1,47$ s. Grå stiplede linjer indikerer posisjonen til den kunstige bunnen og grå prikkede stiplede linjer indikerer posisjonen til monopelen.	79
52	Akselerasjon i hiv for bølge med $H = 0,0749$ m og $T = 1,47$ s.	80
53	Last og overflateheving for $H = 0,0272$ m og $T = 0,58$ s.	80

54	Akselerasjon i hiv for bølge med $H = 0,0272$ m og $T = 0,58$ s.	81
55	Venstre: Målt last mot bratthetsparamteren, ka , for de ulike regulære bølgetilfellene. Grå stiplet linje indikerer toretiske beregninger for bølger med $T = 0,58$ s, mens grå prikket stiplet linje indikerer teoretiske beregninger med $T = 1,47$ s. Høyre: Normalisert last mot bratthetsparameteren. \diamond er $H = 0,0109$ m $T = 0,58$ s, \triangleleft er $H = 0,0163$ m $T = 0,58$ s, \triangleright er $H = 0,0272$ m $T = 0,58$ s, \blacklozenge er $H = 0,0749$ m $T = 1,47$ s, \blacktriangleleft er $H = 0,1124$ m $T = 1,47$ s og \blacktriangleright er $H = 0,1873$ m $T = 1,47$ s.	82
56	Overflateheving og målt last for bølge med $H_s = 0,0326$ m og $T_p = 1,55$ s.	83
57	Overflateheving og målt akselerasjon i hiv for bølge med $H_s = 0,0326$ m og $T_p = 1,55$ s.	84
58	Overflateheving og målt akselerasjon i hiv for bølge med $H_s = 0,0326$ m og $T_p = 2,2$ s.	84
59	Teoretisk (svart linje) og eksperimentell last (grå linje) for bølge med $H_s = 0,0326$ m. $T_p = 1,55$ s er til venstre og $T_p = 2,2$ s til høyre.	86
60	Teoretisk (svart linje) og eksperimentell last (grå linje) for bølge med $H_s = 0,0435$ m. $T_p = 1,55$ s er til venstre og $T_p = 2,2$ s til høyre.	86
61	Teoretisk (svart linje) og eksperimentell last (grå linje) for bølge med $H_s = 0,0652$ m. $T_p = 1,55$ s er til venstre og $T_p = 2,2$ s til høyre.	86
62	Tre bølgekjøringer sammenlignet med gjennomsnittet av alle kjøringene for bølgen med $H_s = 0,0326$ m og $T_p = 1,55$ s.	87
63	Utsnitt av fokusamplituden for bølgen med $H_s = 0,0326$ m og $T_p = 1,55$ s hvor de grå linjene er individuelle bølgemålinger og den svarte linjen er gjennomsnittet. . . .	88
64	Venstre: Maksimal målt last mot bratthetsparameteren, ka . Høyre: Normalisert last mot bratthetsparameteren. \circ er $H_s = 0,0326$ m $T_p = 1,55$ s, \square er $H_s = 0,0435$ m $T_p = 1,55$ s, \triangle er $H_s = 0,0652$ m $T_p = 1,55$ s, \bullet er $H_s = 0,0326$ m $T_p = 2,2$ s, \blacksquare er $H_s = 0,0435$ m $T_p = 2,2$ s, \blacktriangle er $H_s = 0,0652$ m $T_p = 2,2$ s.	89

Tabeller

1	Verdier for surf similarity parameter [1]	17
2	Skaleringsfaktorer til Froudeskalering	26
3	Forklaring til oppsett (A), (B) og (C).	41
4	Egenskaper for modellskala og fullskala konstruksjoner.	42
5	Testmatrise for regulære bølger. Alle verdier er oppgitt i modellskala.	45
6	Testmatrise for JONSWAP-fokuserte bølger. Alle verdier er oppgitt i modellskala.	46
7	Oversikt over bølgekalibrering med bølgehøyder, perioder og tilhørende lineære amplifikasjoner stilt inn i Njord-programmet.	47
8	Sammenligning av gjennomsnittlig overflateheving fra regulære bølger målt med bølgehøydemålere plassert midt på kunstig bunn og før kunstig bunn.	60
9	Sammenligning av frekvenser og dempning for innsvingningsforsøkene utført før og etter bølgekjøringene.	66
10	Sammenligning av resultater fra eksperiment, GeniE og absolutt- og relative Morrisonberegninger i MATLAB.	70
11	Lokale perioder og bølgelengder for alle de fokuserte bølgetilfellene.	85
12	Målte maksimum amplituder for tre bølgekjøringen av bølgen med $H_s = 0,0326$ m og $T_p = 1,55$ s med avvik fra gjennomsnittlig amplitude.	87

Nomenklatur

Symbol	Forklaring
a	Bølgeamplitude
A	Horisontal partikkelhalvakse
A_C	Amplituden til bølgetoppen ved en Stokesbølge
A_T	Amplituden til bølgedalen ved en Stokesbølge
B	Vertikal partikkelhalvakse
c	Dempningskoeffisient
C_b	Bølg hastighet nær brytningspunktet
C_D	Dragkoeffisient
C_g	Gruppehastighet
C_m	Massekoeffisient
C_s	Slammingkoeffisient
D	Sylinderdiameter
E	Elastisitetsmodul
f	Frekvens
f_0	Udempet frekvens
f_d	Dempet frekvens
f_s	Skvulpefrekvens
F	Kraft
F_D	Dragkraft
F_M	Massekraft
F_r	Froudetallet
F_s	Slammingkraft
g	Tyngdeakselerasjon
h	Vanndybde
H	Bølgehøyde
H_b	Bølgehøyde ved brytningspunktet
H_s	Signifikant bølgehøyde
I	Annet arealmoment

J	Trehetsmoment
k	Bølgetallet
ka	Bratthetsparameter
k_L	Lineær fjærstivhet
K_s	Oppbyggingskoeffisient
L	Lengde
m	Masse
M	Moment
m_a	Tilleggsmasse
P_{dyn}	Hydrodynamisk trykk
R	Sylinderradius
R_g	Gyrasjonsradius
$S(f)$	Bølgespekter
t	Tid
t_{foc}	Fokuspunkt i tid
T	Bølgeperiode
T_p	Topperiode
u	Horisontal partikkelhastighet
\dot{u}	Horisontal partikkelakselerasjon
w	Vertikal partikkelhastighet
\dot{w}	Vertikal partikkelakselerasjon
x	Posisjon
x_{foc}	Fokuspunkt i rom
\dot{x}	Hastighet
\ddot{x}	Akselerasjon i x-retning
\ddot{y}	Akselerasjon i y-retning

Symbol	Forklaring
γ	Toppheitsparamter
γ_b	Brytende bølgeindeks
ζ	Overflateheving
ζ_a	Bølgeamplitude
κ	Rotasjonsstivhet
λ	Bølgelengde
Λ	Skaleringsfaktor
ξ_b	Surf similarity parameter
ρ	Tetthet
σ_a	Spektral breddeparameter
σ_b	Spektral breddeparameter
ϕ	Rotasjonsvinkel
φ	Bølgefase

1 Introduksjon

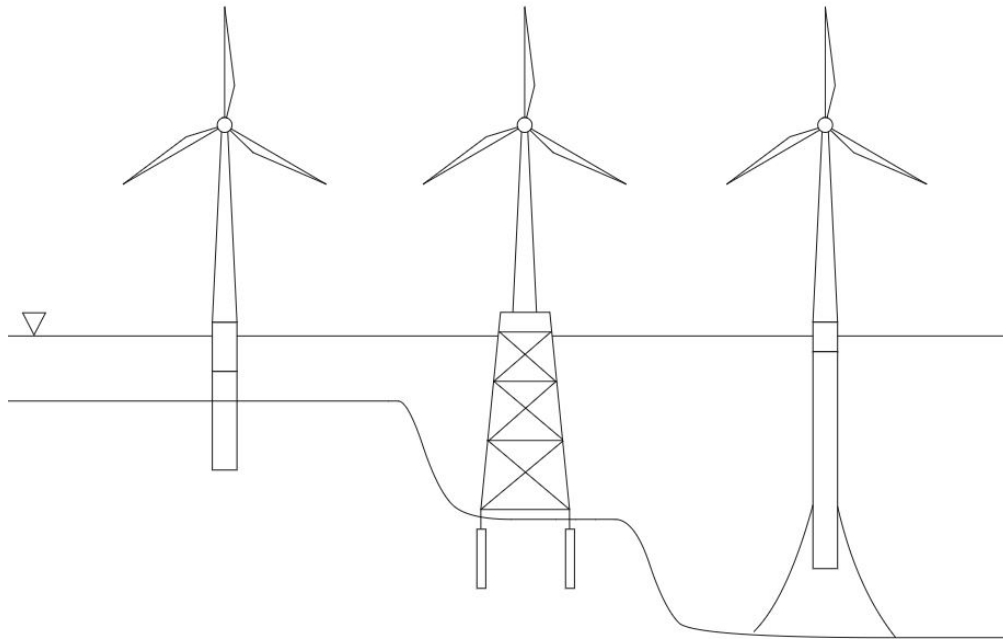
Verdens energibehov øker stadig, og de tradisjonelle energikildene som olje og gass spiller fremdeles en stor rolle i dagens samfunn. Disse energikildene er som kjent knyttet til en rekke problemer i form av klimautslipp og forurensing. For å kunne øke produksjonen i takt med verdensbehovet, samt å følge Parisavtalen og FNs bærekraftsmål [7] om å stoppe klimaendringene innen 2030, blir det mer og mer fokus på utnyttelse av fornybare energikilder som sol-, vann- og vindkraft. DNV GLs energianalyse fra 2018 [8] spår at innen 2050 vil halvparten av energien som brukes komme fra fornybare energikilder. Sol- og vindkraft som i dag står for cirka én prosent av verdens energibehov er spådd til å stå for henholdsvis 12 og 15 prosent i år 2050.

Vindkraft har hatt en stor økning i installert kapasitet i løpet av de siste årene, spesielt i Europa, og det forskes på både landbasert og offshore vindkraft. Det er en rekke fordeler ved å plassere vindturbinene offshore, som blant annet muligheten til oppskalering av turbinene for økning av produksjon, mer gunstige vindforhold og muligheten for utbygging av store vindparker. Vindturbinene som plasseres offshore har ulike alternativer for fundamentering i havbunnen, hvor det skilles mellom to hovedkategorier; flytende og bunnfast. De flytende vindturbinene består hovedsakelig av tre typer fundament som er inspirert av olje- og gassteknologien. Bunnfaste vindturbiner kan deles inn i tre underkategorier kalt monopel, tripod og jacket.

De ulike typene fundamenter er laget for ulike havdybder og bunnforhold, hvorav tre typer fundamenter er illustrert i Figur 1 med økende havdybde. Det mest brukte fundamentet for offshore vindturbiner er monopelfundamentet [9] som er skissert til venstre i figuren og brukes typisk på havdybder mellom 20 og 40 meter. Blant annet fordi turbindingens øker er det ønskelig å studere effekten av strømmingen rundt monopelen. En kjent effekt av strømmingen rundt en sylinder kalles hestekovirvler (eng: horseshoe vortex), hvor sediment rundt basen av monopelen kan bli skuret bort på grunn av tidevannsstrøm. Dette fører blant annet til at stivheten til sylinderen blir svekket, men det kan forhindres ved å bruke en spesiell beskyttelse rundt basen til sylinderen. En mindre kjent effekt av bølgebevegelsene er effekten av topografien til havbunnen i grunt vann og hvordan denne påvirker bølgekinematikken rundt monopelstrukturen.

Formålet med dette prosjektet er å studere kinematikken til bølgepartikler eksperimentelt for å få en

bedre forståelse av strømmingen ved ikke-brytende og brytende bølger, samt å studere bølgestene en monopelstruktur blir utsatt for. Slike typer eksperiment blir typisk utført i gruntvannstanker eller i bølgetanker hvor tankbunnen har slakk helling. Dette er ikke tilfelle i MarinLab ved Høgskulen på Vestlandet, da dette er en dyptvannstank. På grunnlag av dette skal det også designes og konstrueres et eksperimentelt oppsett bestående av en monopelkonstruksjon og en kunstig bunn for å representere havbunnen ved grunt vann. Et av formålene blir også dermed å kunne undersøke om det er mulig å utføre gruntvannsforsøk i en dyptvannstank ved et slikt forenklet eksperimentelt oppsett.



Figur 1: Eksempler på ulike typer fundamenter til offshore vindturbiner hvor en monopel er skissert til venstre, en jacket i midten og en flytende spar til høyre.

1.1 Synopsis

En oversikt over hva de ulike kapitlene i rapporten inneholder er som følger:

- Kapittel 2 presenterer relevant bølgeteori som fokuserer på lineær teori, hvordan denne teorien kan benyttes for å lage fokuserte bølger og hvordan beregninger for bølgestene på konstruksjoner utføres.

- Kapittel 3 består av et litteraturstudie hvor det gis en kort oversikt over et utvalg relevante tidligere forskningsartikler.
- Kapittel 4 presenterer designprosessen som ble utført ved design og konstruksjon av det eksperimentelle oppsettet, hvor blant annet ulike designideer blir gjennomgått. Dette kapitlet fokuserer også på skaleringslover og beregninger av stivheten til monopolkonstruksjoner.
- Kapittel 5 dokumenterer hvordan den eksperimentelle testingen ble utført, gjennomgang av instrumentering og valg av bølger til testing. I tillegg til dette blir det presentert hvilke metoder og modeller som benyttes for verifisering av resultatene.
- Kapittel 6 består av resultatene fra de eksperimentelle forsøkene og diskusjoner rundt dette. Her blir de eksperimentelle resultatene sammenlignet med teoretiske beregninger gjennom flere ulike teoretiske modeller, og det blir gjennomgått hvilken påvirkning den kunstige bunnen har på målingene.
- Til slutt vil konklusjoner og forslag til videre arbeid presenteres i Kapittel 7 og 8.

2 Bølgeteori

Alle konstruksjoner som installeres offshore vil bli påvirket av bølgelaster. For å få en forståelse av bølgekinematikken rundt en konstruksjon og hvilke laster den blir utsatt for må ulike bølgeteorier undersøkes.

2.1 Lineær bølgeteori

Den enkleste bølgeteorien kalles lineær bølgeteori, og kan betrakte bølger hvor bølgehøyden er mye mindre enn bølgelengden og havdybden [6, 1]. For å uttrykke sammenhenger som beskriver oppførselen av bølgen må følgende antagelser tas:

- Fluidet er homogent og inkompressibelt, dvs $\rho = \text{konstant}$
- Fluidet er ikke-viskøst
- Bølgelengden er lang nok til at overflatespenningseffektene kan neglisjeres
- Corioliseffekten kan neglisjeres
- Trykket rett over vannflaten er konstant over tid
- Havbunnen er horisontal og den vertikale hastighetskomponenten til fluidet er null ved havbunnen
- Bølgehøyden er veldig liten i forhold til bølgelengden, dvs $H/\lambda \ll 1$
- Bølgen er langkammet og bølgeformen er uniform langs kammen

En regulær lineær bølge er illustrert i Figur 2 og kan beskrives som en bølge som forplanter seg med fast form, har en bestemt bølgelengde, -periode og -høyde. Overflatehevingen til en regulær bølge som beveges langs positiv x -retning kan uttrykkes ved:

$$\zeta(t) = \zeta_a \sin(\omega t - kx) \quad (2.1)$$

hvor ζ_a er bølgeamplituden, som for regulære bølger er halvparten av bølgehøyden, ωt er den tidsavhengige delen av fasen til bølgen og k er bølgetallet som defineres ved $k = 2\pi/\lambda$ og representerer antall bølgelengder per lengdeenhet multiplisert med 2π . Bølgelengden til en regulær bølge ved endelig vanndyp uttrykkes ved:

$$\lambda = \frac{g}{2\pi} T^2 \tanh \frac{2\pi h}{\lambda} \quad (2.2)$$

hvor g er tyngdeakselerasjonen, T er bølgeperioden og h er vanndybden. For å kunne beskrive strømningsfeltet benyttes skalarfunksjonen kalt hastighetspotensialet, ϕ , hvor gradienten av denne skalaren definerer hastighetsfeltet. Hastighetspotensialet for en regulær bølge hvor de nevnte antagelsene er tatt, kan defineres i tid og rom ved følgende uttrykk for en regulær bølge:

$$\phi = \frac{\zeta_a g}{\omega} \frac{\cosh(k(h+z))}{\cosh kh} \cos(\omega t - kx) \quad (2.3)$$

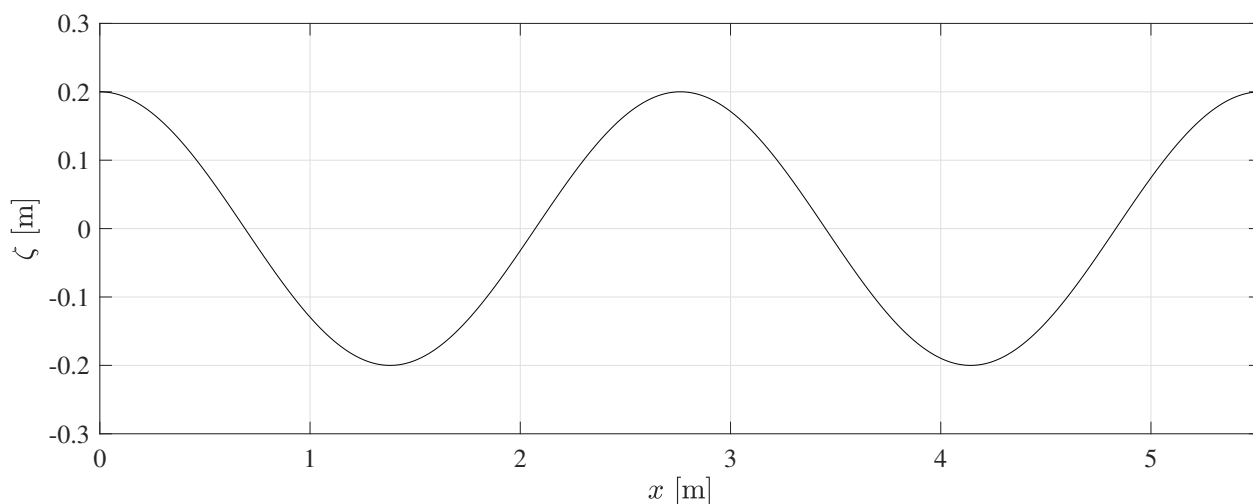
hvor z er elevasjonen hvor positiv retning er oppover fra stille vannstand og x er avstanden fra xy -planet. Fra hastighetspotensialet kan partikkelhastighetene til en vannpartikkel i en regulær bølge uttrykkes, og gis i x - og z -retning ved:

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial x} = \omega \zeta_a \frac{\cosh(k(h+z))}{\sinh(kh)} \sin(\omega t - kx) \quad (2.4)$$

$$w = \frac{\partial \phi}{\partial z} = \omega \zeta_a \frac{\sinh(k(h+z))}{\sinh(kh)} \cos(\omega t - kx) \quad (2.5)$$

Bølgéhastigheten (eng: wave celerity) kan uttrykkes ved antall bølgelengder per periode $C = \lambda/T$. En annen hastighet som benyttes for å beskrive bølger er gruppehastigheten, C_g , som kan defineres som hastigheten til transporten av energi i bølgen. Gruppehastigheten ved endelig vanndyp og en konstant dybde kan uttrykkes ved:

$$C_g = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \right] \sqrt{\frac{g}{k} \tanh(kh)} \quad (2.6)$$



Figur 2: Regulær lineær bølge

2.1.1 Partikkelbevegelse

For å få en forståelse av hvor dypt bølgebevegelsen til bølgene går, kan partikkelbevegelsen studeres. Partikkelposisjonen, relativt til posisjonen (x, z) i stille vann, kan defineres ved integrasjon av partikkelhastighetene som ble uttrykt i Ligning (2.4) og (2.5). Disse integrasjonene er gitt ved:

$$X(t; x, z) - x = \int_0^t u \, dt \quad (2.7)$$

$$Z(t; x, z) - z = \int_0^t w \, dt \quad (2.8)$$

Ved å videre integrere og kombinere uttrykkene resulteres det i følgende forhold:

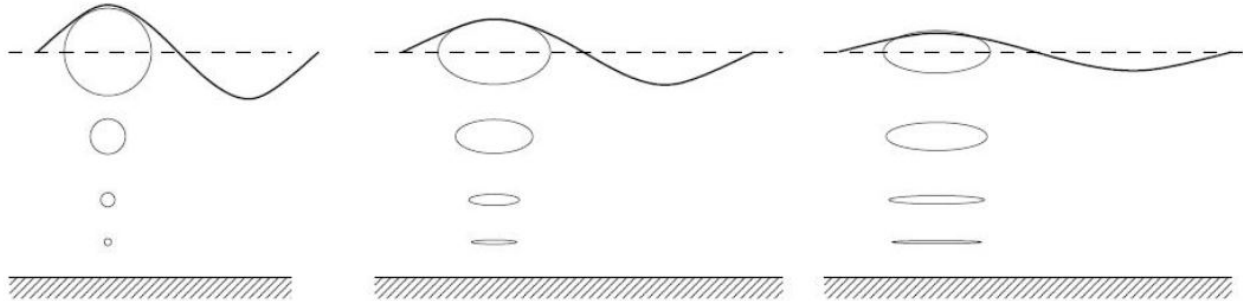
$$\left(\frac{X - x}{A}\right)^2 + \left(\frac{Z - z}{B}\right)^2 = 1 \quad (2.9)$$

hvor A og B er gitt ved:

$$A = \frac{H}{2} \frac{gk \cosh[k(h+z)]}{\omega \sinh kh} \quad (2.10)$$

$$B = \frac{H}{2} \frac{gk}{\omega} \frac{\sinh[k(h+z)]}{\sinh kh} \quad (2.11)$$

Dette viser at dermed at partiklene beveges seg i ellipseform sentrert rundt posisjonen (x, z) med horisontal halvakse A og vertikal halvakse B . Formen til ellipsen ved ulike dybder er illustrert i Figur 3. Ved dypt vann vil A og B være av lik størrelse, mens ved endelig vanndyp og grunt vann vil A være større enn B .



Figur 3: Partikkelbevegelse i dypt-, endelig- og grunt vann [1].

2.2 Andreordens bølgeteori

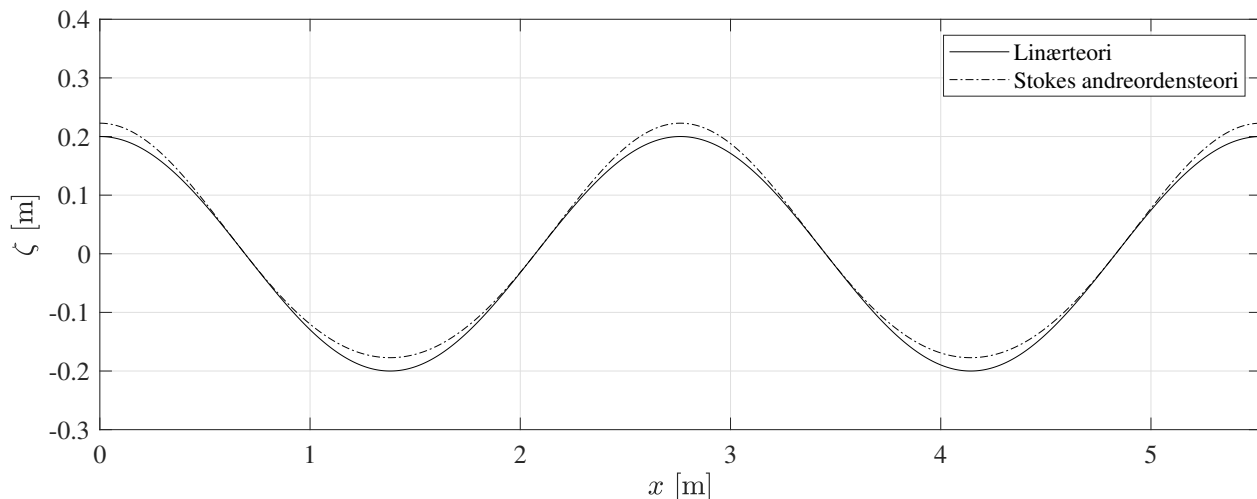
Som nevnt i Kapittel 2.1 er lineær teori anvendbar for bølger hvor bølgelengden er mye større enn bølgehøyden. For større bølger med mer fremtredende ikke-lineariteter vil det være fordelaktig å benytte seg av bølgeteorier av høyere orden. En av disse kalles Stokes andreordensteori [10], og er en ekspansjon av overflatehevingen av den lineære bølgehøyden, H . Bølgeprofilen til en regulær andreordens Stokesbølge er gitt ved [6]:

$$\zeta(x, t) = \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t) + \frac{\pi H^2}{8\lambda} \frac{\cosh(kh)}{\sinh^3(kh)} (2 + \cosh^2(kh)) \cos^2(kx - \omega t) \quad (2.12)$$

Ved å sammenligne formen på en Stokesbølge med en regulær bølge fra lineær teori kan det observeres at en Stokesbølge har ikke-lineariteter som høyere bølgetopper og grunnere bølgedaler, som vist i Figur 4. Det kan også observeres at Stokesbølgen har bredere bølgedaler og spissere bølgetopper. Denne asymmetriske profilen i dypt vann kan videre beskrives ved ligninger for å definere amplitudene i bølgetoppen og -dalen, A_C og A_T :

$$A_C = \zeta(kx - \omega t = 0) = \frac{H}{2} \left(1 + \frac{\pi H}{2\lambda} \right) \quad (2.13)$$

$$A_T = |\zeta(kx - \omega t = \pi)| = \frac{H}{2} \left(1 - \frac{\pi H}{2\lambda} \right) \quad (2.14)$$



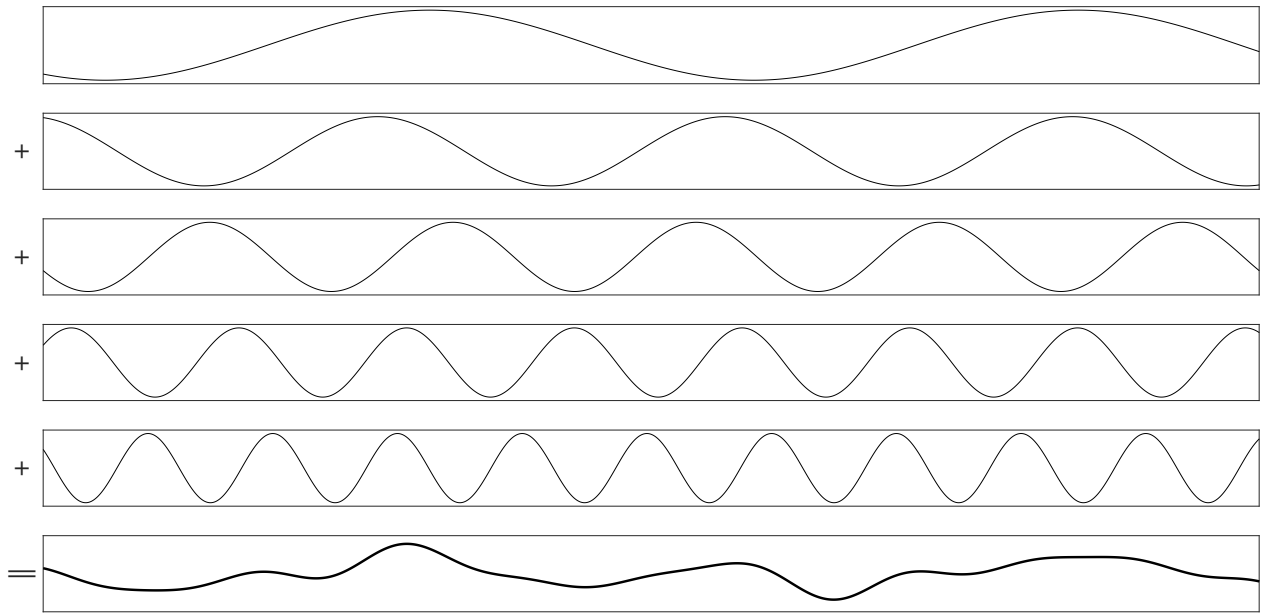
Figur 4: Sammenligning av overflateheving ved lineær- og andreordensteori.

Implementering av bølgeteori av høyere orden vil gi en mer nøyaktig beskrivelse av overflatehevingen og kinematikken til bølgen som studeres. Et eksempel på en annen bølgeteori av høyere orden er Fentons femteordensteori [11] som er en utvidelse av Stokes andreordensteori for å kunne beskrive enda mer av ikke-linearitetene som oppstår ved høye bølger. Kinematikkmodellene som er nevnt hittil betrakter kun bølgen opp til stille vannstands nivå. Det er mulig å ekstrapolere bølgekinematikken til bølgetoppen ved bruk av for eksempel Wheeler-strekking (eng: Wheeler stretching). Denne metoden flytter kinematikken fra stille vannstand ved $z=0$ fra lineær teori til den faktiske vannoverflaten i bølgen ved $z=\zeta$. Dette er en ikke-lineær utvidelse av lineær bølgeteori, og den vertikale koordinaten er utvidet ved følgende uttrykk [6]:

$$z = \frac{z_s - \zeta}{1 + \zeta/h} \quad -h < z < 0 \quad -d < z_s < \zeta \quad (2.15)$$

2.3 Irregulære bølger

Både lineær- og andreordens bølgeteori beskriver en enkel regulær bølge, mens i virkeligheten er sjøtilstanden veldig irregulær. En irregulær sjøtilstand er mer kaotisk og tilfeldig da den består av bølgekomponenter med forskjellige amplituder, faser, frekvenser og retninger. Irregulære bølger kan derimot betraktes som en superposisjon av flere enkle, regulære bølgekomponenter med egne amplituder, lengder, perioder og frekvenser som vist i Figur 5 hvor fem regulære bølger er summert og gir den irregulære sjøtilstanden nederst i figuren.



Figur 5: Illustrasjon av hvordan flere regulære bølger kan summeres til en irregulær bølge [2]

Overflatehevingen på et punkt til en gitt tid kan beskrives matematisk ved påfølgende formel, hvor N er et stort antall regulære bølger med amplitude, a_n , frekvens, ω_n , og fase, φ_n [12]:

$$\zeta(x, t) = \sum_{n=1}^N a_n \cos(k_n x - \omega_n t + \varphi_n) \quad (2.16)$$

Ettersom tettheten til væsken og tyngdeakselerasjonen er konstante verdier blir halvparten av den kvadrerte bølgeamplituden et mål for energimengden. For bølgekomponent n kan energien per areal-enhet for lineære bølger uttrykkes ved:

$$E_n = \frac{1}{2} \rho g a_n^2 \quad (2.17)$$

Videre kan den totale energimengden i en sjøtilstand beskrives som summeringen av N -antall komponenter uttrykkes ved:

$$\frac{E}{\rho g} = \sum_{n=1}^N \frac{1}{2} a_n^2(f_n) \quad (2.18)$$

Hvor $a_n^2(f_n)$ er amplituden til en lineær bølgekomponent med frekvens f_n . Bølgespekteret, $S(f)$, til en kortvarig sjøtilstand kan dermed defineres som at arealet innenfor et frekvensintervall, Δf , er lik energien til alle komponentene innenfor dette intervallet. Den totale energien kan dermed uttrykkes ved følgende uttrykk:

$$\frac{E}{\rho g} = \sum_{n=1}^N \frac{1}{2} a_n^2 = \sum_{n=1}^N S(f_n) \Delta f \quad (2.19)$$

Forholdet mellom amplituden for bølgekomponent n og spektralenergien kan videre uttrykkes ved:

$$a_n = \sqrt{2S(f_n)\Delta f} \quad (2.20)$$

Hvilket bølgespekter som benyttes for å beskrive en sjøtilstand avhenger av den geografiske lokasjonen med lokal batymetri og hvor alvorlighetsgraden av sjøtilstanden [6]. En sjøtilstand kan beskrives ved flere parametere som signifikant bølgehøyde, H_s , og topperiode (eng: peak period), T_p . Den signifikante bølgehøyden er definert som den gjennomsnittlige bølgehøyden av de en tredjedels høyeste bølgene i et aktuelt tidsrom, ofte også kalt $H_{1/3}$. Topperioden bestemmes av den inverse frekvensen hvor energien har sin maksimale verdi i spekteret.

Det finnes forskjellige standardiserte bølgespekter som representerer gjennomsnittlige spekter for ulike havområder, hvorav Pierson-Moskowitz og JONSWAP-spekteret (Joint North Sea Wave Project) er mye brukt for vindgenerert sjø. Pierson-Moskowitz-spekteret beskriver fullt utviklede vindgenererte sjøtilstander, mens JONSWAP-spekteret beskriver sjøtilstandene i utvikling. Begge spekterene

beskriver vindgenerte sjøtilstander i ekstreme forhold. I dette prosjektet vil det være JONSWAP-spekteret som benyttes og dette defineres ved følgende uttrykk [6]:

$$S(f) = A_\gamma \frac{5}{16} H_s^2 f_p^4 f^{-5} \exp\left(-\frac{5}{4} \left(\frac{f}{f_p}\right)^{-4}\right) \gamma^{\exp(-\frac{1}{2}(\frac{f-f_p}{\sigma f_p})^2)} \quad (2.21)$$

hvor γ er topphetsparameteren som settes lik 3,3 for JONSWAP-spekteret, σ er spektralbreddeparameteren og A_γ er en normaliseringsfaktor. Videre kan σ og A_γ defineres ved:

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_a = 0,07 & \text{for } f \leq f_p \\ \sigma_b = 0,09 & \text{for } f > f_p \end{cases}$$

$$A = (1 - 0,287)\log(\gamma)$$

Når JONSWAP-spekteret er uttrykt ved disse definisjonene kan spekteret til den ønskede sjøtilstanden beregnes ved å definere ønsket signifikant bølgehøyde og topperiode som input til bølgegeneratoren.

2.3.1 Fokuserte bølger

Representasjon av en ekstrem og tilfeldig sjøtilstand som regulær og periodisk simuleres vanligvis i tre-timersintervaller. Disse simuleringene inkluderer alle de tilfeldige, spektrale og retningsbestemte bølgene, som gjør til at det er mulig å beregne responsen til konstruksjonen. En annen bølge teori kalt NewWave-teorien [13] bruker en sannsynlighetsanalyse for å beregne den maksimale mulige overflatehevingen i en tre-timers sjø rundt en bølgekam. Dette gir en enkel modell for å kunne studere bølgekinematikken under ekstreme forhold.

Fokuserte bølger kan sammenlignes med irregulær sjø, men til forskjell har de fokuserte bølgene ikke delen med tilfeldig fase som beskrevet i forrige delkapittel. Bølge teorien utviklet av Tromans et al. [13] får alle de regulære bølgekomponentene til en sjøtilstand til å komme i samme fase i et ønsket tidspunkt i tid og rom, videre kalt fokuspunkt, hvor bølgen vil få sin maksimale amplitude. Overflatehevingen, ζ , til en fokusert bølgegruppe kan beskrives som en summering av frekvenskom-

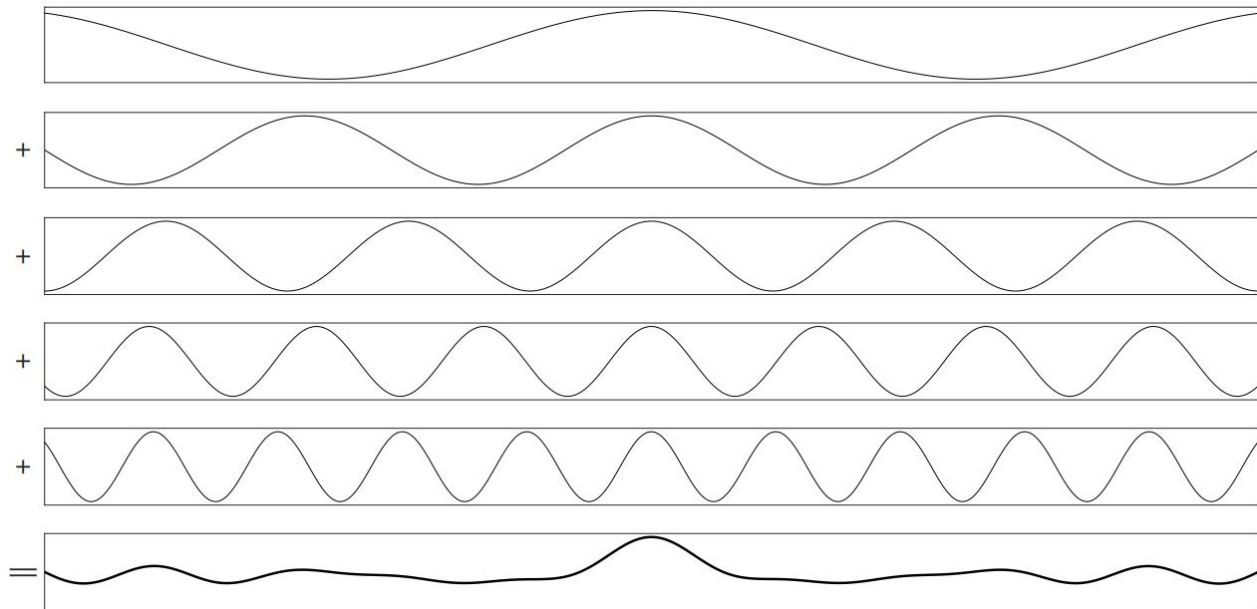
ponenter:

$$\zeta(x, y, t) = \sum_n a_n \cos(k_n x \cos \theta_n + k_n y \sin \theta_n - \omega_n t + \varphi_n) \quad (2.22)$$

hvor x og y er koordinater på planet til gjennomsnittlig havnivå og t er tid. I fokuspunktet vil alle bølgekomponentene nå et lokalt maksimum som skaper den maksimale amplituden som kan uttrykkes ved [14]:

$$A_{max} = \zeta(x = x_{foc}, t = t_{foc}) = \sum_{n=1}^N a_n \quad (2.23)$$

For å illustrere hvordan en fokusert bølge er bygget opp benyttes de samme bølgekomponentene som ved Figur 5, men med alle komponentene satt i fase, som vist i Figur 6. Fra denne figuren kan det enkelt observeres at sjøtilstanden har en tydelig lokal maksimum amplitude i fokuspunktet. De fokuserte bølgene kan i likhet med irregulære bølger benytte seg av for eksempel JONSWAP-spekteret for å få informasjon om energifordelingen i sjøtilstanden.



Figur 6: Illustrasjon av hvordan flere regulære bølger kan summeres til en fokusert bølge [2].

Fordeler ved å benytte seg av fokuserte bølger i eksperimentelle forsøk er blant annet at det blir kortere simuleringstid til sammenligning med tre-timers sjøtilstander, det muliggjør generering av brytende bølger uten dybdeindusert bryting og at bølgegeneratoren vil generere små bølgekomponenter istedenfor å presse bølgegeneratoren til grensene for maks amplitude.

2.4 Bølgelaster på slanke konstruksjoner

Beregning av bølgelaster på en slank konstruksjon baseres på antagelsen om at diameteren, D , er liten i forhold til bølgelengden, λ , og partikkelbevegelsen ved konstruksjonen kan beskrives enten ved lineær eller ikke-lineær bølge teori. Kraftene som fungerer på konstruksjonen beskrives ved masse- og dragkrefter.

2.4.1 Morisons ligning

Utrekningen av totalkraften på en slank konstruksjon kan beregnes ved å benytte seg av Morisons ligning [15], som er en summering av masse- og dragkreftene, F_M og F_D , som virker på en sylinder:

$$F = F_M + F_D \quad (2.24)$$

hvor den horisontale kraften, dF , på en stripe ved lengde dz , kan beregnes ved:

$$dF = \rho C_m \dot{u} dV + \frac{1}{2} C_d u |u| dA = dF_M + dF_D \quad (2.25)$$

hvor ρ er vannets tetthet, C_m er massekoeffisienten, \dot{u} er vannpartiklenes akselerasjon, C_d er dragkoeffisienten og u er vannpartiklenes hastighet.

Dersom konstruksjonen er stor i forhold til bølgelengden vil ikke Morisons ligning lengre være anvendbar. Grunnen til dette er at diffraksjonseffektene som oppstår når bølgen treffer sylindren ikke lengre vil være neglisjerbare. Diffraksjonseffekter kan forklares ved at når bølger treffer en hindring, som i dette tilfellet vil være en konstruksjon, vil bølgene endre retning og bøyes rundt konstruksjonen. For å ta høyde for disse diffraksjonskreftene kan massekoeffisienten i Morisons ligning for

syndriske konstruksjoner korrigeres ved hjelp av MacCamy-Fuchs diffraksjon:

$$C_M = \frac{4}{\pi(kR)^2\sqrt{A_1}} \quad (2.26)$$

$$A_1(kR) = J_1'^2(kR) + Y_1'^2(kR) \quad (2.27)$$

Hvor J_m og Y_m er Besselfunksjoner av første og andre type, og R er sylinders radius.

Morisons ligning som forklart til dette punktet baseres på antagelsen om at konstruksjonen er stiv. Når konstruksjonen er fleksibel og beveger seg som følge av bølgekinematikken kan Morisons ligning modifiseres til en relativ form som tar hensyn til den relative bevegelsen til konstruksjonen. Kraften på en sylinder i bevegelse kan dermed uttrykkes ved [16]:

$$dF = \frac{1}{2}\rho C_D D dz(u - \dot{x})|u - \dot{x}| + \rho C_M \frac{\pi D^2}{4} dz \dot{u} - \rho(C_M - 1) \frac{\pi D^2}{4} dz \ddot{x} \quad (2.28)$$

Hvor \dot{x} og \ddot{x} er den horisontale hastigheten og akselerasjonen til konstruksjonen. Det må også bemerkes at masse- og dragkoeffisientene, C_M og C_D , kan være forskjellig fra tidligere [16].

2.5 Brytende bølger

Bølger kan bryte av ulike grunner, et eksempel på dette er når en gruntvannsbølge beveger seg langs en havbunn med helling vil bølgehøyden øke, lengden reduseres og profilen vil bli brattere, asymmetrisk, ustabil og til slutt knekke sammen. For å kunne studere slike bølger må teorien rundt brytende bølger studeres nærmere.

2.5.1 Modifikasjon av bølger grunnet batymetri

Bølgetransformasjon beskriver oppførselen til en bølge som forplanter seg inn mot en strandlinje. Når vanddybden endres vil flere endringer oppstå, som endring i høyde, retning og lengde. Ved forutsetningen om at variasjonen av vanddypet endres sakte, kan likevill bølgeteorier for konstant

vanndybde brukes for å forutse bølgeegenskapene. Perioden holdes konstant, mens fasehastigheten og bølgelengden minkes, og bølgehøyden og brattheten øker.

En av disse effektene kalles oppbygging (eng: shoaling). Oppbygging oppstår ved at bølger som forplanter seg innover grunnere vann, eksempelvis en strandlinje, vil endringen i dybde føre til økende bølgehøyde. Dette er grunnet at gruppehastigheten endres ved endring i vanndybde. Oppbyggingskoeffisienten, K_s , kan uttrykkes ved endringen i bølgehøyden:

$$K_s = \frac{H}{H_1} \quad (2.29)$$

Hvor H er bølgehøyden ved den gitte lokasjonen og H_1 er bølgehøyden i dypt vann. En annen effekt kalles refraksjon, hvor fasehastigheten varierer som en funksjon av vandypet. Bølgen vil på grunn av dette få en annen vinkel enn normalt, og dybden vil variere langs bølgekammen på lik måte som fasehastigheten. Dybdekonturene er rette linjer som er parallelle med strandlinjen, og ved refleksjon vil bølgekammen innrette seg etter disse konturene og dermed også bli parallelle med strandlinjen [1, 6].

2.5.2 Klassifisering av brytende bølger

Oppbygging fører som nevnt til økende bølgehøyde og vil i teorien bli uendelig høy ved veldig grunt vann. Dette vil ikke være tilfelle i praksis, da bølgen vil bli ustabil og bryte ved en viss dybde. Bølgebrytning kan relateres til partikkelhastighet og bølgehastighet. Den maksimale bølgehøyden, H_b , som er høyden hvor bølgen bryter er gitt ved [6]:

$$\frac{H_b}{\lambda} = 0,142 \tanh \frac{2\pi h}{\lambda} \quad (2.30)$$

Hvor bølgen bryter er relatert til hvor bratt bølgen er, og ved dypt vann vil brytning oppstå når forholdet mellom bølgehøyde og -lengde er høyere enn $1/7$. Fra dypt vann frem til punktet hvor bølgen bryter vil oppbygging og refraksjon transformere bølgen.

Brytende bølger deles inn i fire kategorier kalt overløpende- (eng: spilling), stupende- (eng: plunging),

kollapsende- og brusende (eng: surging) bølger:

- **Overløpende bølger** oppstår vanligvis ved forplantning innover en strandlinje med slakk helling. Bølgen vil bli brattere frem til ryggen blir ustabil som fører til turbulent vann som renner nedover bølgesiden.
- **Stupende bølger** oppstår på relativt bratte strender eller ved en brå endring i dybden. Bølgeryggen vil være brattere enn for overløpende bølger og ryggen vil krumme seg over og falle gjennom bølgen.
- **Kollapsende bølger** kan sees på som en kombinasjon av overløpende- og stupende bølger, hvor toppen aldri bryter helt sammen. Mens bunnen blir brattere vil bølgen likevell kollapse, noe som fører til skum.
- **Brusende bølger** oppstår på veldig bratte strender ved bølger med lang periode. Bølgekammen “forsvinner” når bølgen treffer skråningen og det vil oppstå noe skumming.

Hvordan bølgene brytes er altså avhengig av hvor bratt havbunnen og bølgene er. De ulike typene bølger kan kategoriseres ved hjelp av “surf similarity” parameteren gitt ved Ligning (2.31) [1],

$$\xi_b = \frac{\tan \alpha}{\sqrt{\frac{H_b}{\lambda_o}}} \quad (2.31)$$

hvor α er vinkelen til havbunnen, H_b er høyden til den brytende bølgen og λ_o er dyptvanns bølgelengde. Bølgen blir karakterisert fra de ulike verdiene av surf similarity parameteren gitt i Tabell 1.

Tabell 1: Verdier for surf similarity parameter [1]

Bølgetype	Surf similarity
Brusende/Kollapsende	$\xi_b > 3,3$
Stupende	$0,5 < \xi_b < 3,3$
Overløpende	$\xi_b < 0,5$

Den brytende dybdeindeksen (engelsk: breaker depth index) brukes for å definere bølgehøyden ved

brytning og er vanligvis gitt ved Ligning (2.32) hvor h_b er vannedybden ved brytning [17].

$$\gamma_b = \frac{H_b}{h_b} \quad (2.32)$$

Eksperimentelle forsøk har vist at bølger starter å bryte når den brytende dybdeindeksen ligger mellom 0,7 og 1,2 på vinklede helninger.

2.5.3 Slamming

Slamming er en kortvarig impulsivkraft som opptrer når bølgen treffer et hinder som fører til høyt trykk. Dette er et fenomen som kan oppstå ved brytende bølger på en vindturbin. For å kunne beregne den totale bølgelasten som også tar hensyn til slammingkraft må en ekstra kraftkomponent legges til i Morisons ligning:

$$F = F_D + F_M + F_S \quad (2.33)$$

Slammingkraften, F_s , uttrykkes ved:

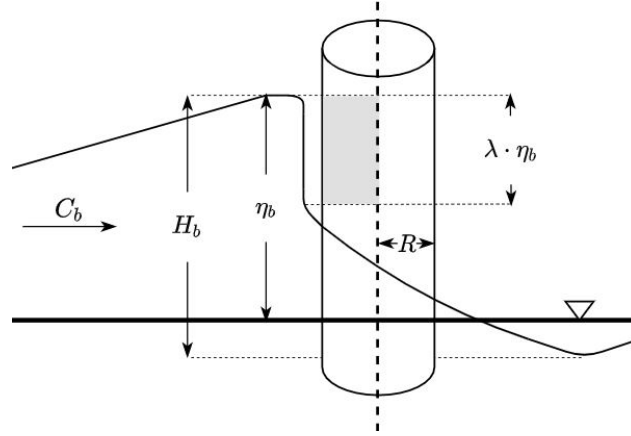
$$F_s = \frac{1}{2} \rho_w C_s D C_b^2 \lambda \eta_b \quad (2.34)$$

hvor C_s er slammingkoeffisienten, C_b er bølgehastigheten nær brytningen, λ vil i dette tilfellet indikere hvor mye av bølgekammen som er aktiv i slammingkraften og η_b er maksimal overflateheving til bølgen ved brytning. Verdien til slammingkoeffisienten har blitt mye forsket på, og den varierer som regel mellom π og 2π fra ulike teorier [3]. Denne påvirkningskraften oppstår på grunn av kollisjonen av den oppreiste bølgefronten med konstruksjonen, som skissert i Figur 7, noe som fører til en endring i fremdriftsmomentet som gir en stor kraft med kort varighet.

En forenklet metode for beregning av slammingkraften er funnet i DNV RP-C205 [6] og er gitt ved følgende uttrykk:

$$F_s = \frac{1}{2} \rho C_s D u^2 \quad (2.35)$$

hvor slammingskoeffisienten C_s typisk settes til å være 5,15 for slanke strukturer [6].



Figur 7: Slammingskraft fra en bølge på en sylinder hvor det grå feltet er området som blir påvirket av slammingskraften [3].

3 Litteraturstudie

Mens det hittil har blitt gitt en oversikt over bølge teori som benyttes for å forstå bølgekinematikk og beregninger på monopelkonstruksjoner, vil det i dette kapitlet gis et innblikk i tidligere forskning som er gjort på området, samt å gi inspirasjon til hvordan det eksperimentelle oppsettet kan designes.

Bachynski et al. [18] skrev i 2017 artikkelen “Experimental and numerical investigations of monopile ringing in irregular finite-depth water waves” hvor ikke-lineære bølgelaster ble studert eksperimentelt og numerisk på en monopelkonstruksjon ved NTNU i Trondheim. Dette prosjektet ble gjort i forbindelse med utviklingen av vindfarmen Dudgeon utenfor Storbritannia, og inkluderer både en stiv modell og en fleksibel modell med en frihetsgrad som brukes til å studere ULS-laster (Ultimate Limit State) på konstruksjonen. Det ble funnet at modellen med én frihetsgrad oppførte seg tilnærmet likt til en fullt fleksibel modell når det gjaldt endringer i egenfrekvens og dempning.

Det eksperimentelle oppsettet som ble brukt i prosjektet til Bachynski bestod av en monopelkonstruksjon koblet til et fjærsystem, og under tankbunnen er konstruksjonen igjen innfestet med en stiv konstruksjon. I disse eksperimentene er det fjærsystemet som sørger for fleksibiliteten i systemet, mens resten er designet som stive deler. Monopelkonstruksjonen som ble benyttet tilsvarte en fullskala monopel med diameter på 6,9 meter, som ble skalert ned med en skala på 48. Det ble utført bølgekjøringer ved to ulike dybder som tilsvarte henholdsvis 19 og 27 meter i fullskala verdier. Flere andre eksempler på eksperimentelle forsøk som studerer ULS-laster på monopeler kan finnes i kildene [19, 20, 21, 22, 23].

En relevant masteroppgave om temaet er skrevet av Joakim Fürst Frimann-Dahl [9] og er kalt “Experimental validation and design review of wave loads on large-diameter monopiles”. Dette prosjektet benytter seg av det samme eksperimentelle oppsettet brukt i artikkelen fra Bachynski, men med ulike dybder som tilsvarer 20,9 og 30 meter i fullskala verdier. Formålet med denne oppgaven var å utforske utfordringer knyttet til ULS-laster fra bølger på monopelfundamenter med stor diameter. Bølgeforholdene i denne oppgaven baseres på vindfarmen Doggerbank, hvor det ble testet åtte forskjellige irregulære sjøtilstander. Målingene som ble gjort inkluderer overflateheving, sylindertoppakselerasjon, skjærkraft og momentrealisasjoner. I tillegg til eksperimentelle forsøk ble det utviklet en MATLAB-modell for beregning av eksitasjonskraften fra enten Morison eller FNV.

Et annet eksempel på hvordan det eksperimentelle designet kan utføres er fra Hildebrandt et al. [24] med artikkelen “Breaking wave kinematics, local pressures, and forces on a tripod support structure” hvor brytende bølgelaster studeres på en tripodstruktur både med fysisk modelltesting og numeriske simuleringer. I denne artikkelen blir modelltestingen utført i stor skala med en skaleringsfaktor på 12. Det påvirkede området på konstruksjonen fra slammingkraften sammenlignes for ulike typer brytende bølgetilfeller og med andre studier om slamming.

Fundamentet som blir forsket på i denne artikkelen er et annet type fundament for en offshore vindturbin, men prinsippet for modelltestingen er det samme. I dette tilfellet er tripodkonstruksjonen montert på en bunn med helling på 1:20, som tilsvarer 2,86 grader. Et eksempel på hvilke dimensjoner dette ville tilsvart i bølgetanken i MarinLab kan gis ved å betrakte en fullskala monopelkonstruksjon med diameter på sju meter ved tretti meters dybde. Ved å nedskalere monopelen til en diameter på 0,25 meter ville rampen i forkant av konstruksjonen hatt en lengde på 23 meter. Ettersom dette vil kreve mye materiell, som det ikke er rom for innenfor de økonomiske rammene, må det finnes en annen løsning.

Stansby et al. [25] med artikkelen “Breaking wave loads on monopiles for offshore wind turbines and estimation of extreme overturning moment” analyserer bølger fra eksperimenter utført av Luck og Benoit [26]. Det blir i denne artikkelen funnet at dybdeinduserte bølger har en betraktelig effekt på lasten på en sylindrisk konstruksjon. Ved re-analyseringen av målingene blir det foreslått at dette er en funksjon av kh som er bølgetallet multiplisert med dybden. Disse eksperimentene betrakter en statisk sylinder, hvor i virkeligheten en monopelkonstruksjon vil ha en dynamisk respons som ikke blir tatt hensyn til.

Arany et al. [27] publiserte artikkelen “Closed form solution of eigen frequency of monopile supported offshore wind turbines in deeper waters incorporating stiffness of substructure and SSI” hvor det er fokus på at en monopelkonstruksjon er dynamisk sensitiv, og at beregningen av egenfrekvensen er en viktig faktor i designprosessen for blant annet å unngå resonans som kan føre til utmatting. Denne artikkelen gjennomgår en forenklet metode å beregne egenfrekvensen til hele systemet, hvor altså selve vindturbinen, overgangsstykket og monopelen er inkludert i beregningene. Først og fremst beregnes egenfrekvensen for en konstruksjon med fastinnspent base, for dermed å undersøke videre fleksibiliteten i havbunnen.

Gjennom litteraturstudiet blir det konkludert med at det benyttes typisk to hovedoppsett for eksperimentell testing i området; testing i gruntvannstanker og testing i bølgetanker hvor konstruksjonen settes på en bunn med slakk helling. Selv om dette er andre forutsetninger enn hva som er i Marin-Lab kan det tas inspirasjon fra disse forsøkene når det eksperimentelle oppsettet skal designes for bruk i en dyptvannstank. En gjennomgang av hvordan dette ble gjort blir gitt i neste kapittel.

4 Designprosess

Målet med designprosessen er å designe en modell som kan benyttes i MarinLab ved HVL og som representerer en fullskala monopel. For at dette skal kunne gjennomføres må to konstruksjoner designes; en kunstig bunn og en monopelstruktur som henholdsvis representerer havbunnen ved grunt vann og den fullskala monopelen. For å sette i gang designprosessen må behovene til konstruksjonen først defineres. Hensikten med å bygge en kunstig bunn er at den skal muliggjøre å kjøre gruntvannsforsøk i en dyptvannsbølgetank og å gi en fornuftig skalering av monopelkonstruksjonen.

Flere behov som stilles er at monopelkonstruksjonen skal representere egenskapene til en fullskala vindturbin i form av fleksibilitet. I tillegg til dette kommer flere selvsagte behov som at konstruksjonen må kunne tåle å stå plassert i bølgetanken over en viss tid, tåle bølbelastene den blir utsatt for og at konstruksjonen må være så enkel og brukervennlig som mulig, slik at endringer og justeringer skal kunne gjøres underveis.

4.1 Skalering

En fysisk modell som skal benyttes til eksperimentelle forsøk skal representere en fullskala modell så godt som mulig, og for å kunne bestemme egenskapene til modellen må skaleringslover benyttes for å oppnå likedannethet. For å oppnå likhet i kreftene til modell- og fullskala må kriteriene for geometrisk-, kinematisk- og dynamisk likhet være oppfylt [28].

Geometrisk likhet gjør til at modellen og fullskala har lik form, og det vil dermed være et forhold mellom lengdene som er gitt ved Ligning (4.1), hvor L_F og L_M er dimensjonene til fullskala og modellen [28].

$$\Lambda = \frac{L_F}{L_M} \quad (4.1)$$

Den kinematiske likheten innebærer at hastighetene i modellskala må korrespondere med hastighetene i fullskala. Dynamisk likhet oppnås ved å ha samme forhold på modellskala og fullskala for de ulike kraftbidragene. Dette gjelder treghetskrefter, viskøse krefter, gravitasjonskrefter, trykkrefter,

elastiske krefter i fluidet og overflatekrefter [28]. Den dynamiske likheten som brukes for treghet- og gravitasjonskrefter gir sammenhengen:

$$\frac{F_i}{F_g} \propto \frac{\rho U^2 L^2}{\rho g L^3} = \frac{U^2}{gL} \quad (4.2)$$

hvor F_i og F_g henholdsvis er treghet- og gravitasjonskrefter. Ved å kombinere dette med modell og fullskala gis følgende forhold:

$$\frac{U_M^2}{gL_M} = \frac{U_F^2}{gL_F} \rightarrow \frac{U_M}{\sqrt{gL_M}} = \frac{U_F}{\sqrt{gL_F}} = F_r \quad (4.3)$$

hvor F_r er Froudetallet. Dette vil si at ved å ha geometrisk likhet, kinematisk likhet og likhet i Froudetallet til modellen og fullskala vil det være likhet mellom treghet- og gravitasjonskrefter. Det er ikke mulig å oppnå likhet i alle de ulike kreftene, eksempelvis vil likhet i viskøse krefter kreve likhet i Reynoldstall, men dette kan ikke oppnås ved bruk av Froudeskalering. Da treghet- og gravitasjonskreftene er dominerende i dette tilfellet velges det å bruke Froudeskalering fra fullskala til modell, som også er standard skaleringsprosedyre for denne type modellforsøk.

Tabell 2: Skaleringsfaktorer til Froudeskalering

Enhet	Benevning	Skaleringsfaktor
Akselerasjon	m/s ²	Λ^0
Areal	m ²	Λ^2
Tetthet	kg/m ³	Λ^0
Kraft	N	Λ^3
Frekvens	s ⁻¹	$\Lambda^{-\frac{1}{2}}$
Lengde	m	Λ^1
Masse	kg	Λ^3
Moment	Nm	Λ^4
Trykk	N/m ²	Λ^1
Hastighet	m/s	$\Lambda^{\frac{1}{2}}$
Tid	s	$\Lambda^{\frac{1}{2}}$

Det må bemerkes at det er utfordrene å skalere ned alle størrelser fra en fullskala modell, som eksempelvis veggtykkelse, ettersom styrken til den fysiske modellen må tas i betraktning. Det må også benyttes deler og rør med veggtykkelser som er standard for å ikke få ekstra kostnader. I tillegg er det også vanligvis brukt ulikt materiale fra en fullskala modell til en fysisk modell som gjør skaleringen av alle faktorer tilnærmet umulig.

4.2 Stivhet

Formen til en offshore vindturbin, som består hovedsaklig av en sylinder og en tung roterende toppmasse, gjør til at strukturen er dynamisk sensitiv. Egenfrekvensen til konstruksjonen er svært nær eksitasjonsfrekvensene grunnet miljø- og mekaniske laster. De viktigste dynamiske lastene som virker på en vindturbin er som følgende [4]:

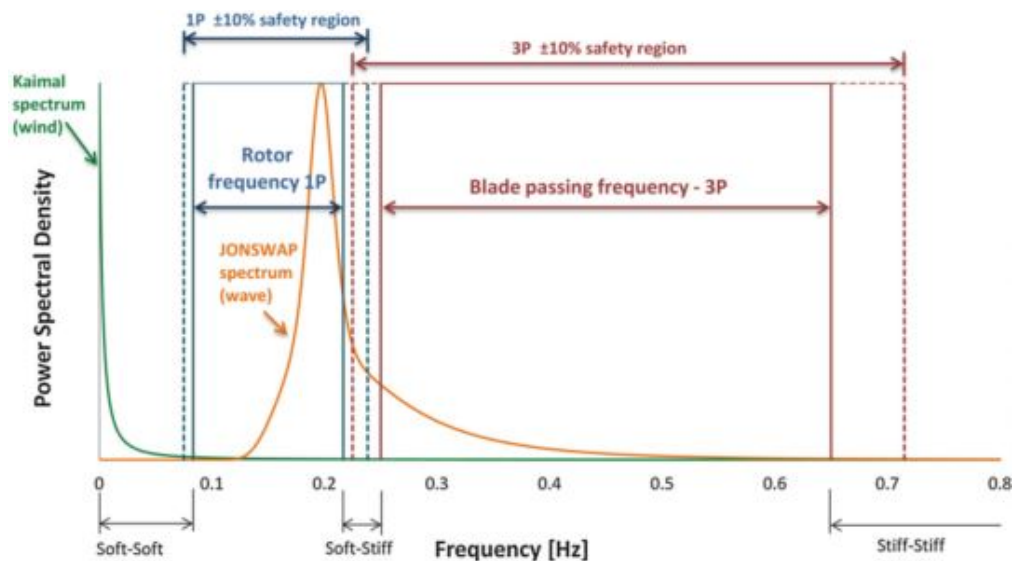
- Lasten som produseres av turbulens i vinden, hvor størrelsen er avhengig av vindhastigheten.
- Lasten som forårsakes av bølger som treffer strukturen, hvor størrelsen er avhengig av bølgehøyde og -periode.
- Lasten som forårsakes av vibrasjoner ved huben på grunn av rotorens masse- og aerodynamiske ubalanse. Frekvensen til denne lasten er lik rotasjonsfrekvensen, som ofte kalles 1P. På grunn av at de industrielle vindturbinene har variabel hastighet er dette et frekvensområde og ikke en gitt frekvens.
- Laster i tårnet på grunn av vibrasjoner som forårsakes av skyggeeffekter på bladet, ofte kalt 2P/3P. Bladene til vindturbinen passerer foran tårnet og forårsaker en skyggeeffekt som produserer vindtap på tårnet. Denne dynamiske lasten har en frekvens som er tre ganger så stor som rotasjonsfrekvensen til turbinen (3P) for trebladede turbiner og to ganger så stor (2P) for tobladede turbiner. Dette vil på samme måte som rotasjonsfrekvensen være et frekvensområde.

Når systemet skal designes er det dermed ønskelig at systemfrekvensen, som gjelder for både selve vindturbinen og fundamentet, ligger utenfor 1P og 3P-frekvensene for å unngå resonans og økende utmattingbelastning. Det deles dermed inn i tre mulige design for systemet:

- Soft-soft design: Den første egenfrekvensen, f_0 , er under 1P-frekvensområdet.

- Soft-stiff design: Den første egenfrekvensen er mellom 1P og 3P-frekvensområdene.
- Stiff-stiff design: Den første egenfrekvensen er høyere enn den øvre grensen for 3P-frekvensområdet.

Figur 8 viser hvordan et typisk frekvensdiagram for en vindturbin kan se ut, hvor de tre ulike design-frekvensområdene er vist. Når det skal velges hvilket design som er ønskelig, kan det være naturlig å tenke at det er tryggest å plassere egenfrekvensen over 3P-frekvensområdet. Dette vil da føre til en veldig stiv konstruksjon som vil medføre høyere material-, transport- og installasjonskostnader [4]. Mykere konstruksjoner vil derfor være ønskelig, og det er i dag mest vanlig å benytte seg av soft-stiff designet.



Figur 8: Et typisk frekvensdiagram for en vindturbin. Dette diagrammet inkluderer vindspekter, bølgespekter og frekvensområdene 1P og 3P [4].

4.3 Kunstig bunn

Når den kunstige bunnen designes er det viktig å tenke på at den må være så brukervennlig og enkel som mulig, for å sikre enkel montering og demontering i bølgetanken. Ettersom bunnen ikke skal installeres permanent er det ønskelig at den tar så lite plass som mulig ved lagring før og etter eksperimentene. På bakgrunn av dette, vekt og i tillegg muligheten for gjenbruk av materiell, benyttes Aluflexprofiler til å bygge den kunstige bunnen. Dette er aluminiumsprofiler som kan bruke egne monteringssett slik at sveising unngås, og det vil dermed være enkelt å demontere.

Ved designet av den kunstige bunnen er det flere begrensninger som må tas høyde for, dette inkluderer både budsjett og fysiske begrensninger i MarinLab. Begrensningene i MarinLab inkluderer at det ikke er kran tilgjengelig, men kun taljer som kan brukes under vognen, så konstruksjonen må være lett nok til å kunne løftes over tankveggen. Høyden over glassveggen til bølgetanken og opp til taket er 0,77 meter, som gir en begrenset høyde til konstruksjonen som skal løftes inn. For å gi en fornuftig skalering i forhold til tankbredden, diameteren og den nedskalerte dybden til monopelkonstruksjonen velges det at det eksperimentelle oppsettet skal lages i skala 1:46, hvor den fullskala havdybden er 30 meter. Dette tilsvarer dermed at dybden hvor monopelkonstruksjonen skal stå er 0,65 meter. Dybden i bølgetanken er 2,2 meter, så det vil tilsi at den kunstige bunnen må være 1,55 meter høy. Det vil dermed ikke være mulig å installere bunnen i tanken i full størrelse, så det må utvikles et system hvor den kan ferdigstilles når den er løftet over glassveggen.

Designet ble bestemt gjennom flere iterasjoner i designprosessen, hvor de ulike alternativene som ikke ble valgt er kort oppsummert under:

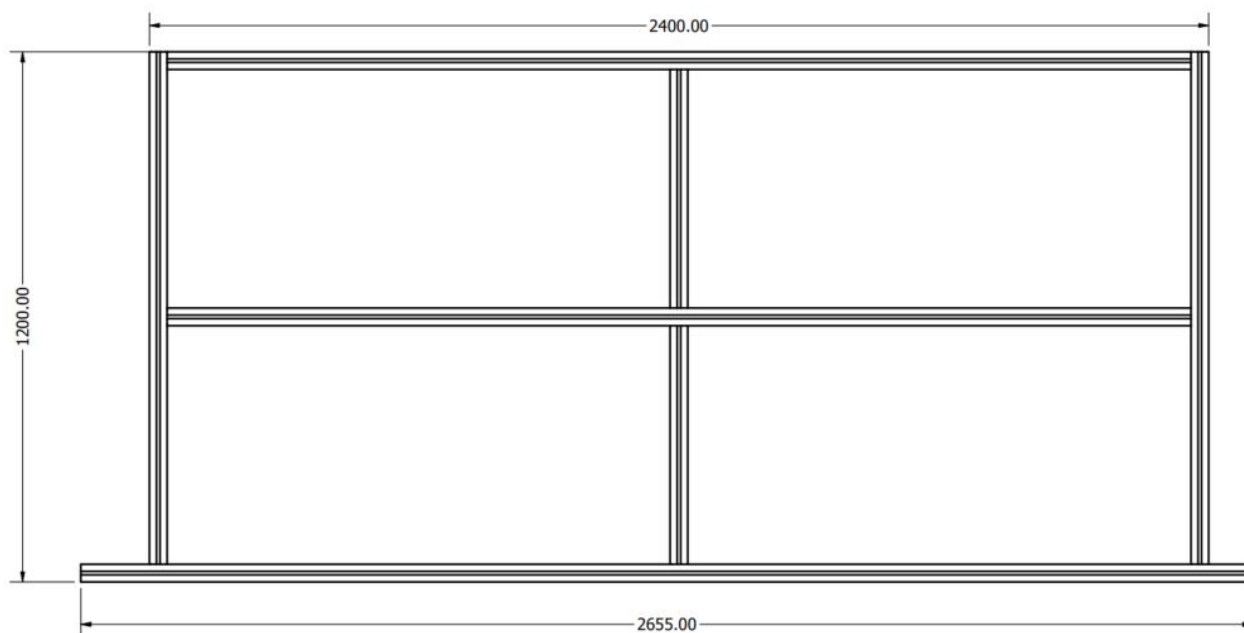
1. Statisk rammeverk kledd med plater – Dette er et simpelt design bestående av et rammeverk dekket med plater, hvor rammeverket består av to moduler i bredden og tre eller flere i lengden. Foran og bak rammeverket kan det plasseres ramper for å fremprovosere bølgebrytning. For å få bølgen til å bryte på riktig sted kan det benyttes enda en justerbar rampe på toppen av rammeverket.
2. Statisk ramme med muligheter for nedfelling – Dette alternativet baseres på det samme som alternativ 1, men med mulighet for å felle ned rammeverket ved hjelp av hengsler slik at det kan være en permanent installasjon i bølgetanken som ligger langs tankbunnen når den ikke er i bruk.
3. Designe og bygge en sakseløfter med heve- og senkefunksjon – For økt brukervennlighet i forhold til de andre alternativene konstrueres dette designet som en sakseløfter hvor høyden blir justerbar, med ramper foran og bak i skinneganger. Dette designet vil også være en permanent installasjon i bølgetanken, hvor den kan klappes helt sammen langs tankbunnen når den ikke er i bruk.
4. Modifisering av sakseløfter fra forhandler – Dette alternativet bygger videre på alternativ 3, hvor istedenfor å bygge en sakseløfterlignende konstruksjon selv kan en hydraulisk sakseløfter

brukt typisk i bilverksted modifiseres til dette formålet.

5. Kunstig bunn hengende i vognen i bølgetanken – Grunnet kostnadsmessige årsaker ble det sett på et annet alternativ hvor det ble vurdert å bygge en konstruksjon under vognen. Dette ville fungert ved å ha flere stag ned fra vognen som deretter var festet i en plate som skulle representere havbunnen. Dette alternativet ville dermed i motsetning til de andre ikke stå installert på tankbunnen. På toppen av platen ville monopolkonstruksjonen monteres på ved samme metode som de andre alternativene.

Gjennom iterasjonene i designprosessen og ved å ta høyde for alle begrensningene blir det konkludert med at den enkleste og mest kostnadseffektive metoden å bygge den kunstige bunnen på vil være en konstruksjon med avtakbare ben som kan monteres på når selve bunnen er løftet over i bølgetanken. Det blir dermed bestemt at det som skal representere havbunnen vil være en ramme av Aluflexprofiler med tilhørende topplate. Når størrelsen til den kunstige bunnen bestemmes må monopolkonstruksjonen og bredden på bølgetanken tas hensyn til, slik at det er god avstand med ønsket dybde før og etter monopolkonstruksjonen. På bakgrunn av dette, og at en standard aluminiumsplate er 2500 x 1250 millimeter, velges det å bygge den kunstige bunnen som 2,5 x 2,5 meter.

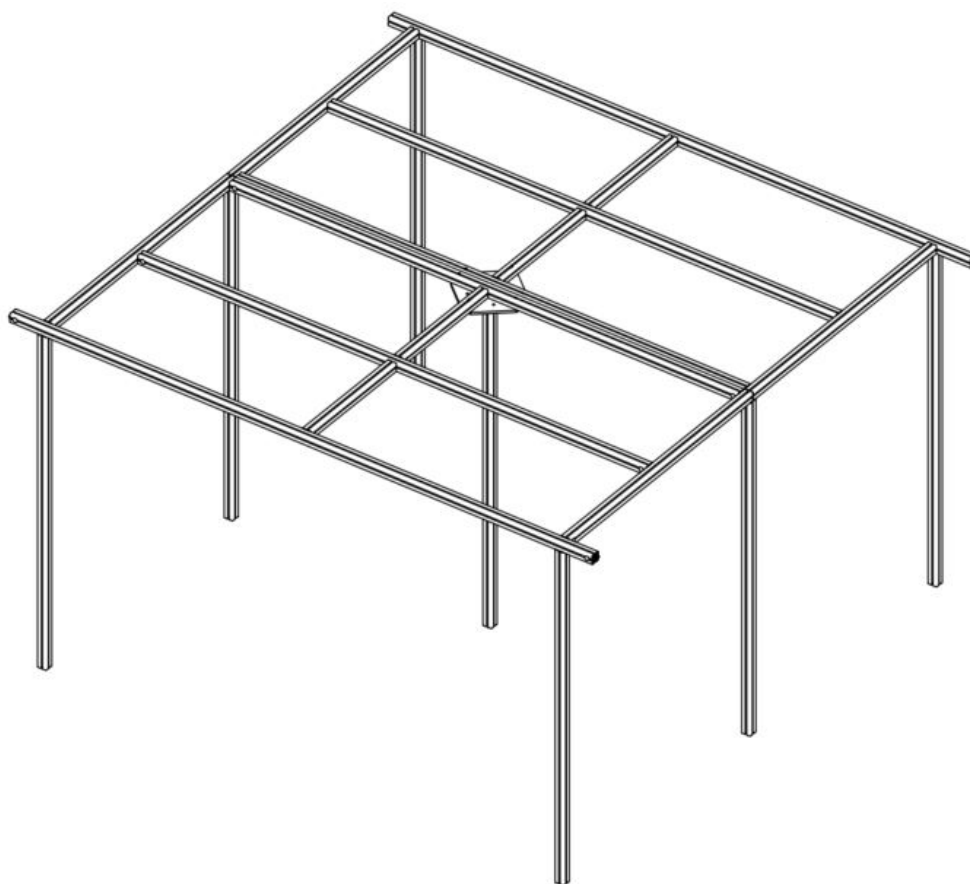
Mulighet for lagring setter igjen en begrensning på størrelsen på den kunstige bunnen. Etersom den ønskede størrelsen på 2,5x2,5 meter er høyere enn normal takhøyde velges det å dele opp den kunstige bunnen i to moduler for å sikre enkel lagring i MarinLab. Bunnmodulene designes som identiske, hvor en modul er vist i Figur 9. For at bunnen skal festes fast til tankveggene benyttes det to pneumatiske sylindere som fungerer ved at det brukes friksjonskrefter for å holde konstruksjonen på plass. Det monteres fast en pneumatisk sylinder per bunnmodul, og grunnet dette er den nederste Aluflexprofilen på figuren lengre enn resten, slik at denne skal festes bunnen ut i tankveggen. En gummifot blir montert på den ene enden av profilen, mens på andre enden blir den pneumatiske sylindere med tilhørende gummifot montert ved hjelp av den endeplate designet for å kunne montere sylindere fast i Aluflexprofilen. Gummiføttene blir brukt for å gi en større overflate fra Aluflexprofilen til tankveggen, samt en myk overgang med høy friksjonskoeffisient. De pneumatiske sylindrene som ble bestilt inn til prosjektet var av typen “RS PRO Pneumatic Profile Cylinder 50 mm” med maks trykkapasitet på 10 bar. For mer informasjon om sylindrene henvises det til RSs datablad [29] for sylindere.



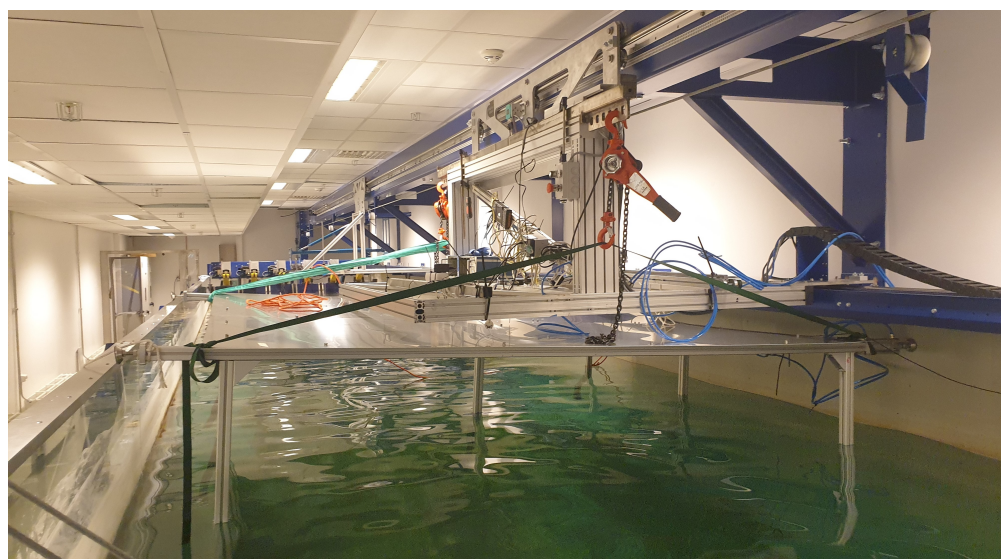
Figur 9: En av to identiske bunnmoduler sett ovenfra, hvor den lengste aluflexstangen vil ha påmontert pneumatisk sylinder og være pekende mot bølgegeneratoren.

Sammenmontering av de to modulene gjøres ved en ti millimeters plate som også er designet for innfestning av monopolkonstruksjonen, som videre beskrives i Kapittel 4.4. På toppen av bunnrammen, som består av de to bunnmodulene og sammenføyingsplaten, monteres to aluminiumsplater i størrelse 2x1250x2500 millimeter. Når alt som hittil er beskrevet i designprosessen er montert sammen er hele bunnrammen ferdig, og det som gjenstår er bena som sørger for riktig dybde for monopolkonstruksjonen. Bena er også Aluflexprofiler og benytter Aluflex sitt monteringsystem for å montere dem fast i bunnrammen. Det er tre ben på hver side av den kunstige bunnen langs tankveggene, og et ben som skal støtte under monopolkonstruksjonen. Det endelige designet av den kunstige bunnen er vist i Figur 10, hvor topplatene er fjernet for klarhetens skyld.

Den største utfordringen med dette designet er når den kunstige bunnen skal installeres i bølgetanken uten å tømme tanken for vann. Dette løses ved å løfte bunnrammen over vannet i en høyde hvor det er mulig å komme seg under den kunstige bunnen med båt for å montere fast alle de syv bena. Dette ble løst ved å heise bunnrammen under vognen i MarinLab, som vist i Figur 11. Videre montering av den kunstige bunnen gjøres ved å senke den ned til ønsket posisjon ved hjelp av to taljer som vist på figuren. Når bunnen har nådd riktig posisjon trykkes de pneumatiske sylindrene slik at bunnkonstruksjonen presses ut i tankveggene.



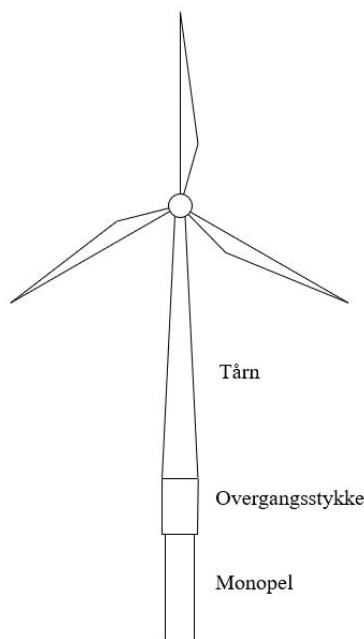
Figur 10: Endelig design av den kunstige bunnen hvor topplatene er fjernet for klarhetens skyld.



Figur 11: Installasjon av kunstig bunn i MarinLab.

4.4 Monopelkonstruksjon

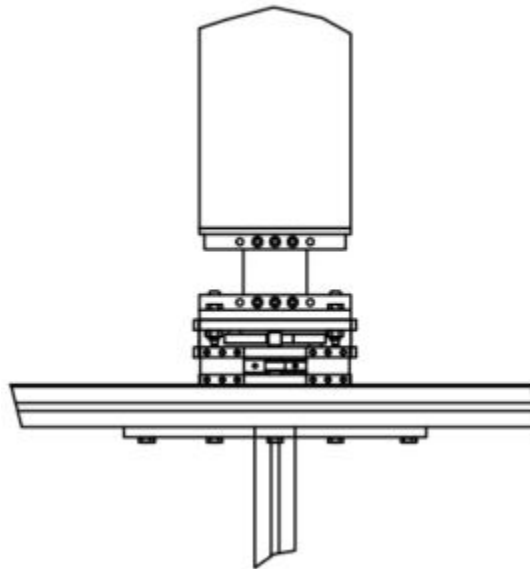
Ved hjelp av skaleringslover og stivhetsberegninger skal monopelkonstruksjonen designes. Målet med monopelkonstruksjonen er at den skal representere en fullskala monopelkonstruksjon med tilhørende vindturbin montert på. For å oppnå dette må det gjøres noen forenklinger som innebærer at det antas at konstruksjonen har en konstant diameter fra monopelkonstruksjonen helt opp til toppen av tårnet. I realiteten vil dette være en konisk konstruksjon som illustrert i Figur 12.



Figur 12: Illustrasjon av en vindturbin med tilhørende monopelkonstruksjon.

I Kapittel 4.2 og frekvensdiagrammet vist i Figur 8 ble det konstatert at det mest vanlige designet å bruke er soft-stiff designet. På bakgrunn av dette er det ønskelig å designe en konstruksjon som ligger mellom 1P- og 3P-frekvensområdene. For å gjøre dette velges det å designe et fjærsystem som skal sørge for fleksibiliteten til hele systemet, noe som innebærer at resten av konstruksjonen må være helt stiv. Selve monopelkonstruksjonen blir i likhet med den kunstige bunnen også laget av aluminium. Nedskalert fra en fullskala vindturbin i skala 1:46 benyttes et aluminiumsrør med diameter 150 millimeter og veggtykkelse fem millimeter. Etttersom konstruksjonen skal representere en fullskala vindturbin må det også plasseres en masse på toppen av konstruksjonen for å representere turbinbladene og nacellen. Denne toppmassen benyttes kun for å representere vekten, og ikke selve rotasjonskreftene fra rotoren da dette ikke blir tatt hensyn til i dette prosjektet.

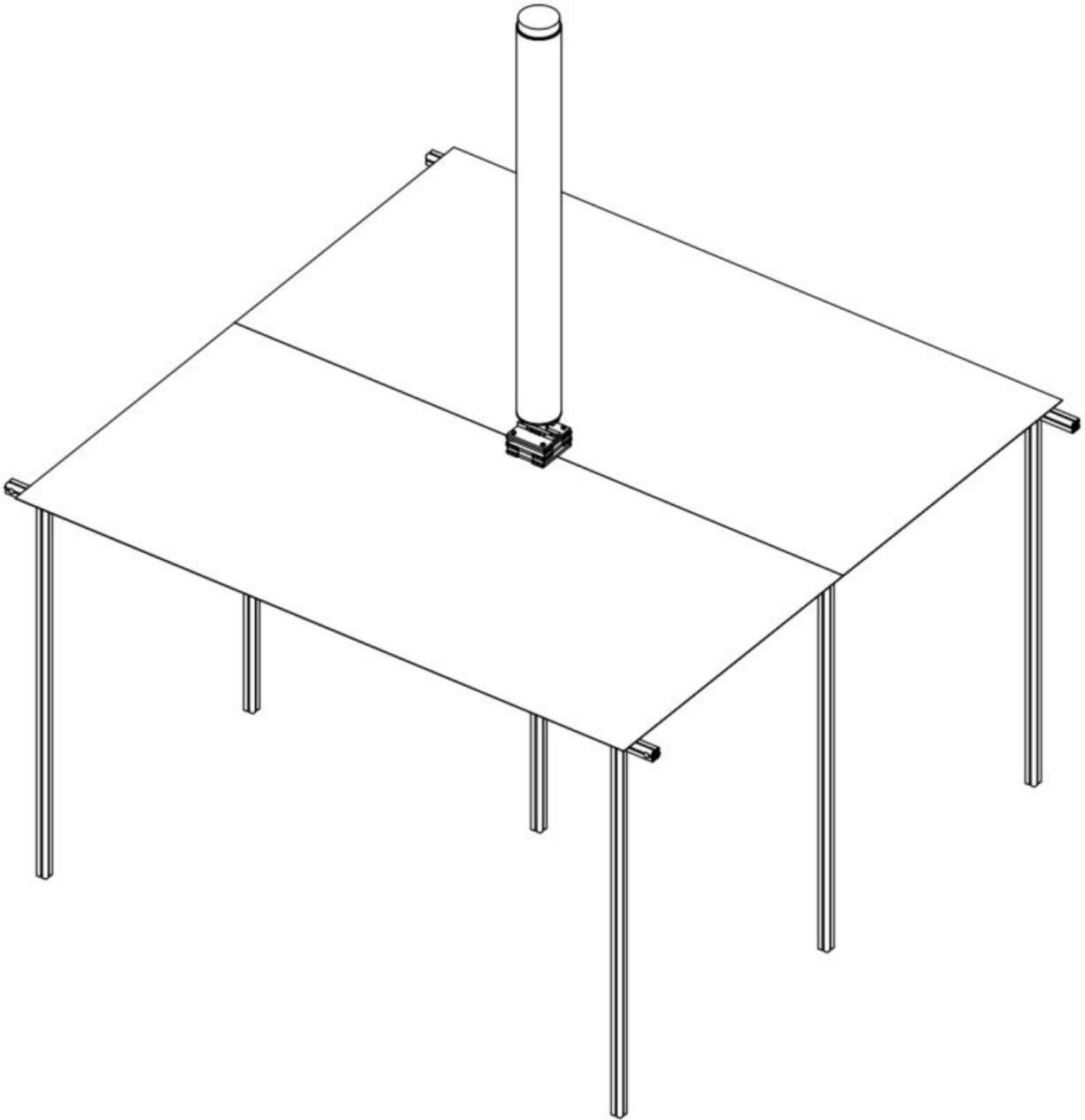
Designet av fjærsystemet inspireres av det eksperimentelle oppsettet til Bachynski et al. [18], hvor det blir benyttet en aluminiumsplate som fungerte som fjær mellom røret og lastcellen. Brukervennligheten til designet er i fokus, og det er dermed ønskelig å muliggjøre utbytting av fjæren for å kunne benytte oppsettet til å teste med ulike stivheter ved senere eventuelle prosjekter. Resultatet av designet til fjærsystemet er vist i Figur 13. Fjærplaten er skrudd fast i fire aluminiumsblokker ved hjelp av seks bolter, som gjør til at den kan byttes ut om det skulle være nødvendig. Innfestningen av fjærplaten gjøres ved at det sveises fast en endeplate i monopelen som også aluminiumsblokkene blir montert fast i. For å sørge for at det skal trenge inn vann i monopelen lages det fire hull i endeplaten. Ettersom det skal være vann inni monopelen benyttes en divynicellplate ved middel vannnivå for å hindre skvulping inni monopelen. I andre enden av fjærplaten er det også en endeplate som brukes både til å feste aluminiumsblokkene og å montere en lastcelle fast til monopelkonstruksjonen.



Figur 13: Design av fjærsystemet til monopelkonstruksjonen med tilhørende lastcelle.

Innfestningen av monopelkonstruksjonen til den kunstige bunnen skjer via lastcellen ettersom lastmålingene skal skje i bunnen av monopelkonstruksjonen. Lastcellen blir boltet fast til timillimetersplaten som ble brukt til å montere sammen to bunnmodulene. I utgangspunktet var det også ønskelig å inkludere mulighet for momentmålinger i lastcellen, men grunnet begrensninger i budsjett ble det ikke gjennomførbart i første omgang med dette eksperimentelle oppsettet da multi-akse lastceller er svært kostbare. Grunnet dette og mulige ekstra komplikasjoner til oppsettet ved bruk av strekkklapper ble det bestemt at lastcellen kun skulle måle lasten på monopelen. Figur 14 viser

det endelige designet av den kunstige bunnen med tilhørende monopelkonstruksjon.



Figur 14: Endelig design av den kunstige bunnen med monopelkonstruksjon. Sidene hvor det er tre føtter vil være langs tankveggene, og bølgeretningen blir dermed inn på skrått nede fra venstre.

4.5 Egenfrekvens

Designet av monopelkonstruksjonen består i korte trekk av aluminiumsrøret og fjærelementet. Ved å se bort fra fjærelementets utstrekning kan monopelen betraktes som et stivt objekt. Monopelen

kan rotere om den vertikale likevektsposisjonen, hvor en horisontal kraft som påvirker monopelen i en gitt avstand fra fjærelementet gir et kraftmoment, M , om fjærelementet. Rotasjonen, ϕ antas å være liten, og kraftmomentet kan dermed uttrykkes ved den lineære sammenhengen:

$$M = \kappa\phi \quad (4.4)$$

hvor κ er rotasjonsstivheten til fjærelementet. Ved å se bort fra andre krefter på systemet og antagelsen om at dempningen er lik null vil systemet oscillere som en pendel hvor vinkelfrekvensen, ω , kan uttrykkes ved:

$$\omega = 2\pi f = \sqrt{\frac{\kappa}{J}} \quad (4.5)$$

$$J = \sum J_i \quad (4.6)$$

J er treghetsmomentet om den ene enden som beregnes ved summering av treghetsmomentene, J_i , til de ulike delene som monopelkonstruksjonen er satt sammen av. Eksempelvis vil en punktmasse m_i i avstand L_i fra enden bidra med treghetsmomentet $J_i = m_i L_i^2$, mens en sylinder med masse m_i som inkluderer innvendig vannmasse, lengde h_i og midtpunkt L_i fra enden bidra med:

$$J_i = m_i(L_i^2 + \frac{1}{12}h_i^2) \quad (4.7)$$

I dette tilfellet vil monopelkonstruksjonen oscillere i vann, som betyr at treghetsmomentet må inkludere effekten av tilleggsmassen. Tilleggsmasse er en massekomponent som gjelder for alle elementer som oscillerer i vann da vannmassen foran konstruksjonen må forflyttes når konstruksjonen oscilleres. Denne massekomponenten kan uttrykkes analytisk ved følgende uttrykk [30] hvor d_c er i dette tilfellet den nedsenkede lengden av tårnet:

$$m_a = \frac{1}{4}\rho D^2 d_c \quad (4.8)$$

Rotasjonsstivheten, κ , kan også beregnes fra Ligning (4.4) ved å eksperimentelt påføre monopelkonstruksjonen et kjent kraftmoment og måle rotasjonsvinkelen. Dersom monopelen monteres vertikalt og påvirkes kun av en enkel horisontal kraft, F , i en gitt avstand, L , vil kraftmomentet kunne uttrykkes ved:

$$M = FL \quad (4.9)$$

Videre antas det at rotasjonsvinkelen, ϕ , er liten, slik at følgende tilnærming for forholdet mellom forskyvningen, x , og avstanden, L , kan benyttes:

$$\phi = \frac{x}{L} \quad (4.10)$$

Ved disse tilnærmingene kan dermed Ligning (4.4) skrives om til:

$$F = \frac{\kappa x}{L^2} = k_L x \quad (4.11)$$

hvor k_L tilsvarende lineær fjærstivhet med indeks L som understreker at verdien til stivheten er avhengig av plasseringen til lasten F som påføres. Treghetsmomentet kan skrives som:

$$J = mR_g^2 \quad (4.12)$$

hvor m er monopelens masse og R_g er gyrasjonsradien. Ved å kombinere ligning (4.5), (4.11) og (4.12) kan vinkelfrekvensen uttrykkes ved:

$$\omega = \frac{L}{R_g} \sqrt{\frac{k_L}{m}} \quad (4.13)$$

Hvor $\sqrt{k_L/m}$ er egenvinkelfrekvensen monopelen ville hatt dersom hele massen var konsentrert til samme massesenter i avstanden, L , fra rotasjonsaksen. Dersom stivheten skal beregnes ut i fra egenskapene til fjærelementet kan fjærelementet betraktes som en utkragningsbjelke med lengden ℓ

og bøyestivheten EI . Stivheten kan i dette tilfellet beregnes til:

$$k_L = \frac{EI}{\ell L^2 \left(1 + \frac{\ell}{L} + \frac{\ell^2}{3L^2}\right)} \quad (4.14)$$

Ved å videre anta at fjærelementet er mye mindre enn monopelen, $\ell \ll L$, kan ligningen forenkles til:

$$k_L = \frac{EI}{\ell L^2} \quad (4.15)$$

Dette vil gjelde for systemet hvor monopelen selv er stiv, og festet til et elastisk fjærelement som er innspent i bunnen, noe som er tilfelle ved dette designet. I virkelighet vil en ekte monopelkonstruksjon være elastisk selv og innspent i bunnen. Kombinasjonen av (4.11) og (4.15) gir rotasjonsstivheten:

$$\kappa = \frac{EI}{\ell} \quad (4.16)$$

Egenfrekvensen til systemet kan igjen uttrykkes ved følgende uttrykk:

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{EI}{\ell J}} \quad (4.17)$$

Hvor EI og ℓ er henholdsvis bøyestivhet og lengde for fjærelementet, mens J er treghetsmomentet til monopelen.

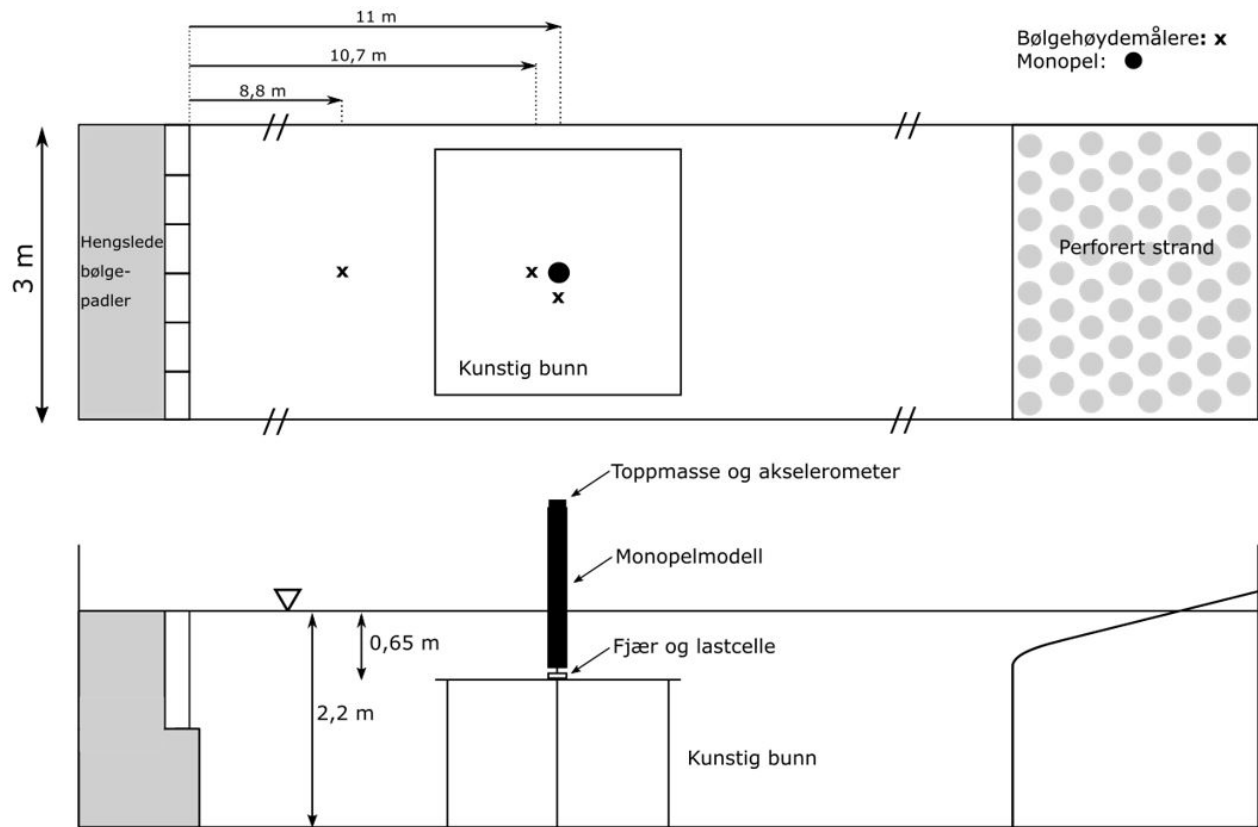
5 Eksperimentell metode

Hensikten med dette kapitlet er først og fremst å gi en oversikt over det eksperimentelle oppsettet som ble benyttet i forsøkene og en forklaring av valgt instrumentering. Deretter vil det fokuseres på hvilke bølger som ble valgt til testmatrisen og hvordan disse ble kalibrert i bølgetanken. Til slutt vil det bli presentert hvilke numeriske metoder som benyttes for verifisering av eksperimentelle resultater som videre blir presentert i Kapittel 6.

5.1 Eksperimentelt oppsett

Modelltestingen tok sted i MarinLab ved Høgskulen på Vestlandet, campus Kronstad. MarinLab er et hydrodynamisk forskningslaboratorium som åpnet i 2016. Testfasilitetene inkluderer en bølgetank som er 50 meter lang, 3 meter bred og 2,2 meter dyp. Bølgegeneratoren består av seks hengslede bølgepadler (eng: wave paddles) som kan generere bølger med bølgehøyder opp til en halv meter ved en bølgeperiode på ca to sekunder. Det kan også genereres irregulære bølger med blant annet JONSWAP-spekter og fokuserte bølger. I motsatt ende av bølgegeneratoren er det plassert en absorberende strand med helling på 8° for å ta opp uønskede refleksjoner fra enden av bølgetanken som kan være et stort problem ved kjøring av regulære bølger. Dette vil ikke være like problematisk ved fokuserte bølger da disse bølgene blir målt over en kortere periode.

Det eksperimentelle oppsettet er vist skjematisk i Figur 15, hvor monopelkonstruksjonen og den kunstige bunnen som ble gjennomgått i Kapittel 4.3 og 4.4 er plassert i bølgetanken. Inntegnet i det skjematiske diagrammet er også bølgehøydemålere vist med \mathbf{x} . Til eksperimentene deles det inn i tre ulike oppsett som videre vil bli kalt (A), (B) og (C). Oppsettet A bestod av kun to bølgehøydemålere med avstander fra bølgegeneratoren som vist i Tabell 3. Dette oppsettet ble brukt for å kunne studere bølgekinematikken uten at den kunstige bunnen var installert. Oppsett B bestod av seks bølgehøydemålere og den kunstige bunnen installert. Dette oppsettet ble brukt for å kunne studere hvordan bølgekinematikken endres fra oppsett (A) til oppsett (B). Oppsett (C) bestod av fire bølgehøydemålere samt monopelkonstruksjonen og tilhørende instrumenter installert i tillegg til den kunstige bunnen.



Figur 15: Skjematisk fremstilling av oppsettet til oppsett (C), hvor det øverste bildet er sett ovenfra og det nederste bildet er sett fra siden.

Tabell 3: Forklaring til oppsett (A), (B) og (C).

Oppsett	Forklaring	Plassering av bølgehøydemålere
(A)	Uten kunstig bunn	8,8 m 11 m
(B)	Med kunstig bunn	8,8 m 10,08 m 10,79 m 11 m 11,59 m 12,28 m
(C)	Med kunstig bunn og monopelkonstruksjon	8,8 m 10,7 m 11 m 11 m (Analog)

5.1.1 Modell og instrumentering

Eksperimentene ble som tidligere nevnt utført i skala 1:46, hvor egenskapene til modellen og tilsvarende fullskala er gitt i Tabell 4. Monopelkonstruksjonen bestod av et uniformt aluminiumsrør med diameter 150 millimeter og veggtykkelse 5 millimeter. På toppen av røret ble det plassert en toppmasse på 4,66 kg. Monopelkonstruksjonen var koblet til et mellomliggende element som fungerte som et fjærsystem for å representere stivheten til havbunnen. Fjæren ble laget av en kaldvalset stålplate med målene 8 mm x 50 mm x 52 mm, som deretter ble festet til en lastcelle. Monopelkonstruksjonen var igjen montert på den kunstige bunnen som ble forklart i Kapittel 4.3. Det ble også plassert tre betongvekter på toppen av bunnplaten langs hver side av tankveggene for å holde bunnen på plass. Betongvektene ble plassert foran, midt på og bak på den kunstige bunnen. De fire fremste og de to bakerste vektene veide henholdsvis 24,8 og 38,5 kg.

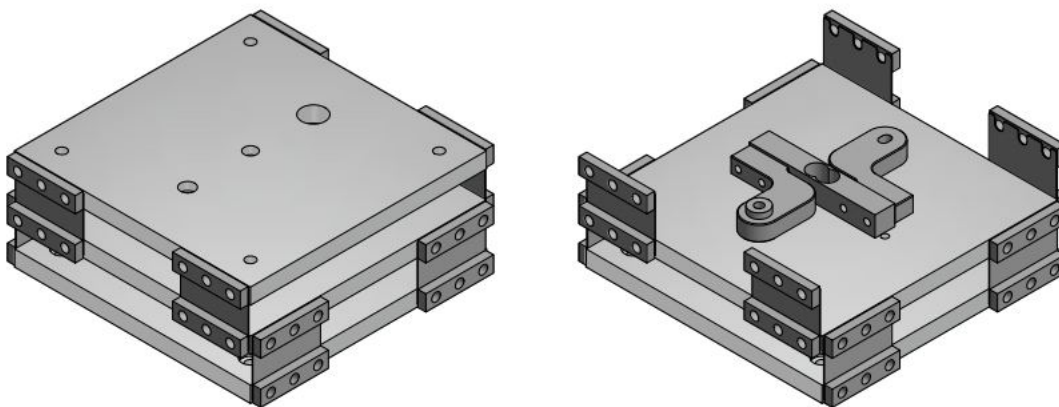
Tabell 4: Egenskaper for modellskala og fullskala konstruksjoner.

Parameter	Modellskala	Fullskala
Diameter	0,15 m	6,9 m
Veggtykkelse	5 mm	288 mm
Høyde	1,6 m	72 m
Tårnvekt	10,2 kg	1 215 000 kg
Toppmasse	4,66 kg	409 000 kg
Dybde	0,65 m	30 m

Instrumenteringen som ble benyttet til eksperimentene var en lastcelle for måling av bølgelaster på monopelen, seks bølgehøydemålere med plassering som vist i Tabell 3 og et akselerometer på toppen av monopelkonstruksjonen.

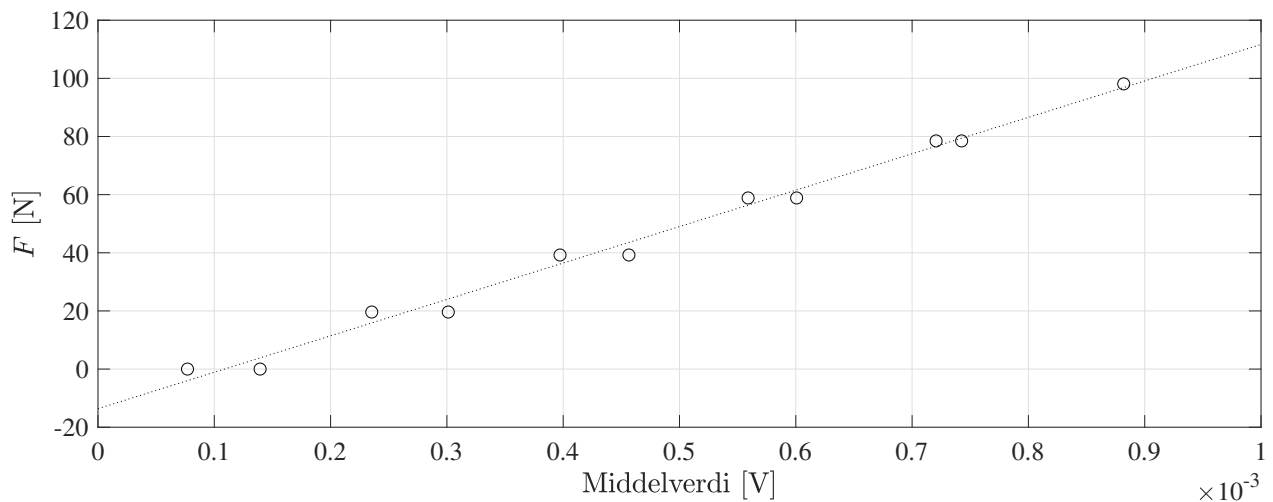
Lastcelle

Lastcelleriggen som ble benyttet til eksperimentene ble bygget av labingeniørene på MarinLab, og er fremstilt i Figur 16. Til venstre på figuren vises lastcelleriggen i sin helhet, mens til høyre er topplaten utelatt for klarhetens skyld. Figuren illustrerer hvordan lastcellen er montert midt inni riggen. Lastcellen fungerer ved at den konverterer krefter til elektrisk signal som visualiseres og hentes ut som tekstfil ved hjelp av et LabView-program. For å sørge for at lasten blir tatt opp i riktig retning er det montert på skims mellom platene som sikrer bøyning kun i bølgeretningen. Kapasiteten til lastcellen var 10 kgf.



Figur 16: Lastcelleriggen, hvor topplaten er utelatt på bildet til høyre for klarhet.

Under kalibrering av lastcellen ble et eget LabViewprogram for kalibrering benyttet. I dette programmet er standardavviket fra en måleserie på 10 sekunder satt til å være under en gitt verdi, som helst skal være så lav som mulig for å få mest nøyaktige resultat. I praksis var dette innstilt som 0,01% av fullskala måleområde til lastcellen. Det blir påført vekter fra null til ti kilo på lastcellen med to kilos steg før de blir tatt av med samme metode, og middelveidien for alle lastene blir notert før en vekt legges på eller tas av. Resultatene fra kalibreringen kan dermed fremstilles som kalibreringskurven vist i Figur 17, hvor den prikkede linjen er en lineær kurvetilpasning av kalibreringspunktene. Fra den lineære kurvetilpasningen kan bias og forsterkning finnes og implementeres i LabView-programmet som benyttes for lastcellemålingene. Ved at kalibreringen ble gjennomført ved å ta vektene av igjen med to kilos steg kan hysteresen også observeres. Hysteresen defineres som differansen av den samme påførte lasten ved økning eller minking av last. Ved å studere figuren kan det observeres at det er to middelveidier per lastpunkt som dermed er hysteresen til lastcellen. Den maksimale hysteresen finnes ved punktene mellom 0,2 og 0,3 volt og beregnes til å være cirka 6%.



Figur 17: Kalibreringskurve for lastcellen hvor de runde punktene er kalibreringspunktene og den prikkede linjen er en lineær kurvetilpasning av kalibreringspunktene.

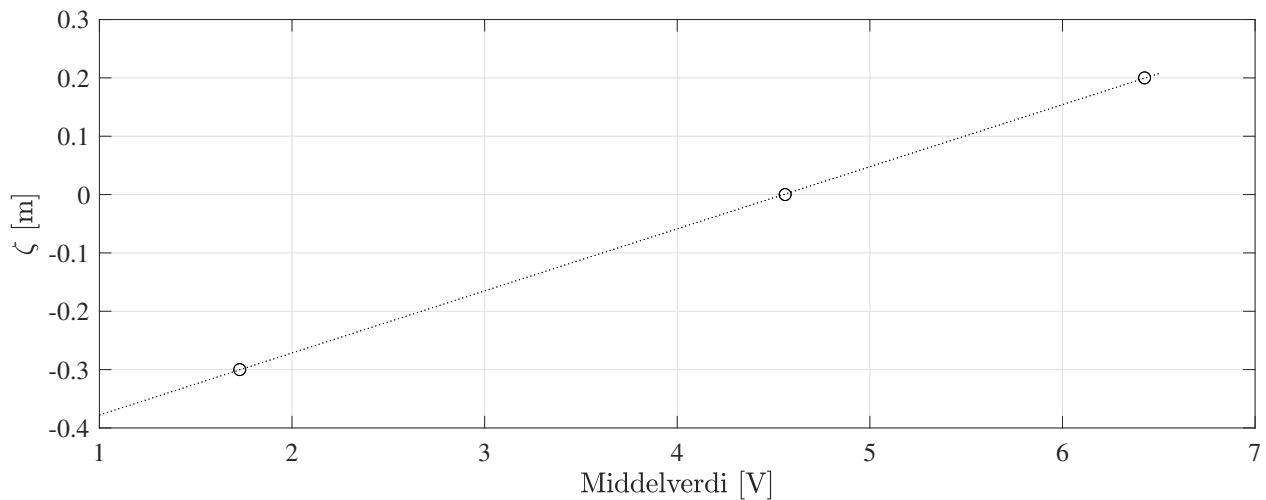
Bølgehøydemålere

Bølgehøydemålerene som ble brukt var av resistiv type. Slike bølgehøydemålere opererer ved å måle resistansen av vannet mellom to parallelle stenger, hvor resistansen er proporsjonal til nedsenkingsdybden. Til bølgehøydemålerene ble det brukt en bølgemålerkontroller som har kapasitet til å måle signaler fra opp til åtte bølgehøydemålere.

Som presentert i Tabell 3 ble det på det meste brukt seks bølgehøydemålere. Til oppsett (C) ble det

plassert to bølgehøydemålere i parallell koblet via signalomformer til to forskjellige programvarer for synkronisering med LabView-programmet. Nummer 4A er en analog måler som er inkludert for å kunne synkronisere bølgehøydemålinger med kraftmålingene. Denne er koblet til LabView og gir ut verdier i volt basert på endringen i resistans. De andre bølgehøydemålerene er koblet til bølgegeneratoren og gir ut verdier direkte i meter overflateheving.

For at den analoge måleren skulle gi ut verdier i samme enhet som de andre må denne kalibreres alene i LabView. Kalibreringskurven for denne er vist i Figur 18 sammen med en kurvetilpasning. På samme måte som kalibreringen av lastcellen ble også bias og forsterkning funnet fra kalibreringskurven og lagt inn i LabView-programmet. De andre bølgehøydemålerene ble kalibrert ved å bruke et kalibreringsprogram innebygget i bølgegeneratoren. Alle bølgehøydemålerene ble kalibrert ved å stille inn på maks amplitude som er satt til $z = +25$ cm og minimum er satt til $z = -30$ cm.



Figur 18: Kalibreringskurve for bølgehøydemåler 4A.

Akselerometer

I midten av toppmassen på toppen av monopelkonstruksjonen ble det plassert et akselerometer. Dette var av typen KISTLER 8393B10, som er et høysensitivitets akselerometer som måler akselerasjon i x -, y - og z -retning. Hensikten med å inkludere akselerometerdata var å kunne verifisere resultatene fra lastcellemålingene, å logge bevegelsen til monopelkonstruksjonen og å kunne undersøke hvor mye bevegelse det var i den kunstige bunnen.

5.2 Valg av bølger til testing

Før eksperimentene kunne utføres måtte det velges ut hvilke bølger som skulle kjøres. Regulære bølger ble valgt for å kunne studere forskjellen i bølgekinematikk mellom oppsett (A) og oppsett (B), i tillegg til å kunne undersøke om lineære bølgelaster ga forventede krefter ut i fra teoretiske beregninger. Fokuserete bølger ble også valgt for å kunne undersøke hvilke laster monopelkonstruksjonen ville blitt utsatt for i en typisk gruntvannsvindpark.

5.2.1 Regulære bølger

Av de regulære bølgene ble det valgt to perioder og tre tilhørende høyder for hver periode, som tilsvarer brattheter på henholdsvis $1/30$, $1/45$ og $1/18$, som beregnes fra følgende uttrykk:

$$S = \frac{H}{\lambda} \quad (5.1)$$

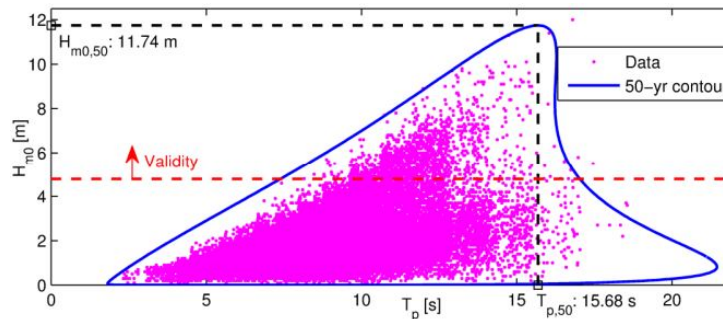
Hvor S er bratthet, H er bølgehøyde og λ er bølgelengde. Testmatrisen for de regulære bølgene er gitt i Tabell 5. Valget av disse bølgene er hentet fra masteroppgaven til Joakim Frimann Fürst Dahl [31] som ble omtalt tidligere i Kapittel 3.

Tabell 5: Testmatrise for regulære bølger. Alle verdier er oppgitt i modellskala.

Bølgehøyde [m]	Periode [s]
0,0109	
0,0163	0,58
0,0272	
0,0749	
0,1124	1,47
0,1873	

5.2.2 Fokuserete bølger

For å velge hvilke JONSWAP-fokuserete bølger som skulle kjøres ble konturplottet til Dogger Bank benyttet for å velge ut signifikante bølgehøyder, H_s , og tilsvarende topperioder, T_p . Det første som ble gjort var å undersøke hvor store fokuserete bølger som teoretisk kunne genereres i bølgetanken. Dette viste seg å være en bølge med signifikant bølgehøyde lik 7,5 meter i fullskala. Fra denne høyden ble det dermed valgt ut to topperioder fra konturplottet med 50-års returperiode vist i Figur 19, som tilsvarte 10,5 sekunder og 16,5 sekunder. Ved testing av bølgen i bølgegeneratoren ble det funnet ut at det ikke var mulig med høyere periode enn 14,9 sekunder, så dette ble dermed brukt i testene. Når disse to periodene var valgt ble det valgt ut flere lavere tilhørende signifikante bølgehøyder.



Figur 19: 50-års konturplott for Dogger Bank [5]

Grunnet mye bevegelse i den kunstige bunnen ble det ikke mulig å kjøre de høyeste bølgene opp til 7,5 meter i fullskala. Når bølgene skulle kjøres ble det startet med den laveste for å dermed øke høyden frem til det ikke lengre kunne økes på grunn av mye bevegelse. Dette resulterte i tre ulike spesifikke bølgehøyder med tilhørende topperioder som presentert i Tabell 6.

Tabell 6: Testmatrise for JONSWAP-fokuserete bølger. Alle verdier er oppgitt i modellskala.

Signifikant bølgehøyde [m]	Topperiode [s]
0,0326	
0,0435	1,55
0,0652	
0,0326	
0,0435	2,2
0,0652	

5.3 Kalibrering av bølger

Etter at valget av bølger var gjort, men før eksperimentene kunne utføres måtte også bølgene kalibreres. Dette delkapitlet tar for seg hvordan kalibreringen ble gjort både for de regulære og de fokuserte bølgene uten den kunstige bunnen og monopolkonstruksjonen på plass.

5.3.1 Regulære bølger

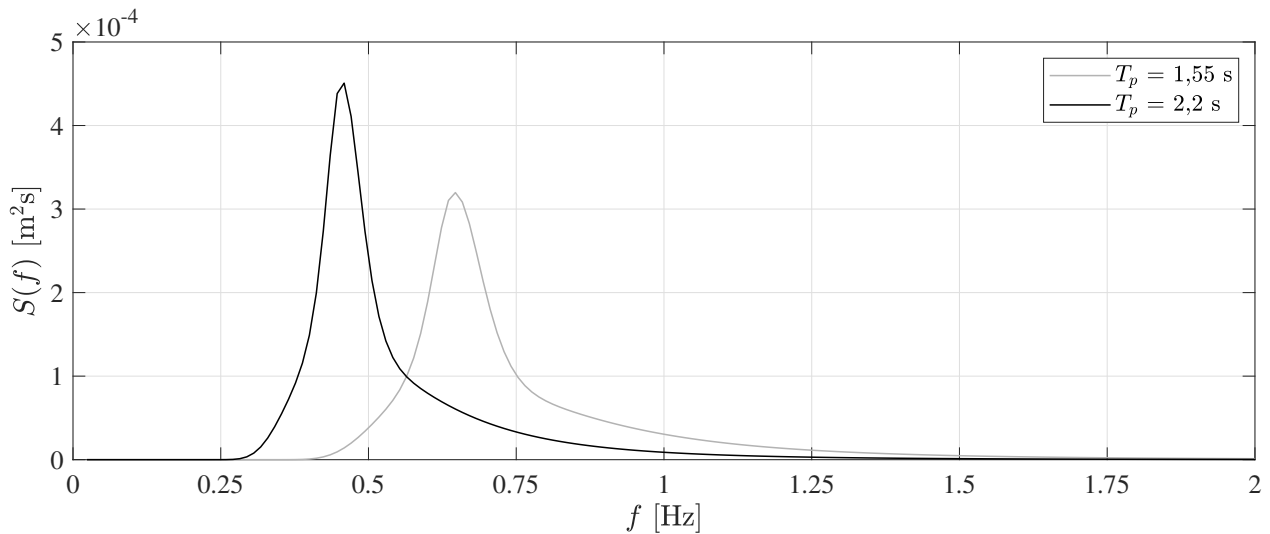
Kalibreringen av de regulære bølgene ble gjort ved å først kjøre bølgen med bølgehøyde lik 0,0163 meter og periode lik 0,58 sekunder for å sammenligne målingen med input som ble stilt inn i Edinburgh Designs Njord-program. Ved å sammenligne målt verdi og teoretisk input kunne det beregnes en lineær amplifikasjon (eng: gain correction) som i dette tilfellet var 0,9145. Den målte verdien ble beregnet av gjennomsnittet av de 90% høyeste toppene fra målingen. Når denne korreksjonen ble funnet ble den brukt for alle bølgene med denne perioden. Ved bruk av samme metode ble det funnet en korreksjon for bølgene med periode lik 1,47 sekunder. Denne korrigeringen ble funnet til å være 0,9815. Oppsummeringen av lineær amplifikasjon med bølgehøyder og perioder er gitt i Tabell 7.

Tabell 7: Oversikt over bølgekalibrering med bølgehøyder, perioder og tilhørende lineære amplifikasjoner stilt inn i Njord-programmet.

Bølgehøyde [m]	Periode [s]	Lineær amplifikasjon
0,0109		
0,0163	0,58	0,9145
0,0272		
0,0749		
0,1124	1,47	0,9815
0,1873		

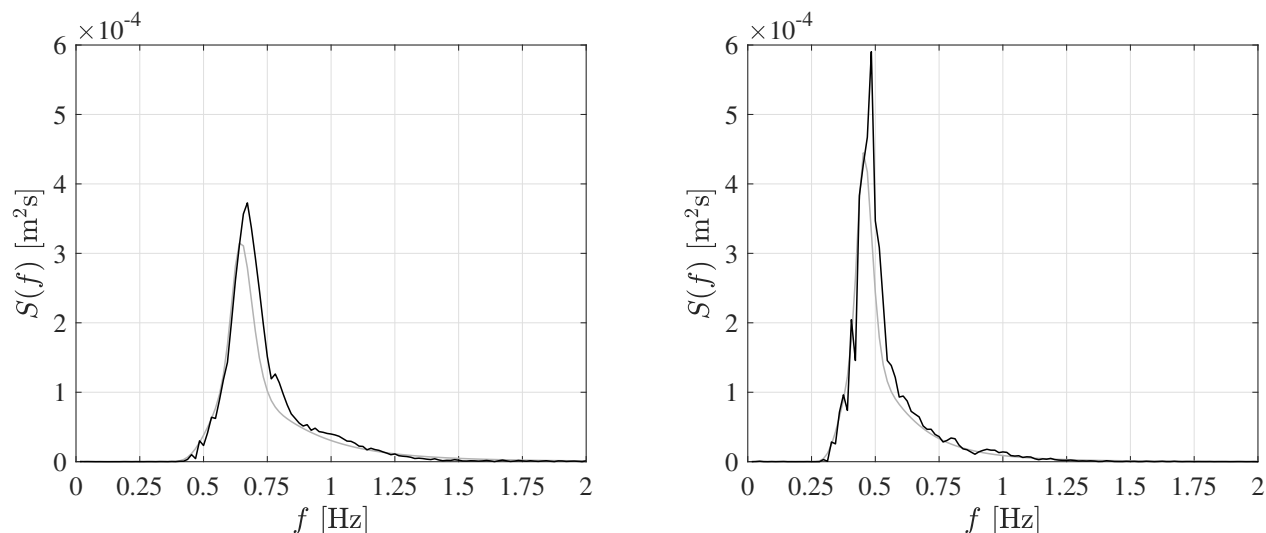
5.3.2 Fokuserede bølger

De JONSWAP-fokuserede bølgene ble kalibrert ved at det ble laget en transferfunksjon for hver av de to topperiodene på 1,55 og 2,2 sekunder. Denne transferfunksjonen ble brukt for alle de spesifikke bølgehøydene uansett om de var brytende eller ikke-brytende. Kalibreringen ble utført ved å først definere JONSWAP-spekteret i MATLAB, for å deretter få ut amplitudekomponentene som er input til bølgegeneratoren. De teoretiske bølgespekterene for begge topperiodene er gitt i Figur 20. Frekvenssteget, Δf , ble satt til 0,015625 Hz som tilsvarer en gjentakelsestid (eng: repeat time) på 64 sekunder. Når inputen til bølgegeneratoren var definert kunne den første bølgekjøringen utføres. Deretter ble målt og teoretisk spekter sammenlignet, og av dette ble det beregnet en korleksjon som ble benyttet over alle amplitudekomponentene i inputen. Den nye inputen til bølgegeneratoren ble dermed kjørt og stegene ble gjentatt til det teoretiske og målte spekteret var tilnærmet likt.



Figur 20: Teoretiske JONSWAP-spekter for bølger med $H_s = 0,0326 \text{ m}$ med tilhørende $T_p = 1,55 \text{ s}$ og $T_p = 2,2 \text{ s}$.

Figur 21 viser de teoretiske spektrene sammenlignet med det beregnede spekteret fra målingene. Det beregnede spekteret er en gjennomsnittlig verdi av tre målinger som ble gjort ved det aktuelle bølgetilfellet. Det kan observeres at ved begge disse figurene ligger det beregnede spekteret noe høyere enn det teoretiske som vil føre til et høyere energiinnhold i bølgen.



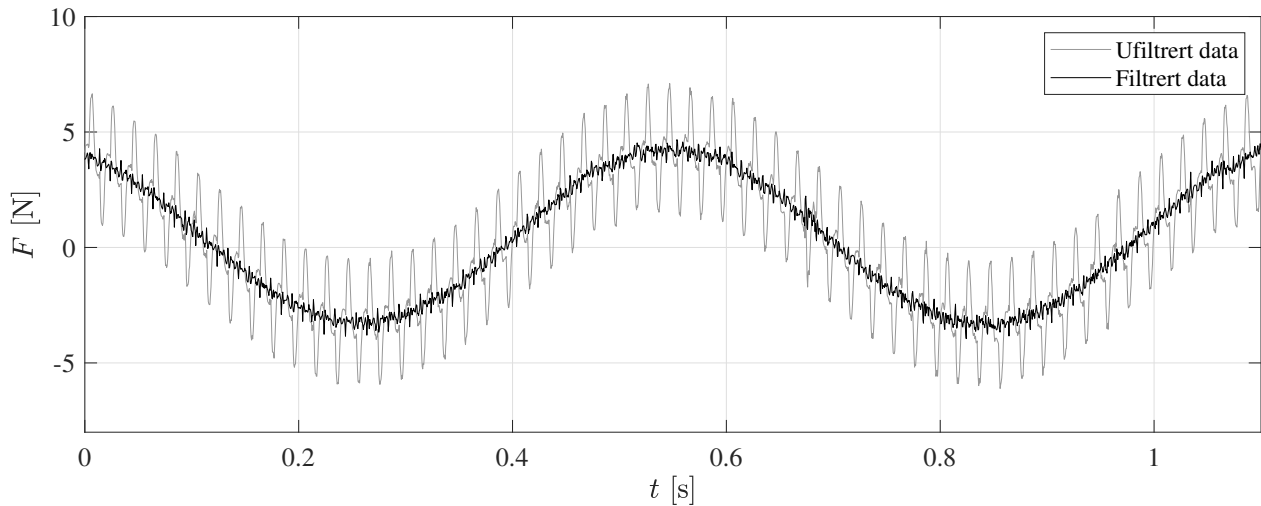
Figur 21: Teoretiske JONSWAP-spekter sammenlignet med målte spekter for bølger med $H_s = 0,0326$ m med tilhørende $T_p = 1,55$ s (til venstre) og $T_p = 2,2$ s (til høyre).

5.4 Filtrering av eksperimentelle data

Lastcellen måler kreftene i bølgeretningen, x -retning, og produserer en tidsserie hvor et utdrag er vist med grå linje i Figur 22. Ved analysering av målingene ble det oppdaget støy ved 50 og 150 Hz. Støyen som ble funnet var ikke tilstede rett etter konstruksjonen ble installert, men ble oppdaget kort tid etter installasjon. Dette tyder på at støyen skyldes elektrisk støy grunnet lekkasje i lastcellen. Støyen ble filtrert bort ved å lage et bandstopppfilter i MATLAB, som filtrerte ut de nevnte frekvensene. Dette filteret ble designet til å blokkere ut frekvensene mellom 49,8 og 50,2 Hz for å filtrere ut støy ved 50 Hz og mellom 149 og 151 Hz for å filtrere ut støy ved 150 Hz. Figur 22 illustrerer hvordan en lastmåling ser ut før og etter filteret er tatt i bruk.

5.5 Feilkilder

Ved eksperimentelle forsøk vil det alltid være feilkilder som kan føre til usikkerheter knyttet til målingene. Et eksempel på å eliminere enkelte feilkilder i forkant av forsøkene er kalibrering av de ulike instrumentene, slik som forklart tidligere i kapittelet. Dette vil føre til mer nøyaktige målinger og mindre usikkerheter knyttet til instrumenteringen. Det er likevell ikke alle feilkilder som kan elimineres på forhånd, og disse vil bli presentert og gjennomgått i dette delkapitlet.



Figur 22: Sammenligning av lastmålinger med og uten filtrering.

En feilkilde knyttet til lastcellen ble introdusert i forrige delkapittel hvor det ble beskrevet hvordan datamålingene ble filtrert. Ved rigging av det eksperimentelle oppsettet og kalibrering av lastcellen ble det ikke oppdaget støy i målingene, men når det dagen etter skulle utføres bølgekjøringer var det mye støy til stede. På grunnlag av dette er det naturlig å tenke at støyet skyldtes vannlekkasje i lastcellen, som kan føre til noe usikkerhet i lastmålingene da alle målingene måtte filtreres.

I den tildelte testperioden i MarinLab var det mye seedingpartikler i tankvannet, som er partikler som er nødvendige for målinger med enkelte instrumenter som for eksempel ADVer som ikke er benyttet i dette prosjektet. Når vannet er stille i tanken samles disse seedingpartiklene seg ved vannoverflaten i tanken og legger et tynt lag partikler over bølgehøydemålerene som ble benyttet til prosjektet. Dette fører til noe usikkerheter rundt målingene fra bølgehøydemålerene når partiklene samler seg opp på probene. For å forebygge dette ble bølgehøydemålerene vasket jevnlig under testperioden.

Når det skulle rigges opp og ned mellom de ulike oppsettene måtte også alle bølgehøydemålerene også rigges ned og opp igjen. Når disse ble plassert ble avstanden mellom dem målt opp med meterstokk, som fører til noe unøyaktighet. Dette er ikke en merkbar feilkilde ved analysering av målingene, men det kan potensielt føre til små usikkerheter tilknyttet målingene. En lignende feilkilde var også til stede når den kunstige bunnen skulle installeres i tanken. Det var bestemt at denne skulle plasseres på 11 meter, da dette er valgt fokuspunkt for de fokuserte bølgene, men uten nøyaktig måleutstyr kan denne være plassert noe nærmere eller lengre fra bølgegeneratoren enn foretrukket.

Effekten av refleksjoner i bølgetanken kan også påvirke målingene. Fra analysing av datamålingene er det tydelig at overflatehevingen til de regulære bølgene spesielt kan oppfattes som ujevn. Dette er grunnet refleksjoner fra tankveggene som oppstår ved bølgekjøringene.

Sist men ikke minst er en av hovedfeilkildene stivheten til konstruksjonen. Ved design og konstruksjon blir det gjennom resultatene vist at både monopelen og den kunstige bunnen skulle være konstruert stivere. Dette blir videre gjennomgått i resultatkapitlet med forklaringer på hvilken innvirkning dette har for målingene.

5.6 Numerisk metode

Til verifisering av eksperimentelle data benyttes beregninger både i programvarene GeniE og MATLAB. Hvordan dette utføres forklares i dette delkapitlet.

5.6.1 Sesam GeniE

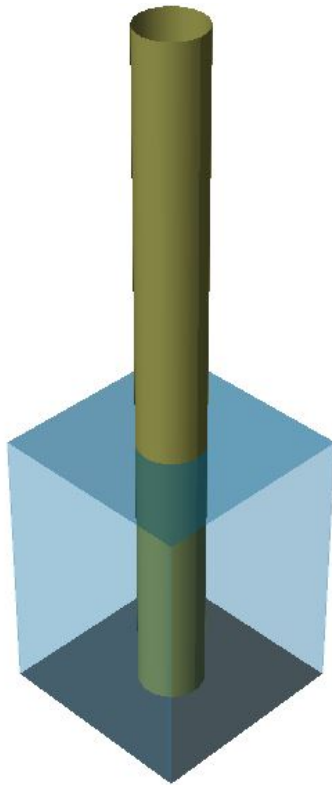
Verifisering av eksperimentelle resultater og teoretiske beregninger for de regulære bølgene utføres i Sesam. Sesam er en programvare som benyttes til strukturelle- og hydrodynamiske analyser for skip og offshore installasjoner. Programvaren består av flere moduler, deriblant GeniE, som benyttes til modellering og bølgeanalyser i denne rapporten. For mer detaljert informasjon henvises det til GeniEs brukermanual [32].

Konstruksjonen modelleres som en forenkling av det eksperimentelle oppsettet ved å modellere monopelkonstruksjonen som et rør festet i havbunnen på 0,65 meters dybde. Dette vil si at modellen er en helt stiv konstruksjon uten fjærsystem og at den kunstige bunnen ikke inkluderes i disse beregningene. Dette gjøres for å kunne bruke numeriske resultater til å kontrollere absolutte Morisonberegninger i MATLAB. Modellen ble modellert i modellskala og er vist i Figur 23.

GeniE vil i utgangspunktet muliggjøre modellering av en fleksibel modell, men grunnet problemer med modellskalering i GeniE ble dette ikke inkludert. En mulig løsning på dette ville være å oppskalere modellen til fullskala og å nedskalere resultatene senere, men grunnet begrensning i tid ble dette ikke fokusert på i dette prosjektet. På grunnlag av dette ble det også utviklet en tidsdomenemodell som benyttes som en fleksibel strukturell modell og forklares videre i Kapittel 5.6.2.

Bølgeanalysene gjøres i GeniEs analyseverktøy kalt Wajac. Dette er en modul som kan beregne hydrostatiske og -dynamiske krefter grunnet bølger, vind og strøm på bunnfaste strukturer. I dette tilfellet vil det kun være bølgelaster slik som den eksperimentelle testingen. For å kunne benytte seg av dette analyseverktøyet blir det opprettet bølgelasttilstander for hvert tilfelle av de regulære bølgene hvor informasjon om bølgene spesifiseres. Det blir også spesifisert informasjon om hvilken bølgeteori som skal anvendes, som i dette tilfellet vil være lineær bølgeteori, og informasjon om lokasjonen til modellen.

Når all nødvendig informasjon til modellen er spesifisert kan analysen utføres. Når den er gjort hentes verdier for hver bølgelasttilstand ut fra `wajac.lis`-filen hvor det kan hentes ut blant annet last og moment i x -, y - og z -retning samt hvor maksimal last og moment oppstår i bølgen. Dette importeres videre til MATLAB for sammenligning av numeriske og teoretiske beregninger som videre undersøkes i Kapittel 6.3.



Figur 23: Modell i GeniE.

5.6.2 Tidsserieanalyse

Som nevnt i forrige delkapittel ble en tidsdomenemodell inkludert i databehandlingen for å kunne benytte seg av en strukturell modell med stivhet som input for å forhåpentligvis oppnå den riktige strukturelle bevegelsen til konstruksjonen. Denne MATLAB-koden ble tildelt fra veileder og forklares kort i dette delkapitlet. Koden beskriver et system med en frihetsgrad som tillater en stampbevegelse rundt fjæren i innfestningen av en bunnfast monopelkonstruksjon.

Bevegelsesligningen i tid om fjæren, med positive momenter definert med klokken, uttrykkes som:

$$J_0\ddot{\theta} = M_{stiff} + M_{hydro} \quad (5.2)$$

Hvor J_0 er treghetsmomentet av fjæren, θ er bøyingsvinkelen av fjæren hvor dot-notasjonen i ligningen representerer tidsderivert, $M_{stiff} = -K_{mech}\theta$ er momentet om fjæren fra mekanisk stivhet K_{mech} , og M_{hydro} er momentet forårsaket av hydrodynamiske krefter.

De hydrodynamiske momentene for en fleksibel slank konstruksjon beskrives videre ved Morisons ligning av relativ form:

$$M_{hydro} = \sum_{n=1}^N dF_{FK}(z_i)z_i + \sum_{n=1}^N dF_M(z_i)z_i + \sum_{n=1}^N dF_D(z_i)z_i + F_{damp}z_i + F_{rest}z_i \quad (5.3)$$

Hvor F_{FK} er Froude-Krylov kraften, F_M er massekraften, F_D er dragkraften, F_{damp} er dempningskraften, som er antatt å være lineær, grunnet både strukturell og radiasjonsdempning og F_{rest} er kreftene forårsaket av oppdriften i systemet. Disse kreftene uttrykkes ved følgende ligninger hvor z er den vertikale posisjonen over fjæren:

$$dF_{FK}(z) = -\rho\pi\frac{D^2}{4}\dot{u}(z)dz$$

$$dF_M(z) = -\rho\pi\frac{D^2}{4}(C_M - 1)(\dot{u}(z) - \ddot{\theta}z)dz$$

$$dF_D(z) = -\frac{1}{2}C_D\rho D(u(z) - \dot{\theta}z)|u(z) - \dot{\theta}z|dz$$

$$F_{damp}(z) = -B\ddot{\theta}$$

$$F_{rest} = -\rho g\pi \frac{D^2}{64}\theta$$

For undersøkelse av radiasjonsdempning kan metoden benyttet i Bachynski et al. [18] benyttes, hvor en dybdevarierende form for dempningskoeffisient funnet ved å integrere trykket langs monopelen ved egenfrekvensen til modellen. Dette ble imidlertid vilkårlig tilpasset for å oppnå bedre modelltilpasning. Alternativt kan en impuls responsfunksjontilnærming med linearisering fra frekvens til tidsdomene benyttes ved bruk av Cummins ligning. Begge disse alternativene frakobler frekvensavhengigheten til radiasjonsdempningen, og det blir dermed i disse ligningene benyttet en enkel lineær dempningskoeffisient funnet fra en innsvingningstest av konstruksjonen. Denne koeffisienten representerer dermed både radiasjon- og strukturell dempning av konstruksjonen.

Når det gjelder hydrodynamisk dempning ble dette undersøkt i Chen og Duffour [33] hvor det blir fremvist en rekke verdier fra forskjellige forfattere som antyder at hydrodynamisk dempning varierer mellom 0,11 og 0,24%. Det blir konkludert i denne artikkelen at denne dempningen dermed kan neglisjeres. Strukturell dempning er mer signifikant med cirka 0,2 til 1,5%.

Ligning (5.2) avanseres i tid ved å benytte seg av Beemans numeriske tidsintegrasjon med tidssteget dt [34]:

$$\theta^{n+1} = \theta^n + \dot{\theta}^n dt + \ddot{\theta}^n \frac{dt^2}{2}$$

$$\dot{\theta}^{n+1} = \dot{\theta}^n + \ddot{\theta}^n dt$$

Fordelen med denne tidsdomenekoden er at den kan også benyttes på de fokuserte bølgene som ble

kjørt, noe som ikke er tilfelle for GeniE-simuleringene.

6 Resultat og diskusjon

Dette kapitlet presenterer de eksperimentelle resultatene fra både de regulære- og fokuserte bølgene som ble kjørt under eksperimentene. Det blir gjennomgått hvordan bølgekinematikken endres over den kunstige bunnen, samt hvordan bunnen påvirker lastmålingene fra lastcellen. I tillegg blir det presentert ulike modeller for å kunne verifisere lastmålingene for regulære- og fokuserte bølger.

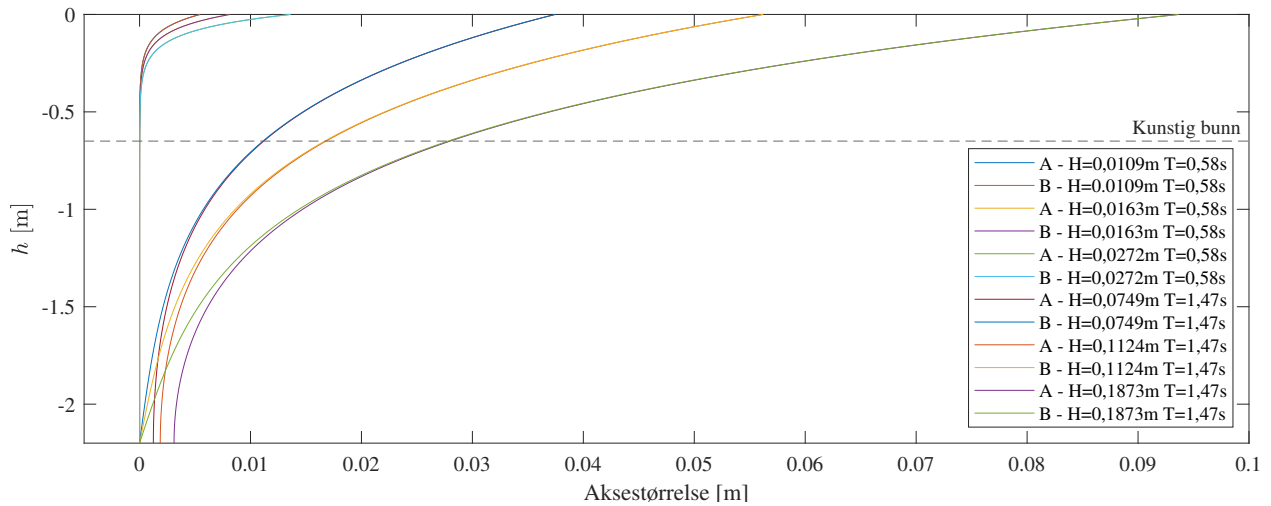
6.1 Endring i bølgekinematikk

Et sett med regulære og fokuserte bølger ble kjørt for å kunne studere hvordan bølgekinematikken endres over den kunstige bunnen for å kunne konstatere hvordan den kunstige bunnen påvirker målingene av overflatehevingen. For å studere dette blir oppsett (A), som er uten kunstig bunn installert, og oppsett (B), som er med kunstig bunn installert, brukt for sammenligning. Bølgekinematikk betyr i dette tilfellet overflateheving målt med de ulike bølgehøydemålerene i det eksperimentelle oppsettet. Det ble altså ikke målt partikkelhastigheter i dette eksperimentet.

6.1.1 Regulære bølger

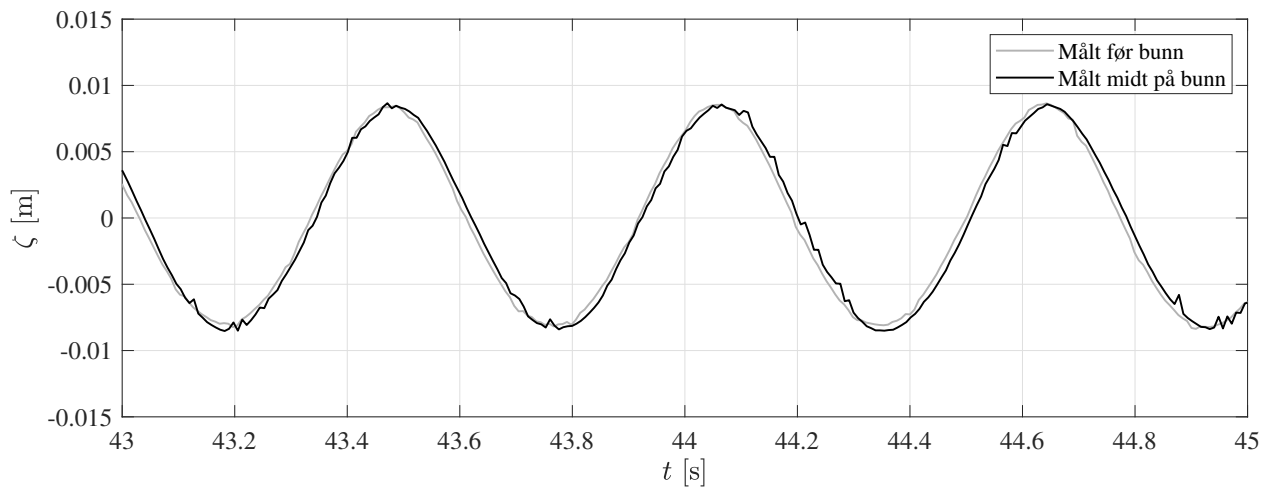
Den teoretiske partikkelbevegelsen beveger seg som ellipseformer med horisontale, A , og vertikale, B , halvaksler, som nærmere beskrevet i Kapittel 2.1.1. For alle de regulære bølgetilfellene fra testmatrisen er størrelsene på disse halvaksene beregnet og presentert i Figur 24. Denne figuren viser at alle bølgene med periode på 0,58 sekunder ikke har teoretisk partikkelbevegelse under den kunstige bunnen på 0,65 meters dybde. Bølgene med periode på 1,47 sekunder viser derimot partikkelbevegelse som går dypere enn 0,65 meter. Dette betyr teoretisk at det den kunstige bunnen ikke skal ha merkbar påvirkning av bølgene med 0,58 sekunders periode, men den vil påvirke bølgene med 1,47 sekunders periode. For å studere endringen i bølgekinematikken nærmere eksperimentelt velges det å studere to ulike bølgehøyder som henholdsvis er 0,0163 meter og 0,1124 meter med tilhørende bølgeperioder på 0,58 og 1,47 sekunder.

Figur 25 viser målt overflateheving ved bølgehøydemåler én og fire for en bølge med høyde lik 0,0163 meter og periode på 0,58 sekunder. Disse bølgehøydemålerene tilsvarer en plassering på 0,95 meter



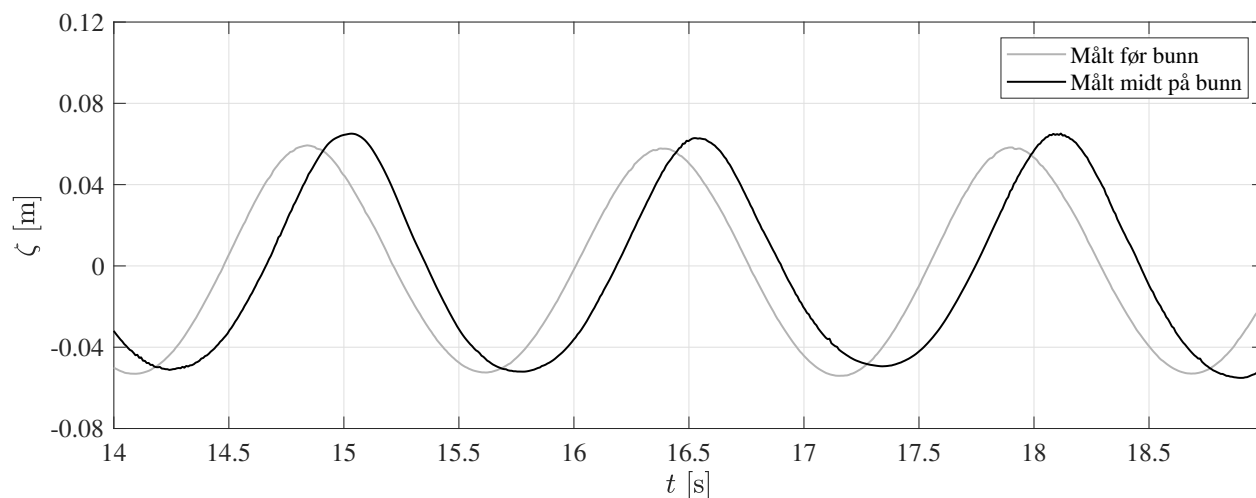
Figur 24: Den teoretiske partikkelbevegelsen til de regulære bølgene hvor A er den horisontale- og B er den vertikale halvaksen beregnet med lineær teori. Den stippled linje indikerer dybden til den kunstige bunnen.

før- og midt på den kunstige bunnen. Ved å beregne gjennomsnittet av bølgetoppene er den gjennomsnittlige overflatehevingen 0,017 meter ved bølgehøydemåler én og 0,0178 ved bølgehøydemåler fire. Dette tilsvarer at overflatehevingen øker med 4,7% over den kunstige bunnen. I dette tilfellet var det som nevnt ikke forventet at overflatehevingen skulle endres ettersom partikkelbevegelsen ikke går dypere enn ca 0,4 meter. Det kan også observeres at det er minimal endring i fasen, noe som kan bety at bunnen ikke gjør en stor påvirkning. Den lille endringen som vises i fasen kan forklares av at avstanden mellom bølgehøydemålerene ble målt med meterstokk som kan føre til noe unøyaktighet.



Figur 25: Bølge med $H = 0,0163$ m og $T = 0,58$ s. Svart linje viser overflatehevingen midt på kunstig bunn og grå viser før kunstig bunn.

Figur 26 viser målt overflateheving ved en bølge med bølgehøyde lik 0,1124 meter og 1,47 sekunder. Fra Figur 3 kan det observeres at partikkelbevegelsen vil gå dypere og også under den kunstige bunnen. Ved å sammenligne de målte overflatehevingene før- og midt på den kunstige bunnen kan det observeres at det er noe økning i overflateheving over bunnen. Gjennomsnittlig overflateheving fra bølgehøydemåler én og fire viser henholdsvis bølgehøyder på 0,1162 og 0,13 meter, som tilsvarer en økning på 11,9% over den kunstige bunnen. Under testingen var det også mulig å observere visuelt at bunnen flekset ved alle bølgene med periode på 1,47 sekunder, som også vil gi en innvirkning på målingene. Effekten av dette vil bli sett nærmere på i Kapittel 6.5. Fra figuren kan det også observeres at det er en faseendring i bølgen, som oppstår når bølgen går over den kunstige bunnen.



Figur 26: Bølge med $H = 0,1124$ m og $T = 1,47$ s. Svart linje viser overflatehevingen midt på kunstig bunn og grå viser før kunstig bunn.

En oppsummering av målt overflateheving for alle de regulære bølgene før og midt på den kunstige bunnen er presentert i Tabell 8. Det kommer frem at overflatehevingen øker over den kunstige bunnen i varierende grad i alle tilfellene. Ved å studere hele måleseriene til de regulære bølgene observeres det at overflatehevingen er ujevn, spesielt ved de laveste bølgene. Dette kan tyde på at de regulære bølgene er spesielt utsatt for refleksjoner eller at bølgegeneratoren har problemer med å generere disse, som kan gi noe usikkerhet ved beregning av gjennomsnittsmålingene.

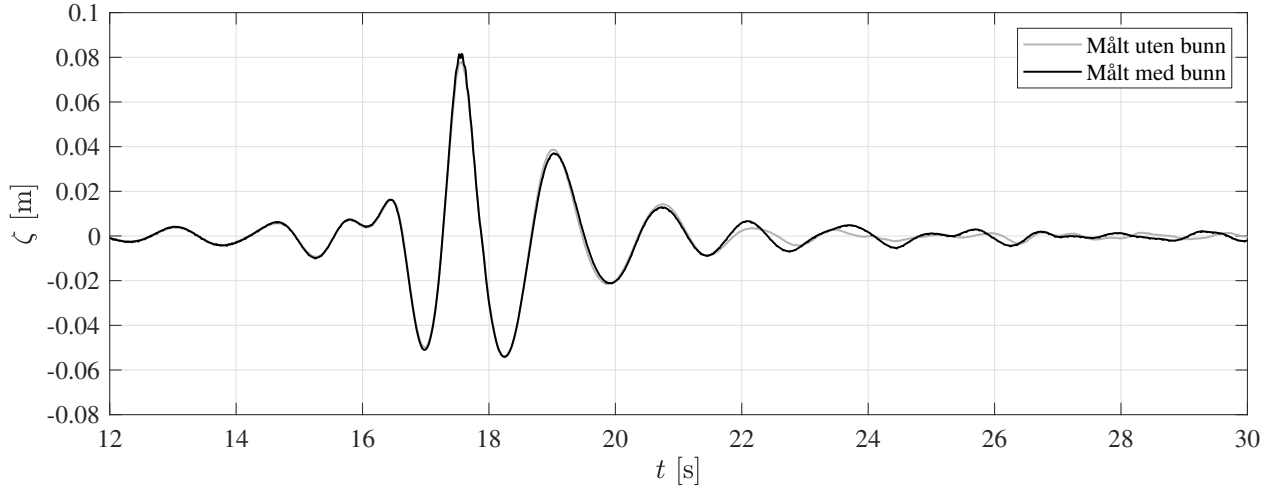
Oppbyggingskoeffisienten, K_s , er også presentert i tabellen. Denne beregnes ved hjelp av Ligning (2.29) som uttrykker forholdet mellom bølgehøyden ved en gitt dybde, som i dette tilfellet blir over den kunstige bunnen, med bølgehøyden i dypt vann. Oppbyggingseffekten er varierende for alle bølgene, men som antatt øker bølgehøyden når dybden reduseres.

Tabell 8: Sammenligning av gjennomsnittlig overflateheving fra regulære bølger målt med bølgehøydemålere plassert midt på kunstig bunn og før kunstig bunn.

Bølgehøyde [m]	Periode [s]	Målt overflateheving		Oppbyggingskoeffisient
		Bølghøydemåler 1 [m]	Bølghøydemåler 4 [m]	
0,0109		0,0126	0,014	1,111
0,0163	0,58	0,017	0,0178	1,047
0,0272		0,0238	0,0256	1,076
0,0749		0,075	0,0834	1,112
0,1124	1,47	0,1162	0,13	1,119
0,1873		0,202	0,2092	1,036

6.1.2 Fokuserte bølger

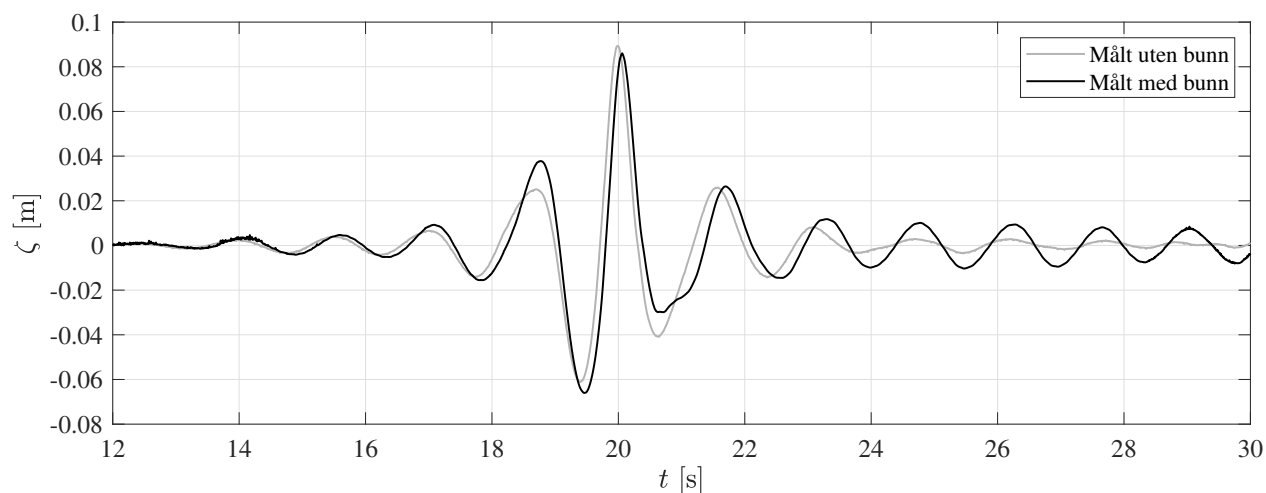
Av de fokuserte bølgene fra testmatrisen ble det kjørt bølger med signifikant bølgehøyde på 0,0326 meter og tilhørende topperioder på 1,55 og 2,2 sekunder for sammenligning av bølgekinematikk. Fokuspunktet er satt til bølgehøydemåler fire som er plassert midt på den kunstige bunnen. For disse målingene benyttes både oppsett (A) og oppsett (B).



Figur 27: Fokuseret bølge med $H_s = 0,0326$ m og $T_p = 1,55$ s, målt med bølgehøydemåler én. Svart linje viser overflatehevingen midt på kunstig bunn og grå viser uten kunstig bunn.

Figur 27 viser målt overflateheving til en fokusert JONSWAP-bølge med signifikant bølgehøyde lik 0,0326 meter og topperiode på 1,55 sekunder fra bølgehøydemåler én, som er før den kunstige bunnen. Det er tydelig at overflatehevingen stemmer veldig godt overens med og uten bunn for den

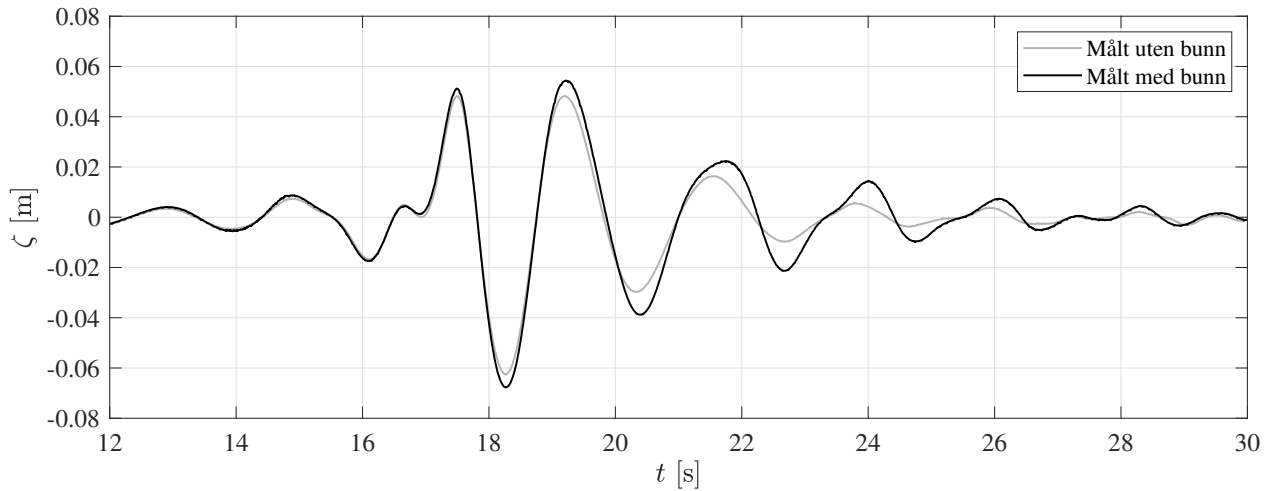
innkommende bølgen. Figur 28 viser den samme bølgen, men fra bølgehøydemåler fire. Fra denne målingen kan det observeres at det er noe forskjell i overflatehevingen, samt en liten faseforskyvning i fokuspunktet. Ved sammenligningen av målingen med og uten kunstig bunn er den største forskjellen i etterkant av fokuseringen, hvor overflatehevingen er betraktelig høyere fra cirka 23 sekunder og utover. Disse bølgene i etterkant svinger med en lokal periode på cirka 1,5 sekunder, og kan potensielt skyldes resonans på bunnplaten, noe som studeres videre i Kapittel 6.2 og 6.5.



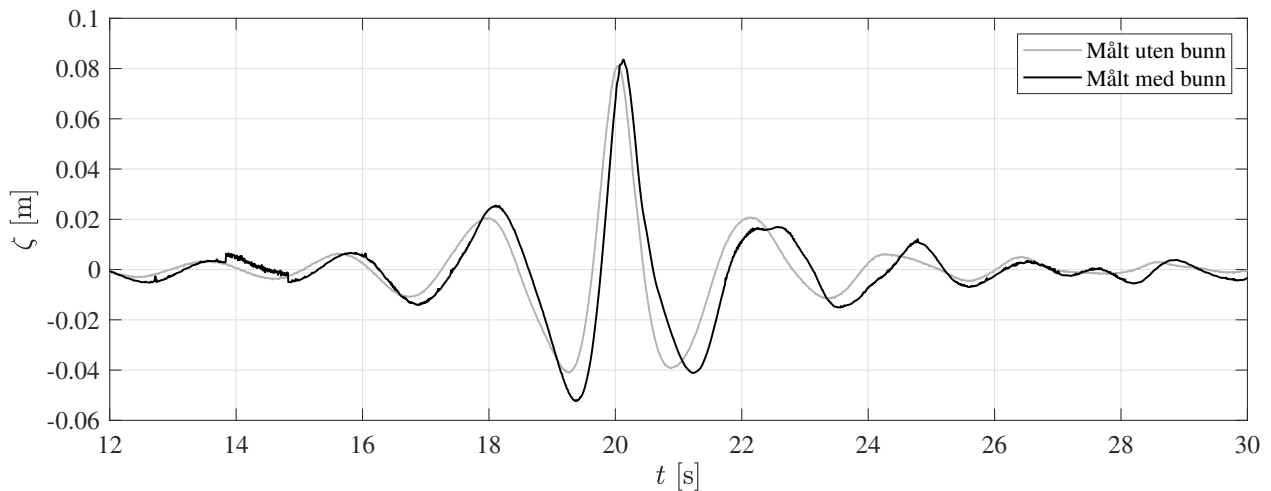
Figur 28: Fokusert bølge med $H_s = 0,0326$ m og $T_p = 1,55$ s, målt med bølgehøydemåler fire. Svart linje viser overflatehevingen midt på kunstig bunn og grå viser uten kunstig bunn.

Figur 29 viser en bølge målt med bølgehøydemåler én med lik signifikant bølgehøyde, men økt topperiode til 2,2 sekunder. Her er det også god overensstemmelse mellom målt med og uten kunstig bunn, men flere ulikheter etter fokuseringen som skjer ved 20 sekunder. Den samme bølgen målt med bølgehøydemåler fire er vist i Figur 30. Ved sammenligning av denne og Figur 28 kan det observeres at det ikke er like merkbar forskjell i bakkant av fokuseringen, men det er også i dette tilfelle etter fokuseringen den største forskjellen er. Det kan også her observeres en faseforskyvning over den kunstige bunnen.

Mellom eksperimentene med og uten kunstig bunn ble alle instrumentene tatt ned og satt tilbake når det ble stilt om fra oppsett (A) til oppsett (B). Avstanden mellom disse ble som tidligere nevnt opp med meterstokk, som kan føre til noe unøyaktighet. Men ved å sammenligne overflatehevingene i Figur 27 og 29 kan det bekreftes at det stemmer veldig godt overens. Dermed kan det antas at faseforflytningen som observeres i fokuspunktet skyldes den kunstige bunnen.



Figur 29: Fokuset bølge med $H_s = 0,0326$ m og $T_p = 2,2$ s, målt med bølgehøydemåler én. Svart linje viser overflatehevingen midt på kunstig bunn og grå viser uten kunstig bunn.

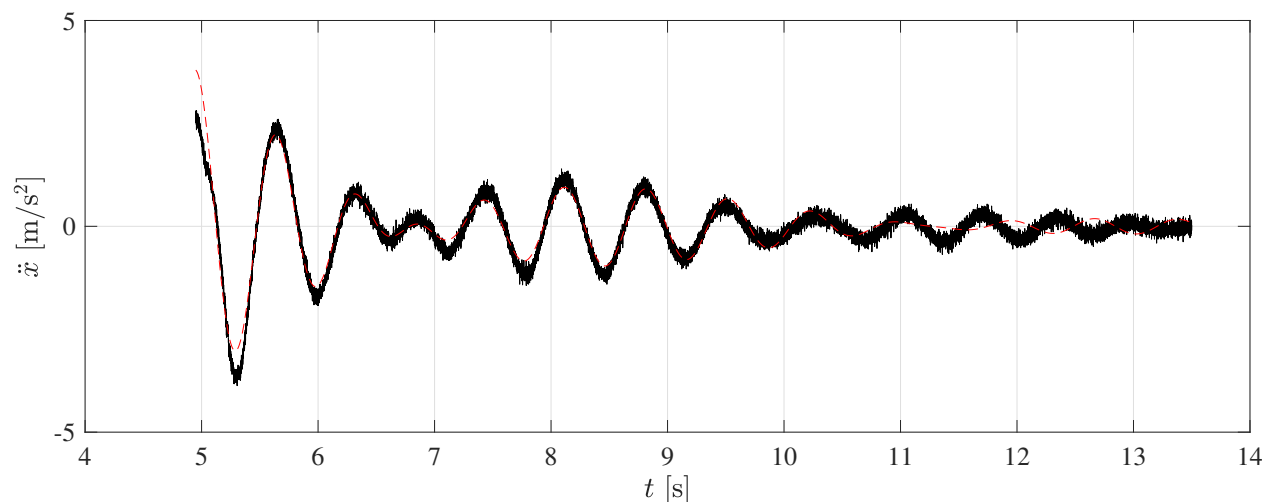


Figur 30: Fokuset bølge med $H_s = 0,0326$ m og $T_p = 2,2$ s, målt med bølgehøydemåler fire. Svart linje viser overflatehevingen midt på kunstig bunn og grå viser uten kunstig bunn.

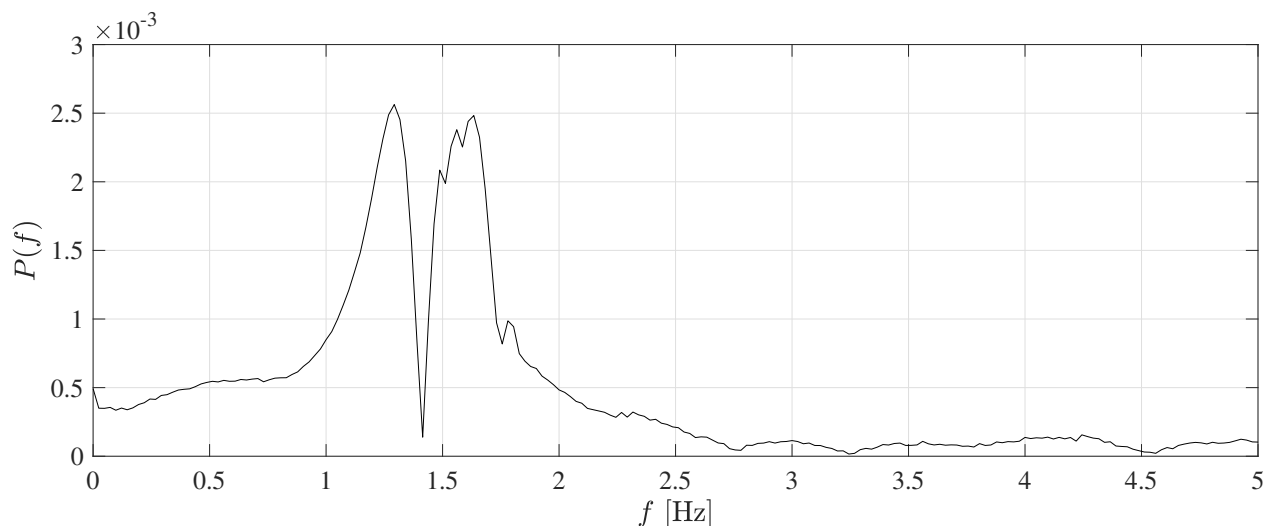
6.2 Innsvingningstester

Når oppsett (C), som inkluderer både den kunstige bunnen og monopelkonstruksjonen, var installert i bølgetanken ble først innsvingningstester (eng: decay test) utført ved å påføre en kraft på monopelen i negativ bølgeretning for å så gi slipp slik at den fikk oscillere fritt. Innsvingningstester utføres ettersom det er mulig å identifisere egenfrekvensen og dempningsraten til konstruksjonen ved å studere innsvingningskurven. Resultatet fra den første innsvingningstesten målt med akselerometeret er fremstilt i Figur 31 sammen med en kurvetilpasning ved bruk av “least square fitting”

av kurven. Fra denne figuren kan det observeres at konstruksjonen har to moduser, noe som også kunne observeres visuelt under testingen ved at oscilleringen stoppet opp og begynte igjen. For å undersøke frekvensene nærmere ble det gjort en spektralanalyse fra akselerasjonsmålingen.



Figur 31: Innsvingningstest før bølgekjøringene hvor svart linje er akselerasjonsdata og rød stiplet linje er kurvetilpasning ved bruk av least square fitting.



Figur 32: Spektralanalyse av innsvingningstesten før bølgekjøringene

Resultatet fra spektralanalysen er vist i Figur 32 og viser tydelig to frekvenstopper. Den høyeste toppen gir en frekvens på 1,3 Hz og den andre gir en frekvens på cirka 1,55 Hz. Hvorfor konstruksjonen oscillerer med to moduser når monopelkonstruksjonen er designet for å være fleksibel i kun én retning må undersøkes nærmere. En mulig forklaring på dette kan være at den kunstige bun-

nens egenfrekvens ligger i samme området som egenfrekvensen til monopelkonstruksjonen, men for å utelukke andre potensielle årsaker undersøkes først eventuell skvulping inni sylindren selv om divinycellplaten i teorien skal forhindre dette.

Frekvensen til eventuell skvulping kan beregnes for å konstatere om det er denne som forårsaker den andre frekvensen i analysen. Denne beregnes ved følgende uttrykk:

$$f_s = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g\pi \tanh(\pi h/l)}{l}} \quad (6.1)$$

Hvor h er høyden vann i sylindren og l er lengden eller bredden til konstruksjonen for langsgående eller tversgående skvulping. Beregningen av dette gir en frekvens på 2,36 Hz, noe som ikke stemmer overens med noen av frekvensene fra spektralanalysen. Det kan dermed bekreftes at divinycellplaten fungerer slik som den skal og at det ikke er noe skvulping inni sylindren under innsvingningstestene.

Den neste potensielle årsaken til at det er to frekvenstopper i spektralanalysen er en effekt av den tversgående bølgen i bølgetanken. Dette er en effekt som kan oppstå på grunn av refleksjoner fra tankveggene, og velges dermed å undersøkes videre. Tversbølgefrequensen til bølgetanken kan beregnes ved sammenhengen mellom bølgelengde og bølgeperiode i dypt vann:

$$T = \sqrt{\frac{\lambda 2\pi}{g}} = \frac{1}{f} \quad (6.2)$$

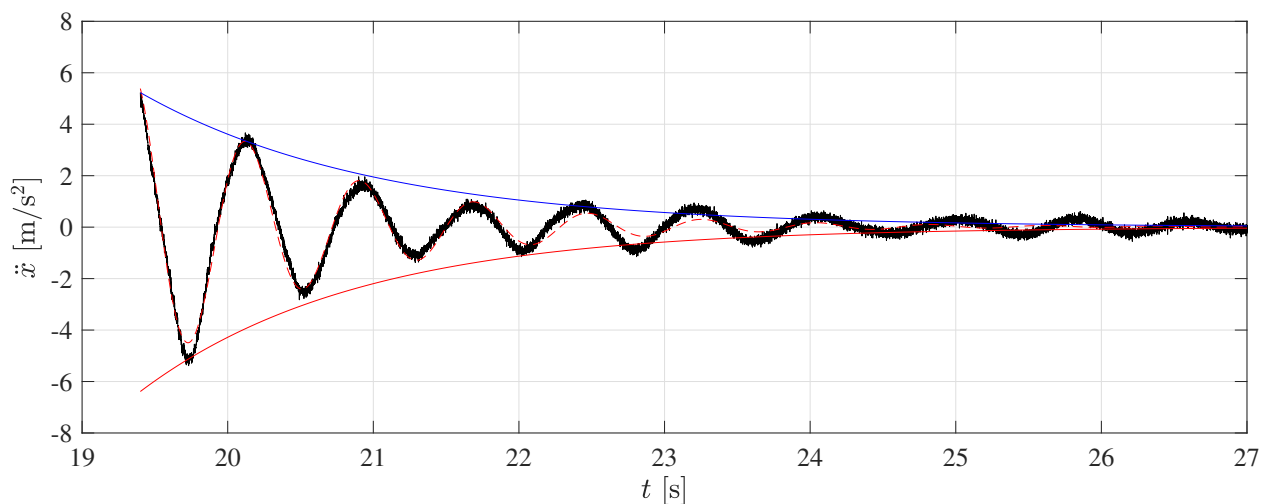
Hvor bølgelengden, λ , settes lik bredden til tanken som er tre meter. Beregningen av denne frekvensen gir 0,72 Hz, som vil være den stående tversbølgefrequensen uten at en konstruksjon er installert i bølgetanken. Når monopelkonstruksjonen er installert vil avstanden mellom konstruksjonen og tankveggen være 1,425 meter, noe som gir en stående tversbølgefrequens på 1,05 Hz. Det kan dermed bekreftes at ingen av frekvenstoppenene fra spektralanalysen skyldes den stående tversbølgefrequensen.

Ved å igjen studere Figur 31 kan det leses av i MATLAB at det er den første frekvensen som konstruksjonen begynner å oscillere med som er 1,55 Hz, og den skifter videre over i en frekvens på 1,3 Hz. Det antas dermed at oscilleringen starter i egenfrekvensen til monopelen, for å deretter skifte over i frekvensen på 1,3 Hz. Ved denne antagelsen kan det konstateres at egenfrekvensen

til monopelkonstruksjonen er lavere enn hva fjæren ble dimensjonert for, som var en egenfrekvens på 1,83 Hz. Oppskalert egenfrekvens fra innsvingningstesten vil dermed gi en frekvens på 0,23 Hz fullskala, som ifølge Figur 8, som viste et typisk frekvensdiagram for en vindturbin, vil ligge i soft-stiff området, noe som er ønskelig ved design av vindturbiner.

Frekvenstoppen på 1,3 Hz som monopelen etterhvert oscillerer med antas igjen å være grunnet den kunstige bunnen når skvulping og den tversgående bølgefrequensen er utelukket. Ved å se tilbake på effekten som oppstod i Figur 28, hvor det ble oppdaget bølger i etterkant av fokuseringen over den kunstige bunnen, hadde disse bølgene en periode på cirka 1,5 sekunder. Denne perioden tilsvarer en bølgefrequens på 0,67 Hz som er akkurat halvparten av frekvenstoppen på 1,3 Hz. Dette bekrefter dermed hypotesen om at det er den kunstige bunnen sin egenfrekvens som monopelen ender opp med å oscillere i. Dette betyr dermed at egenfrekvensene til monopelen og den kunstige bunnen er veldig nær hverandre.

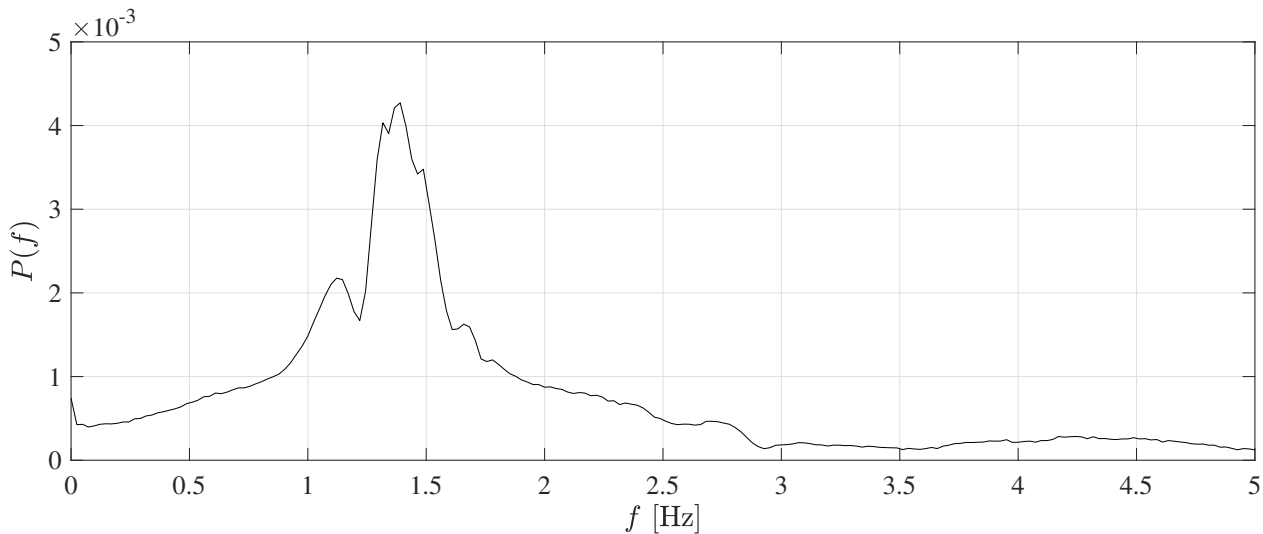
Etter at alle bølgekjøringene var gjort ble det utført nye innsvingningstester for å konstatere om konstruksjonen hadde endret egenfrekvens. Resultatet fra innsvingningstesten etter bølgekjøringene er vist i Figur 33. Ved å sammenligne denne med Figur 32, kan det observeres at de har noe ulik form, og det ser ikke ut som det er to frekvenser slik som det var før bølgekjøringene.



Figur 33: Innsvingningstest etter bølgekjøringene hvor svart linje er akselerasjonsdata, rød stippet linje er kurvetilpasning ved least square fitting og rød og blå heltrukkede linjer er kurvetilpasning ved logaritmisk dekrement.

Ved å gjennomføre en spektralanalyse, vist i Figur 34, kommer det kun frem en tydelig frekvenstopp

som er på 1,3 Hz. Dette tyder dermed på at monopolkonstruksjonen nå oscillerer i samme egenfrekvens som den kunstige bunnen. Den mindre markante toppen ved en lavere frekvens på denne spektralanalysen er på 1,05 Hz, noe som tilsvarer den stående tversbølgefrekvensen til bølgetanken.



Figur 34: Spektralanalyse fra innsvingningstesten etter bølgekjøringene.

Hva som er grunnen til at konstruksjonen oscillerer kun i en frekvens etter at alle bølgekjøringene var gjort kan forklares av dempningsraten til konstruksjonen. Ved å beregne dempningsraten fra før bølgekjøringene er denne 4%, mens dempningsraten fra etter bølgekjøringene er 13%. Dette er dermed betraktelig høyere dempning av konstruksjonen. En oppsummering av resultatene fra innsvingningsforsøkene er gitt i Tabell 9.

Tabell 9: Sammenligning av frekvenser og dempning for innsvingningsforsøkene utført før og etter bølgekjøringene.

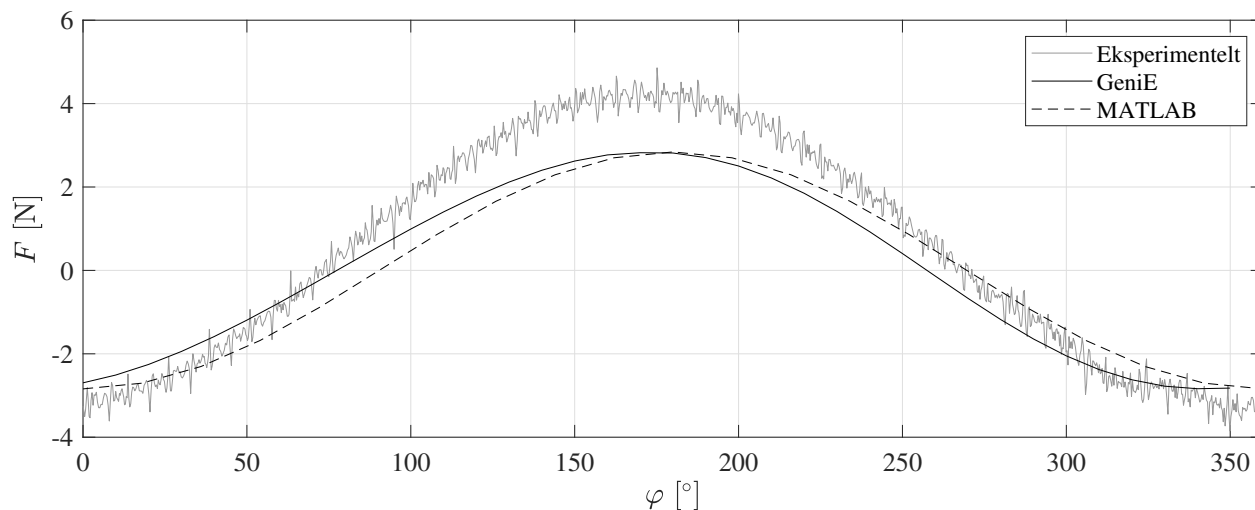
Innsvingningsforsøk	Før bølgekjøring	Etter bølgekjøring
Dempet frekvens, f_d	1,31 Hz	1,27 Hz
Udempet frekvens, f_0	1,26 Hz	1,13 Hz
Dempningskoeffisient, c	8,55 Nms	18,2 Nms
Dempningsrate, ζ	0,04	0,13

6.3 Verifisering av lastmålinger

For å kunne undersøke om det eksperimentelle oppsettet gir korrekte lastmålinger på konstruksjonen må de eksperimentelle resultatene verifiseres mot teoretiske resultater. I dette delkapitlet blir det presentert eksperimentelle resultater sammenlignet med ulike teoretiske modeller som henholdsvis er absolutt- og relativ Morisonmodell, samt en tidsdomenemodell.

6.3.1 Absolutt Morisonmodell

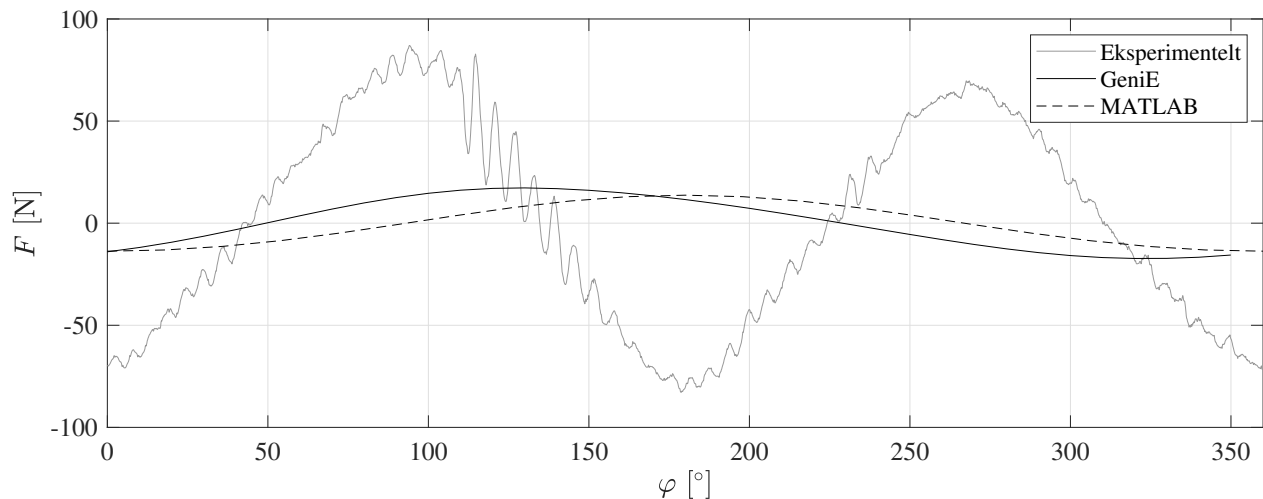
Verifisering av lastmålingene ved absolutt Morisonberegning gjøres både i MATLAB og GeniE. Som tidligere nevnt ble modellen modellert som en stiv konstruksjon i GeniE ved antagelsen at den relative bevegelsen av cylinderen er neglisjerbar. Figur 35 viser resultatene fra MATLAB, GeniE og måling fra lastcellen for en regulær bølge med høyde lik 0,0163 meter og periode 0,58 sekunder. MATLAB og GeniE sammenlignet viser en liten faseforskjell, men lik amplitude på lasten og det kan med dette konstateres at disse modellene fungerer og stemmer overens. Sammenligning av disse resultatene med de eksperimentelle målingene viser at målingene er høyere, og avviket blir beregnet til 38%. For å undersøke dette avviket nærmere studeres også en bølge med perioden 1,47 sekunder.



Figur 35: Sammenligning av lastmålinger fra eksperimentelt forsøk, Morisonberegninger i MATLAB og GeniE for bølge med $H = 0,0163$ m og $T = 0,58$ s.

Figur 36 sammenligner også resultater fra eksperimentell måling, MATLAB og GeniE-beregninger, men for en bølge med høyde 0,1124 meter og periode 1,47 sekunder. Sammenligningen av amplituden

i MATLAB og GeniE viser i dette tilfellet et avvik på 20%. Amplitudene fra den eksperimentelle målingen viser derimot verdier som er tre ganger så høye som MATLAB og GeniE-resultatene. Dette kan indikere at det ikke er mulig å anta at den relative bevegelsen til sylindren er neglisjerbar. Det kan også observeres at de eksperimentelle målingene oscillerer med en frekvens som er lavere enn perioden til bølgen. Perioden til lastmålingene leses av til å være 0,75 sekunder, som tilsvarer en frekvens på 1,33 Hz. Det kan dermed konstateres at lastmålingene oscillerer med egenfrekvensen til den kunstige bunnen. I tillegg til dette kan det observeres at de to amplitudene til lastmålingen er av ulik størrelse, hvor den ene er på cirka 80 Newton, mens den andre er på cirka 65 Newton. Dette kan forklares ved at monopolbevegelsen er dempet.

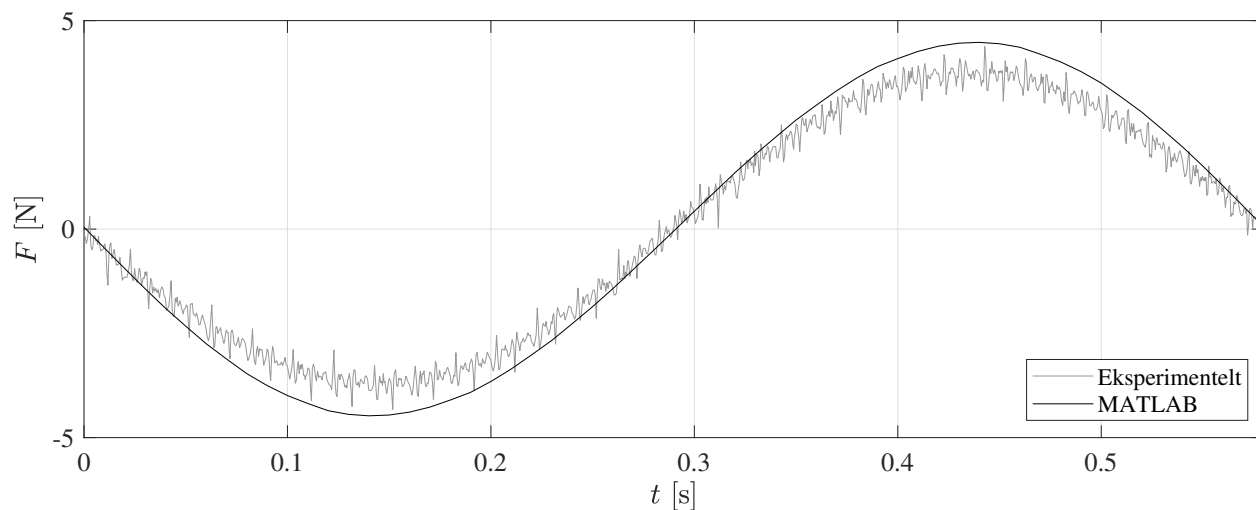


Figur 36: Sammenligning av lastmålinger fra eksperimentelt forsøk, Morisonberegninger i MATLAB og GeniE for bølge med $H = 0,1124$ m og $T = 1,47$ s.

6.3.2 Relativ Morisonmodell

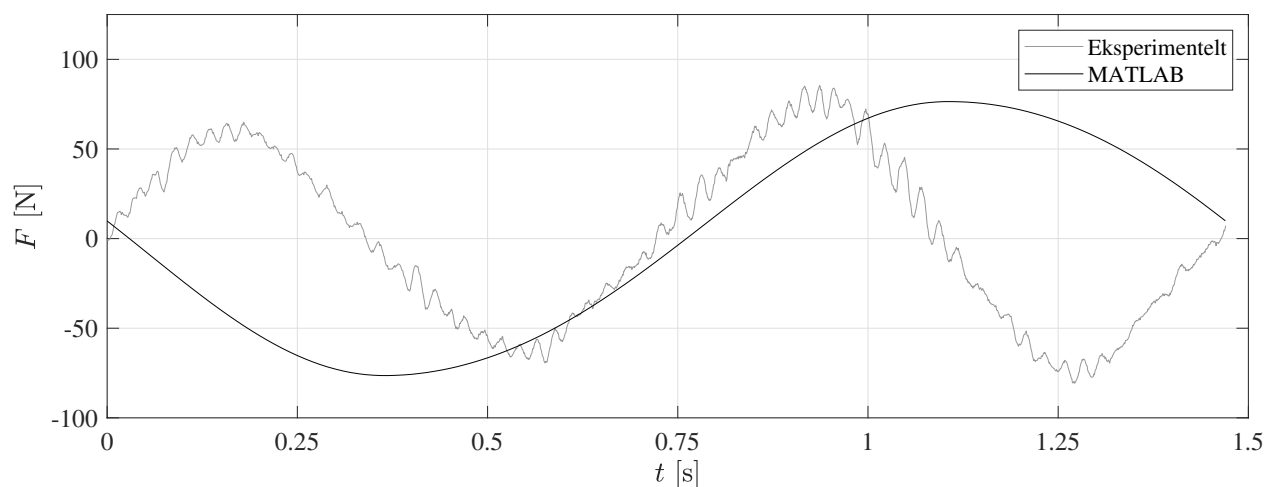
Ettersom den relative bevegelsen til konstruksjonen ikke kan neglisjeres benyttes en MATLAB-kode for relativ Morisonberegning, som gitt i Ligning (2.28), som tar hensyn til den relative akselerasjonen og hastigheten på monopolkonstruksjonen ved hjelp av akselerasjonsamplituden målt av akselerometeret. I disse resultatene blir det ikke sammenlignet med GeniE, da modellen i GeniE er en stiv modell som ikke inkluderer akselerasjonen til monopolen. For bølgen med høyde lik 0,0163 meter og periode 0,58 sekunder er eksperimentelle målinger og relative Morisonberegninger i MATLAB vist i Figur 37. Ved sammenligning av resultatene fra den relative med den absolutte Morisonberegningen kan det observeres at den relative beregningen gir en bedre tilnærming til den eksperimentelle

målingen og at den teoretiske amplituden noe høyere enn den eksperimentelle målingen.



Figur 37: Sammenligning av lastmålinger fra eksperimentelt forsøk og Morisonberegninger med relativ bevegelse i MATLAB for bølge med $H = 0,0163$ m og $T = 0,58$ s.

Den relative Morisonberegningen ble også utført for bølgen med høyde lik 0,1124 meter og periode 1,47 sekunder, som vist i Figur 38. Sammenlignet med resultatene fra Figur 36 er det tydelig at ved å ta hensyn til den relative bevegelsen gir amplituden til lasten en mye bedre tilnærming til den eksperimentelle målingen. Også her kan det observeres at lasten svinger med halvparten av perioden til beregningene, noe som undersøkes videre i Kapittel 6.3.3, men amplituden stemmer godt overens.



Figur 38: Sammenligning av lastmålinger fra eksperimentelt forsøk og Morisonberegninger med relativ bevegelse i MATLAB for bølge med $H = 0,1124$ m og $T = 1,47$ s.

En oppsummering av resultatene fra eksperiment, GeniE og absolutt- og relativ morisonberegning er fremstilt i Tabell 10. Ved å sammenligne disse resultatene kommer det tydelig frem at den relative morisonberegningen stemmer bedre overens med de eksperimentelle resultatene enn absolutt morisonberegning. De regulære bølgene er bratte i disse tilfellene, noe som tilsier at kinematikk av høyere orden kunne gitt nærmere verdier, da lineær teori blir en forenklet metode å benytte. Dette vil bli undersøkt videre i Kapittel 6.4.

Tabell 10: Sammenligning av resultater fra eksperiment, GeniE og absolutt- og relative Morisonberegninger i MATLAB.

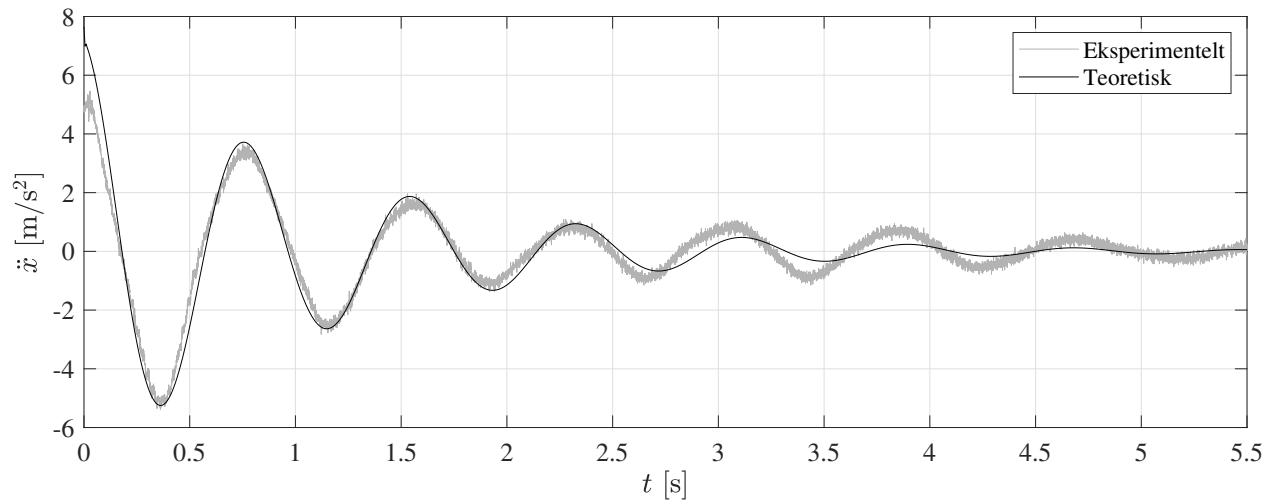
H=0,0163 T=0,58		
	Amplitude	Avvik fra eksperiment
Eksperiment	4,3 N	
Absolutt Morison - MATLAB	2,8 N	- 34,8%
Absolutt Morison - GeniE	2,8 N	- 34,8%
Relativ Morison - MATLAB	4,5 N	+ 4,6%
H=0,1124, T=1,47		
	Amplitude	Avvik fra eksperiment
Eksperiment	80 N / 65 N	
Absolutt Morison - MATLAB	13,7 N	- 82,9% / - 78,9%
Absolutt Morison - GeniE	17,2 N	- 78,5% / - 73,5%
Relativ Morison - MATLAB	76,4 N	- 4,5% / + 17,5%

6.3.3 Tidsdomenemodell

Den relative Morisonberegningen i MATLAB er avhengig av målt data fra akselerometeret, som betyr at om det skal være mulig å benytte koden uten å være avhengig av eksperimentelle målinger er det dermed fordelaktig å utvikle en strukturell kode for å beregne hva responsen til monopelen er. På grunnlag av dette ble det tildelt en tidsavhengig kode for disse beregningene fra veileder David Roger Lande-Sudall.

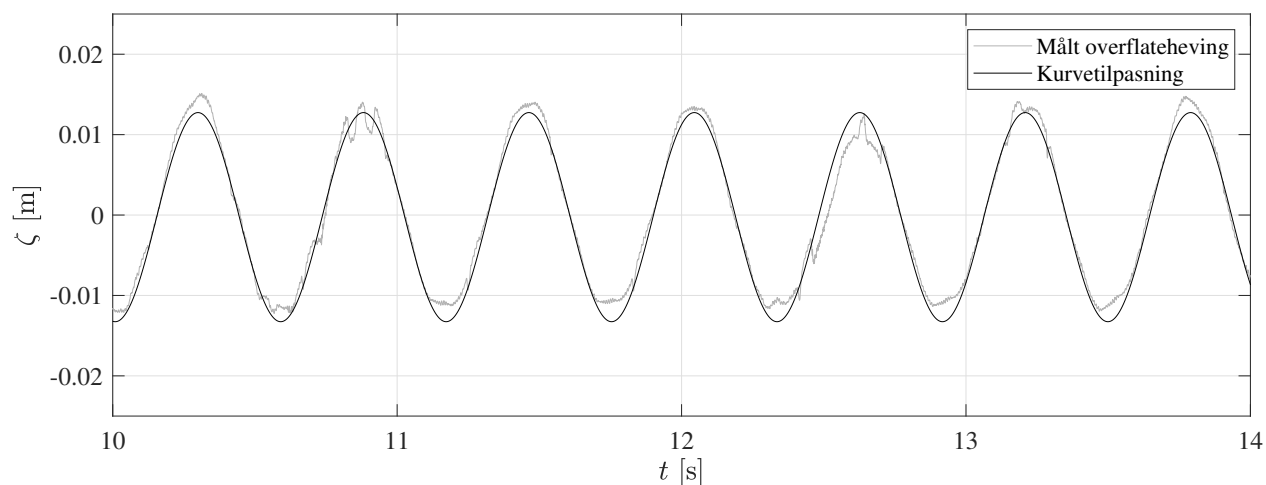
Det utføres først en innsvingningstest i tidsseriekoden for å kontrollere at koden fungerer som den skal. Denne, sammen med eksperimentelle data, er vist i Figur 39. Fra denne figuren kan

det bekreftes at tidsseriekoden stemmer godt overens med eksperimentelle data. Etter cirka to sekunder på grafen stemmer ikke de to kurvene like godt overens, noe som kan skyldes at den andre frekvenstoppen som oppstår ved eksperimentet ikke er tatt hensyn til i tidsseriekoden eller at den estimerte dempningsraten fra innsvingningstestene er litt for høy.



Figur 39: Innsvingningstest i tidsserieanalysen.

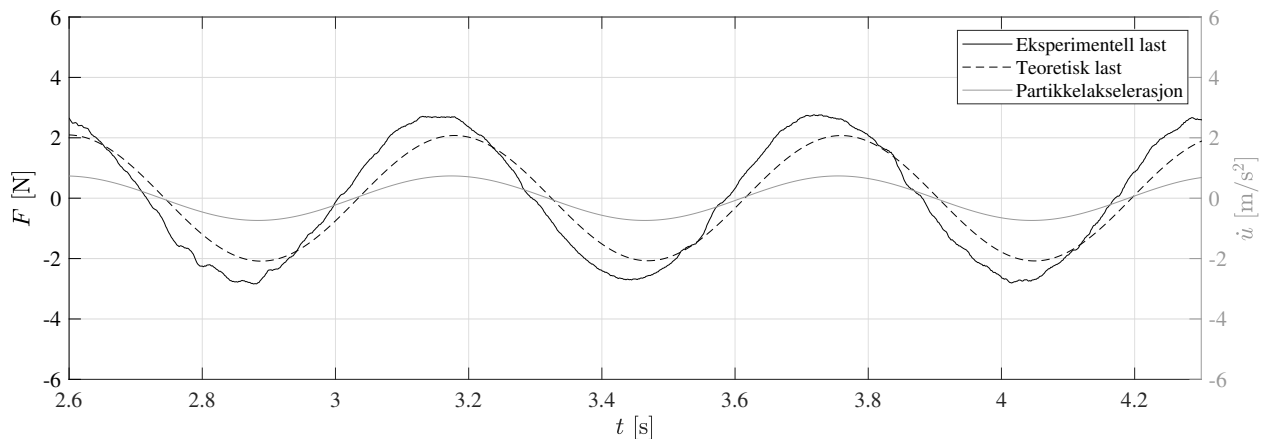
Når det er bekreftet at tidsseriekoden fungerer kan bølgene analyseres. Utregningen av bølgekinematikken for disse bølgene er gjort ved en sinustilpasning ved bruk av “least square fitting” av de eksperimentelle bølgehøydemålingene i koden, eksempel på hvordan dette er gjort for en av bølgene er vist i Figur 40.



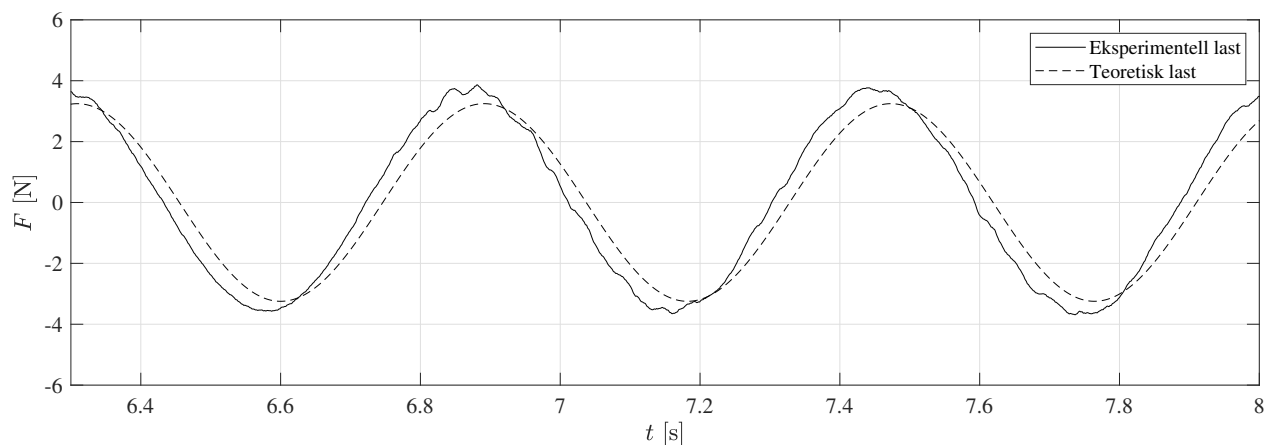
Figur 40: Eksempel på hvordan overflatehevingen er sinustilpasset for en bølge med $H = 0,0272$ m og $T = 0,58$ s.

Figur 41 viser en sammenligning av eksperimentell- og teoretisk last i tidsseriekoden for en bølge med bølgehøyde lik 0,0163 meter og periode 0,58 sekunder. I denne figuren er også den horisontale partikkelakselerasjonen inkludert for å illustrere at lasten er massedominert, noe som er tilfelle for alle de regulære bølgene. Videre er også sammenligningen av eksperimentell- og teoretisk last for bølgene med høyder lik 0,0163 og 0,0272 meter med samme periode vist i Figur 42 og 43.

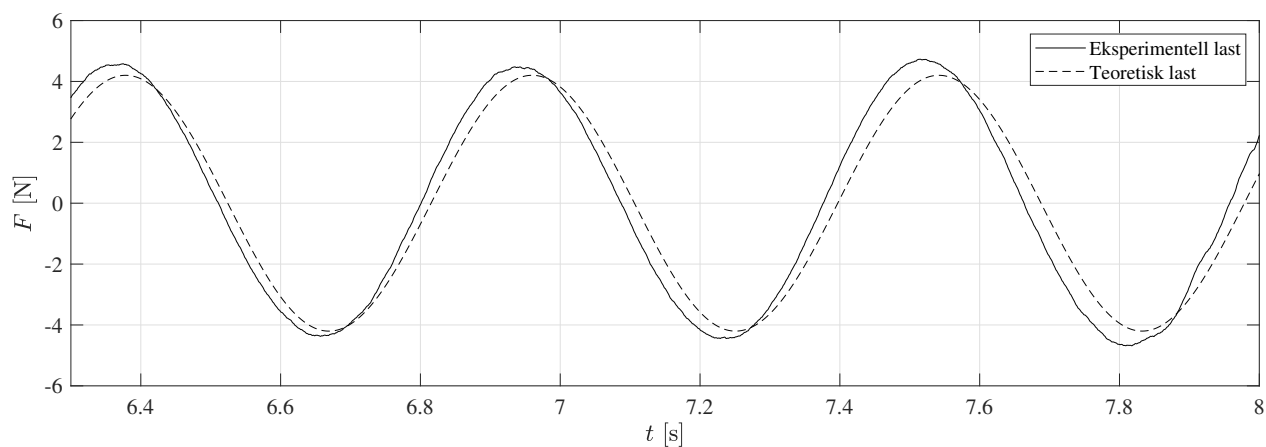
Felles for alle bølgene med periode lik 0,58 sekunder er at tidsserieanalysen gir en god tilnærming av amplituden til den eksperimentelle lasten. I alle tilfellene er eksperimentelle målinger litt høyere enn teoretiske beregninger, som kan ha en sammenheng med påvirkning fra den kunstige bunnen og/eller kinematikkmodellen som er benyttet. Eksempelvis beregnes amplituden til den eksperimentelle lastmålingen for bølgen med høyde lik 0,0163 meter til 13% høyere amplitude enn den teoretiske fra tidsseriekoden. Det kan dermed bekreftes at tidsseriekoden stemmer godt overens med de eksperimentelle målingene, i likhet med modellene for absolutt- og relativ Morisonberegning. De gode tilnærmingene som blir beregnet samsvarer godt med teorien om at det ikke er noe partikkelbevegelse under den kunstige bunnen for disse bølgene.



Figur 41: Sammenligning av horisontal partikkelakselerasjon, eksperimentell- og teoretisk last i tidsseriekoden for en bølge med $H = 0,0109$ m og $T = 0,58$ s.

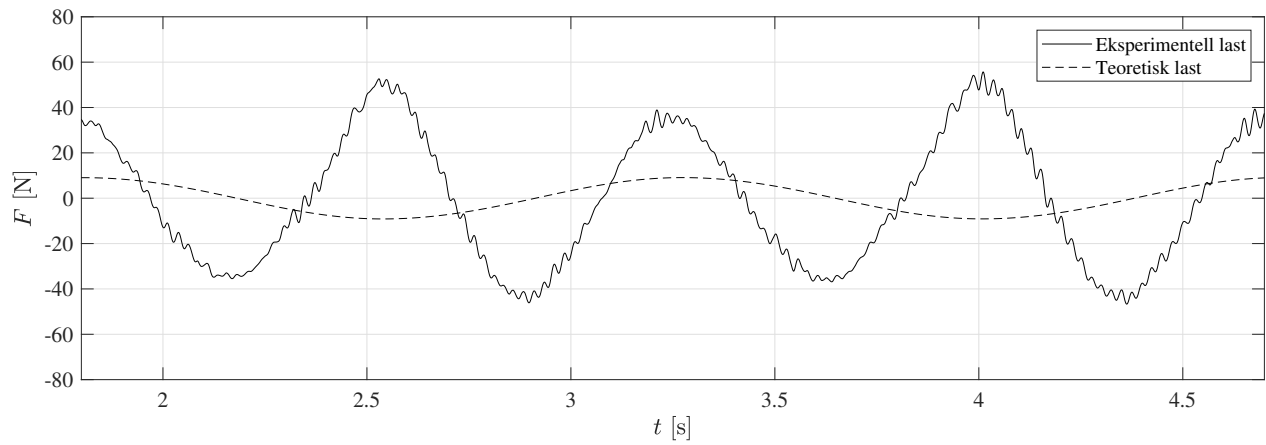


Figur 42: Sammenligning av eksperimentell- og teoretisk last i tidsseriekoden for en bølge med $H = 0,0163$ m og $T = 0,58$ s.

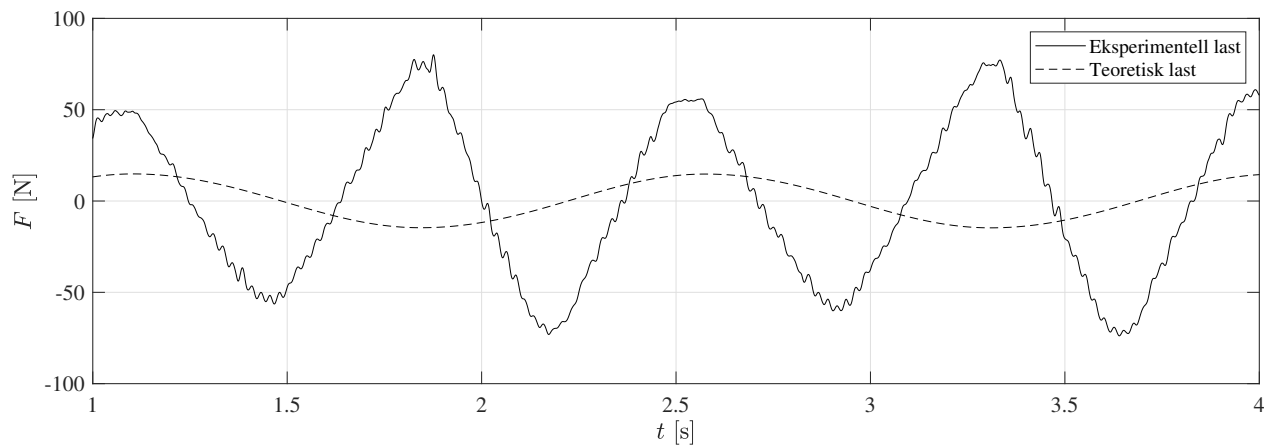


Figur 43: Sammenligning av eksperimentell- og teoretisk last i tidsseriekoden for en bølge med $H = 0,0272$ meter og $T = 0,58$ s.

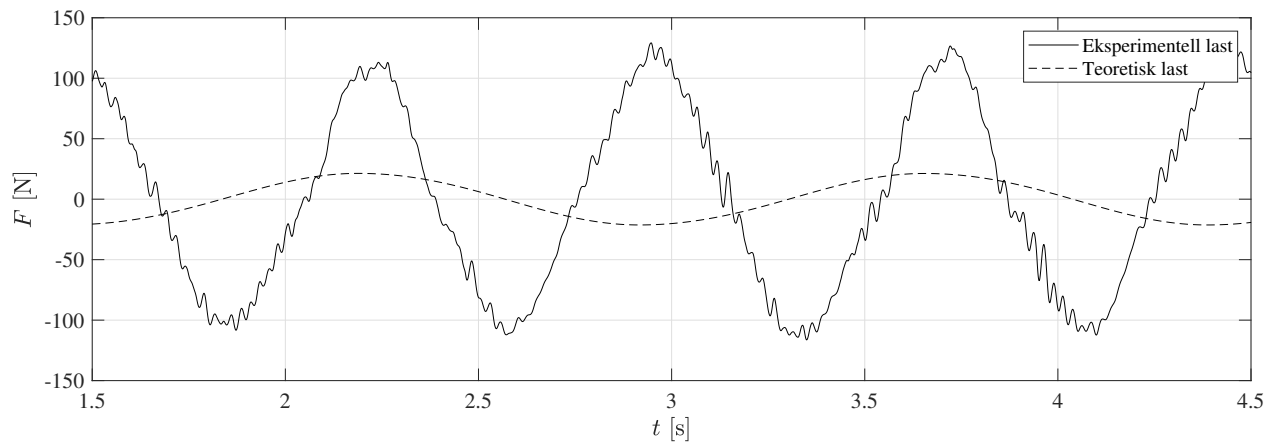
Analysen av bølgene med høyde lik 0,0749, 0,1124 og 0,1873 meter med periode på 1,47 sekunder er presentert i Figur 44, 45 og 46. Fra disse figurene kommer et tydelig frem at i likhet med de absolutte Morisonberegningene er amplituden mye lavere enn eksperimentell verdi. Ettersom innsvingningstesten og analysen av bølgene på 0,58 sekunder har bekreftet at tidsseriekoden fungerer, må det undersøkes andre grunner til at målingene får så stort avvik. Dette avviket kan potensielt forklares ved to ulike hypoteser; den kunstige bunnen påvirker målingene i stor grad og/eller at forenklingen med lineær teori som er blitt brukt ikke er holdbar i disse bølgetilfellene. Videre blir det dermed undersøkt anvendelse av ulike bølgeteorier og påvirkningen fra den kunstige bunnen.



Figur 44: Sammenligning av eksperimentell- og teoretisk last i tidsseriekoden for en bølge med $H = 0,0749$ m og $T = 1,47$ s.



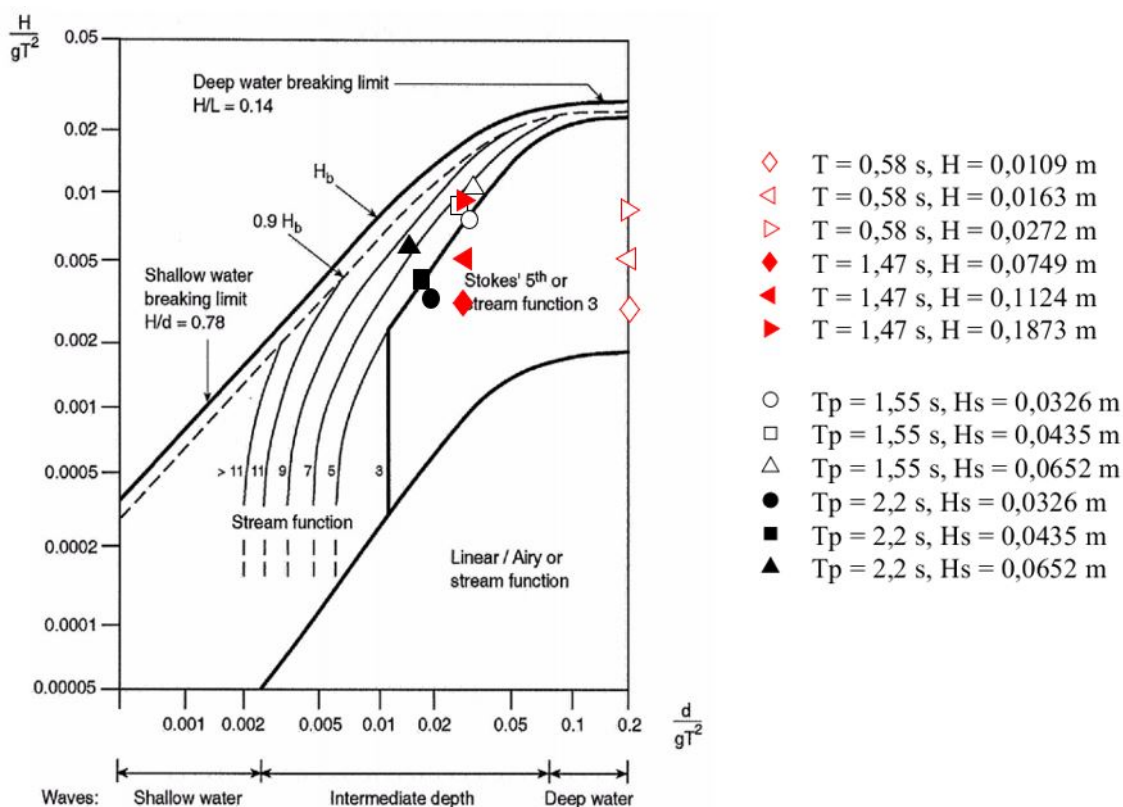
Figur 45: Sammenligning av eksperimentell- og teoretisk last i tidsseriekoden for en bølge med $H = 0,1124$ m og $T = 1,47$ s.



Figur 46: Sammenligning av eksperimentell- og teoretisk last i tidsseriekoden for en bølge med $H = 0,1873$ m og $T = 1,47$ s.

6.4 Anvendelse av bølgeteorier

Hvilken bølgeteori som skal benyttes ved beregninger varierer etter bølgehøyde, -periode, vanddybde. Figur 47 viser når de ulike teoriene skal anvendes. På denne figuren er også alle bølgetilfellene, regulære i rødt og fokuserte i svart, plottet for å kunne se hvor de befinner seg langs plottet, med en forklaring på de ulike markørene på høyre side av figuren. Ved å studere denne figuren kan det observeres at alle de ulike bølgetilfellene som ble kjørt under eksperimentene ligger over området for anvendbarhet av lineær bølgeteori. Betydningen av dette er at kinematikken som har blitt brukt i tidligere utregninger vil være en forenkling. For å undersøke hvor stor denne betydningen er for disse målingene beregnes det ny kinematikk ved bruk av Stokes andreordens teori og Fentons femteordens teori.



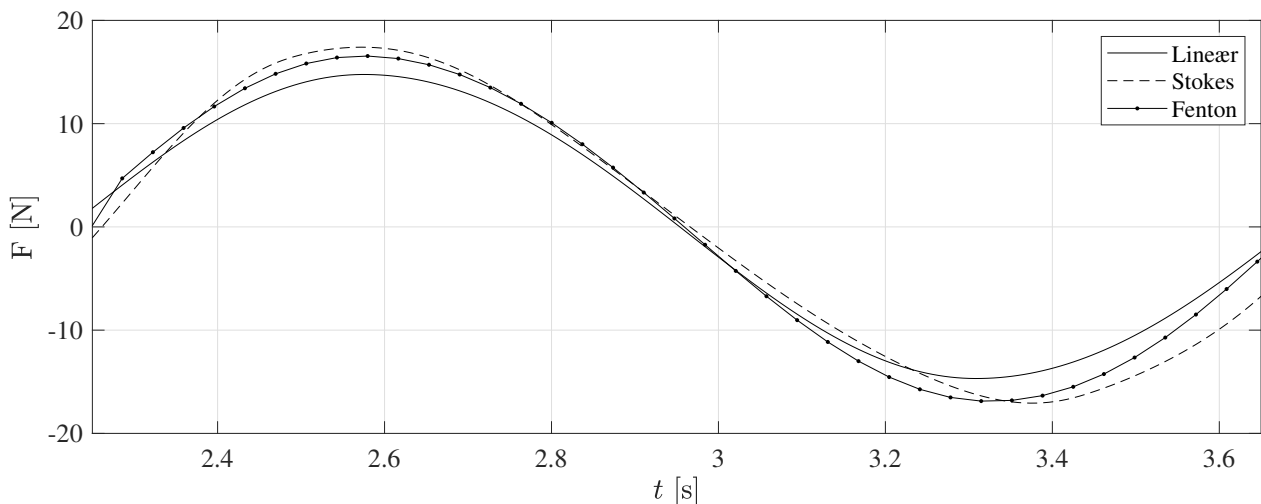
Figur 47: Anvendbarhet av ulike bølgeteorier [6] med alle de ulike bølgetilfellene fra eksperimentene lagt inn. Forklaringer på de ulike markørene til høyre, hvor alle de røde er regulære bølger og de svarte er fokuserte.

Figur 48 sammenligner teoretiske lastberegninger basert på de tre ulike kinematikkene. Dette tilfellet er for en regulær bølge med høyde lik 0,1124 meter og periode 1,47 sekunder, som er en av bølgene

som ga størst avvik mellom tidsseriekoden og eksperimentell måling. Ved å sammenligne de tre lastberegningene kan det observeres at det ikke er veldig stor forskjell mellom de ulike teoriene. På grunnlag av dette velges det dermed å fortsette med lineær bølgeteori da det blir en forenkling som ikke gir merkbart avvik. Dette motbeviser hypotesen om at valg av bølgeteori gir de store avvikene som har blitt observert, og forsterker den andre hypotesen om at det er den kunstige bunnen som forstyrrer lastmålingene.

To andre effekter som kan undersøkes før det blir gått videre med påvirkningen fra den kunstige bunnen er radiasjonsdempning og slammingskraften som påvirker sylindren. I kapittel 2.5.3 ble det gjennomgått to metoder for å beregne slammingleddet som legges til som et ekstra ledd på Morisonligningen. Det blir valgt å bruke den forenklede metoden fra DNV [6] som vist i Ligning (2.35). Ved utregningen av slammingskraften på konstruksjonen ved en bølge med høyde lik 0,0749 meter og periode lik 1,47 meter blir slammingskraften beregnet til cirka 2 N. Dette vil være et lite bidrag og det velges dermed å se bort fra dette, og det blir gått videre med antagelsen om at det er den kunstige bunnen som gir de store avvikene mellom eksperimentell og teoretisk last.

Radiasjonsdempningen ble kontrollert ved å både endre lineær dempningskoeffisient og ved å benytte dempningen som ble brukt i Bachynski et al. [18]. Ved disse undersøkelsene ble det ikke observert en merkbar endring i last, dermed blir det valgt å ikke se nærmere på dette.



Figur 48: Sammenligning av tre ulike bølgeteorier; lineær-, Stokes- og Fentons teori.

6.5 Påvirkning fra den kunstige bunnen

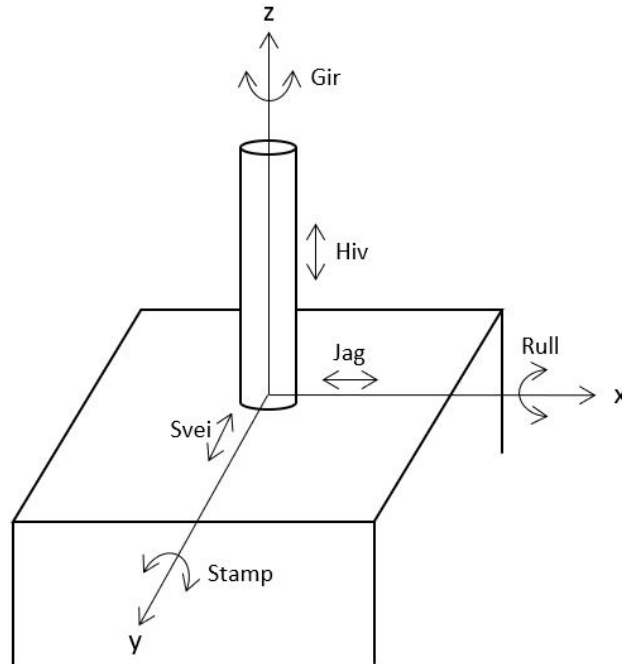
Ved gjennomgangen av de eksperimentelle resultatene, sammenlignet med ulike modeller for både absolutt- og relativ Morisonberegning, har det blitt bekreftet at for de regulære bølgene med periode lik 0,58 sekunder stemmer modellene godt, men for bølgene med periode lik 1,47 sekunder oppstår det store avvik. På bakgrunn av at de ulike bølgeteoriene ikke ga stor forskjell i lastberegninger kan det antas at avvikene, spesielt på frekvensen, som skjer mellom teori og eksperimentelle data for bølger med periode lik 1,47 sekunder ikke skyldes valg av kinematikk. Videre undersøkes dermed påvirkningen av den kunstige bunnen som mulig forklaring på disse avvikene.

Under de eksperimentelle forsøkene var det mulig å visuelt observere at bunnen flekset ved de høye regulære bølgene og de fokuserte bølgene. Dette kan forklares ved å studere partikkelbevegelsen som tidligere vist i Figur 24, hvor det kunne observeres at det er bevegelse under den kunstige bunnen for bølgene med periode lik 1,47 sekunder. Dette kan undersøkes nærmere ved å studere trykkforskjellen over bunnplaten. Lengden på den kunstige bunnen er som tidligere nevnt 2,5 meter, og bølgelengden for bølgene med periode lik 1,47 sekunder er 3,37 meter når dybden settes lik tankdybden, og 2,97 meter når dybden settes lik dybden over den kunstige bunnen. Dette vil si at bølgelengden er tilnærmet lik lengden på bunnplaten som kan gi en uheldig faseendring mellom bevegelsen av den kunstige bunnen og monopolbevegelsen.

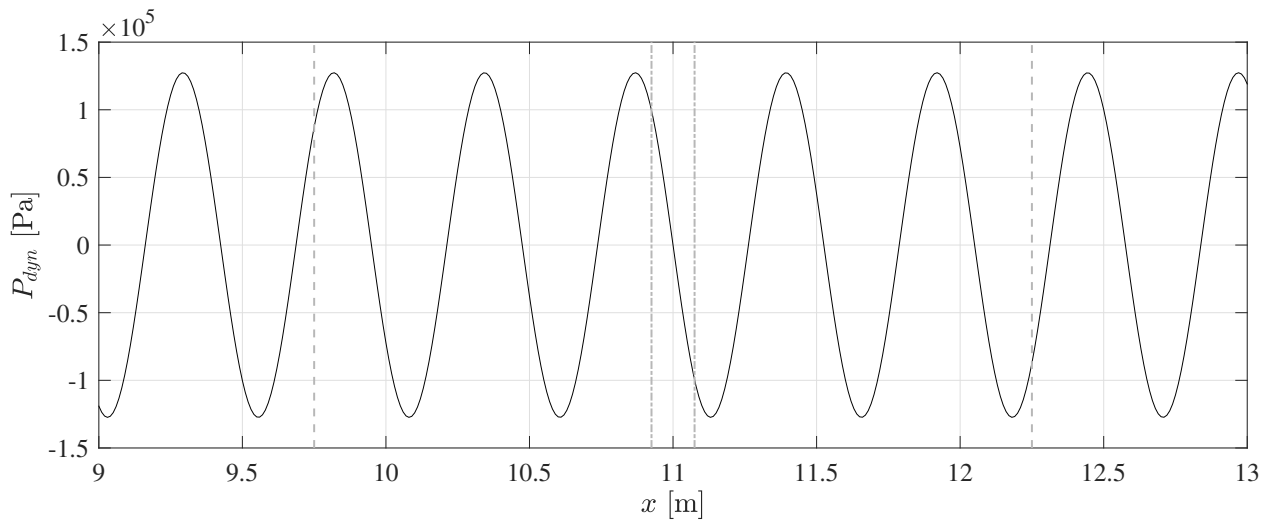
I et tredimensjonalt rom kan en konstruksjon bevege seg i seks frihetsgrader, hvorav tre er forflytninger i x -, y - og z -retning og de tre andre er rotasjoner om aksene. Navnene på de ulike frihetsgradene er vist i Figur 49, hvor en skisse av det eksperimentelle oppsettet er illustrert. Dette er vist for å videre kunne bruke benevningene av frihetsgradene konstruksjonen beveger seg i.

Det hydrodynamiske trykket til bølgen med høyde lik 0,0109 meter og periode 0,58 sekunder er vist i Figur 50. Dette er beregnet ved dybde 0,65 meter, som tilsvarer dybden ned til den kunstige bunnen. På x -aksen i figuren er avstanden fra bølgegeneratoren, hvor også plasseringen av den kunstige bunnen er tegnet inn ved grå stiplede linjer og plasseringen av monopolkonstruksjonen er tegnet inn med grå prikket stiplede linjer for å illustrere hvordan trykkvariasjonen er over konstruksjonen. For alle bølgene med denne perioden vil bølgelengden til trykket være lik som i figuren. Denne bølgelengden er kort i forhold til den kunstige bunnen, som ikke skaper problemer med bevegelse i bunnplaten. Fraværet av bevegelse skyldes også naturligvis at partikkelbevegelsen ikke går under

den kunstige bunnen, men det kan likevel antas at ved en så kort bølgelengde ville det ikke skapt mye bevegelse i bunnen.



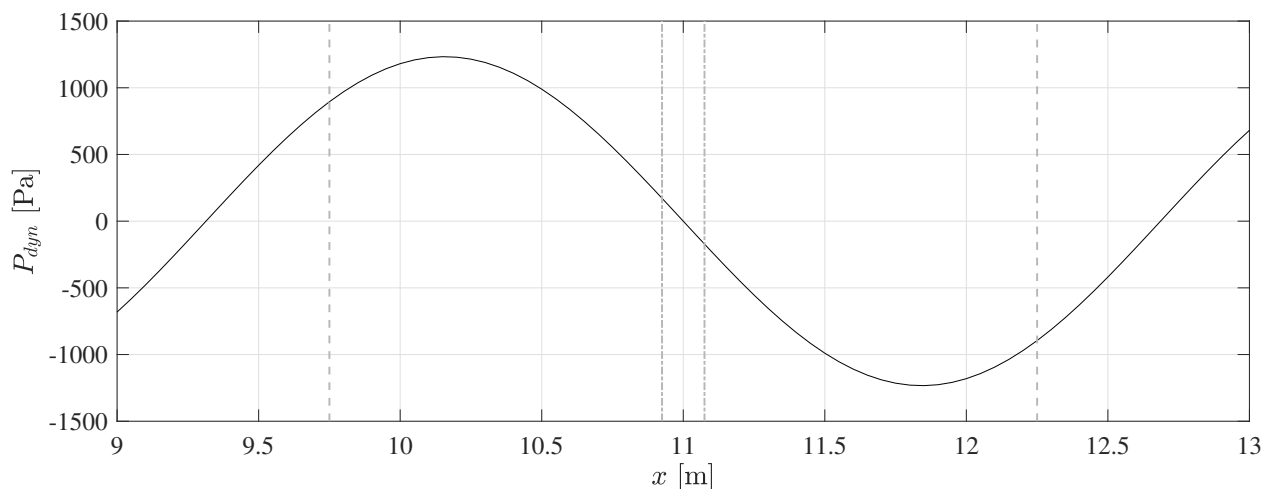
Figur 49: Forklaring av de ulike frihetsgradene til et system tegnet inn på en skisse av det eksperimentelle oppsettet.



Figur 50: Hydrodynamisk trykkvariasjon for bølge med $H = 0,0109$ m og $T = 0,58$ m. Grå stiplede linjer indikerer posisjonen til den kunstige bunnen og grå prikkede stiplede linjer indikerer posisjonen til monopelen.

Det dynamiske trykket til en bølge med bølgehøyde lik 0,0749 meter og periode lik 1,47 sekunder er vist i Figur 51 og viser at bølgelengden til trykkvariasjonen er tilnærmet lik lengden på den kunstige

bunnen. Dette fører til et overtrykk på halve bunnen og undertrykk på andre halvdel av bunnen. Dette vil føre til et rotasjon av bunnplaten i form av en stampbevegelse. Som tidligere nevnt var det også mulig å visuelt observere at det var store bevegelser i bunnen under testingen ved denne bølgeperioden, som forklares ved denne trykkvariasjonen. I tillegg kunne det også observeres at hele bunnen løftet seg fra tankgulvet, noe som tilsier at akselerasjonen i hivretning bør undersøkes.

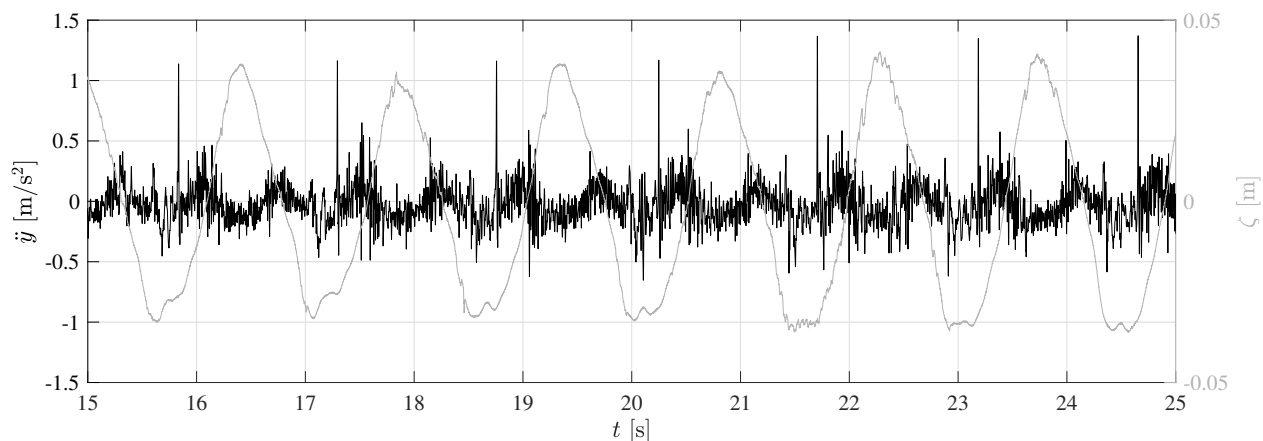


Figur 51: Hydrodynamisk trykkvariasjon for bølge med $H = 0,0749$ m og $T = 1,47$ s. Grå stiplede linjer indikerer posisjonen til den kunstige bunnen og grå prikkede stiplede linjer indikerer posisjonen til monopelen.

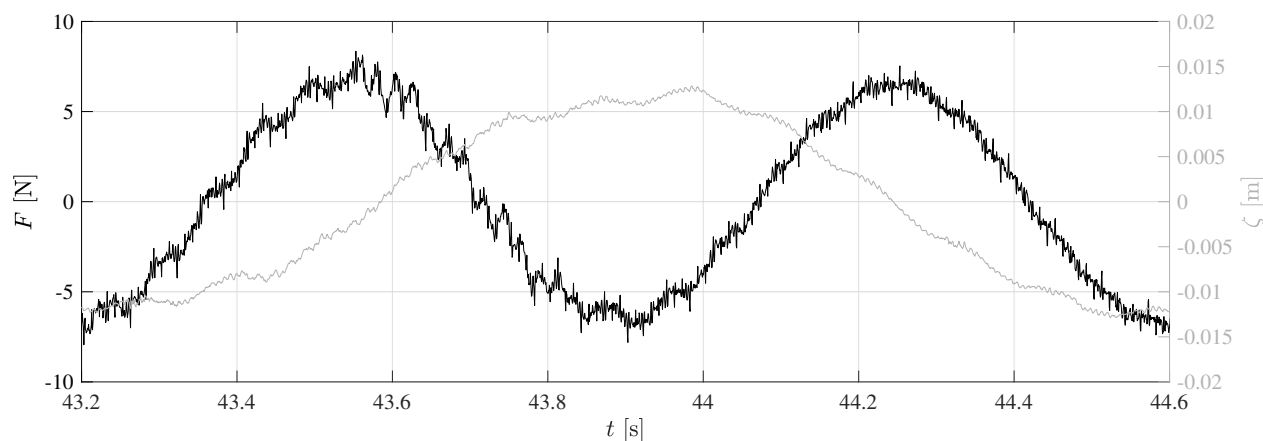
Målinger fra akselerometeret i hiv-retningen er vist i Figur 52 for bølgen med 0,0749 meters høyde og 1,47 sekunders periode. Som antatt kan det observeres enkelte høye toppe som indikerer at den kunstige bunnen løfter seg fra tankgulvet. Overflatehevingen til bølgen er også vist i samme figur for å illustrere når akselerasjonstoppene forekommer i forhold til overflatehevingen. Det kan observeres at dette skjer noe etter bølgedalene målt med bølgehøydemåler fire som står midt på den kunstige bunnen.

Ved å nærmere studere bevegelsen til akselerasjonen i Figur 52 kan det observeres at akselerasjonsmålingen oscillerer to ganger i løpet av en bølgeperiode. Dette samsvarer med at lastmålingene oscillerer to ganger iløpet av perioden som vist i Figur 53. Det kan tenkes at dette er grunnet egenfrekvensen til konstruksjonen, som tilsvarer ganske nøyaktig dobbel frekvens av bølgefrequensen. Hvorfor bølgene med lavere frekvens eksiterer en høyere frekvens kan antagelig skyldes at det oppstår to slag, hvor det ene er av de store kreftene på bunnplaten når trykktoppen er i fronten av bunnplaten og det andre når trykktoppen treffer monopelen.

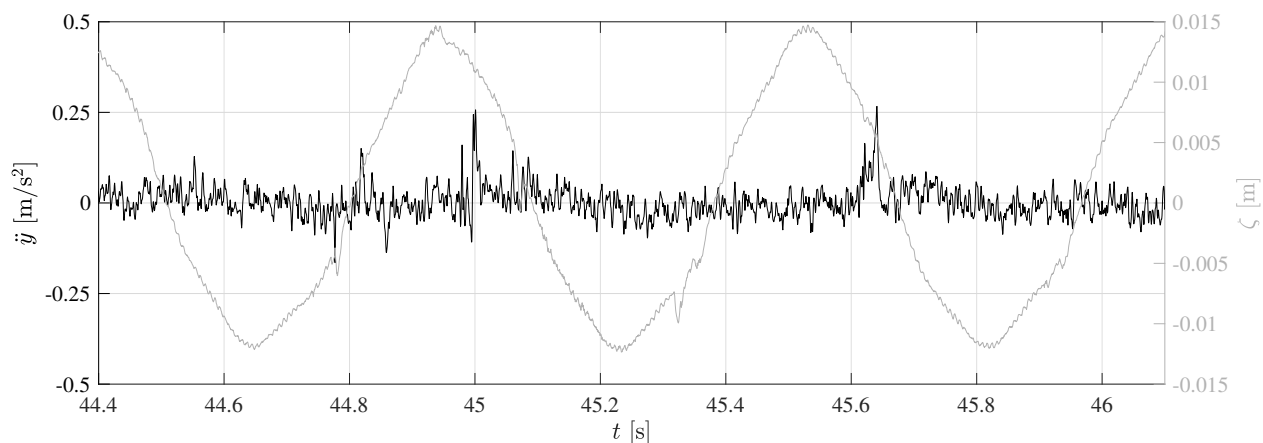
For å bekrefte hypotesen om at det ikke er merkbar bevegelse i bunnen under bølgene med periode lik 0,58 sekunder undersøkes også akselerasjonen til en bølge med høyde lik 0,0272 meter i Figur 54. Dette tilsvarer den høyeste av bølgene ved denne perioden for å undersøke hvor mye bevegelse det var ved den som teoretisk vil gi mest bevegelse. Det kan observeres at det er noen mindre toppe i akselerasjonen, men veldig lite bevegelse. Det kan heller ikke observeres at akselerasjonen oscillerer med noe bestemt frekvens slik som bølgene med periode på 1,47 sekunder.



Figur 52: Akselerasjon i hiv for bølge med $H = 0,0749$ m og $T = 1,47$ s.



Figur 53: Last og overflateheving for $H = 0,0272$ m og $T = 0,58$ s.



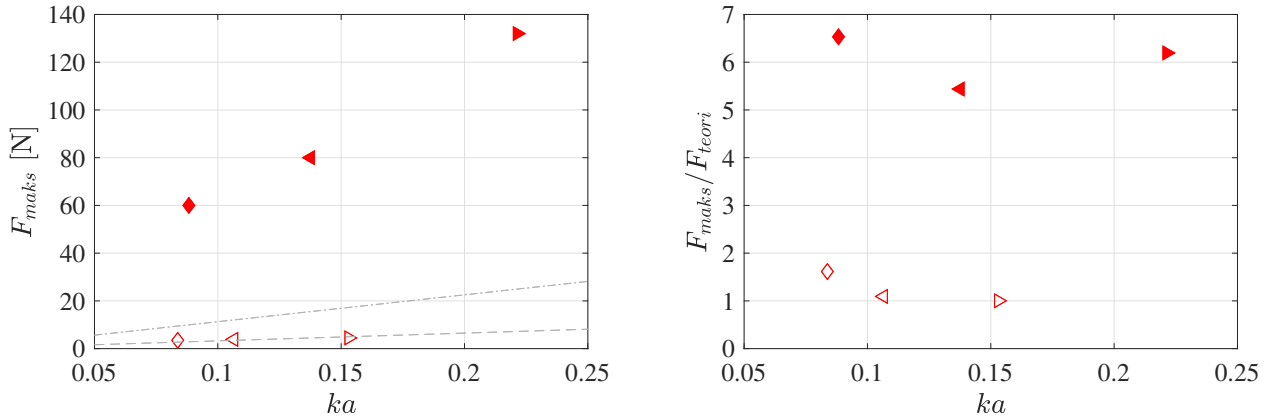
Figur 54: Akselerasjon i hiv for bølge med $H = 0,0272$ m og $T = 0,58$ s.

6.6 Oppsummering av regulære bølger

Figur 55 oppsummerer alle de ulike regulære bølgetilfellene som har blitt kjørt i eksperimentene. Figuren til venstre viser eksperimentell lastmåling mot bratthetsparameteren, ka , som er bølgetallet multiplisert med bølgeamplituden for det aktuelle tilfellet. I figuren er det også tegnet inn teoretisk forventet last etter bratthet med grå stiplet linje for periode 0,58 sekunder og grå prikket stiplet linje for periode 1,47 sekunder. Slik som med alle modellene som har blitt brukt for verifisering kan det her observeres at bølgene ved periode 1,47 sekunder ligger mye høyere enn den teoretiske kurven, mens bølgene med periode 0,58 sekunder stemmer godt overens. Det kan også observeres at lasten øker med økende bratthet med en stigning som også er mye brattere enn ved den teoretiske kurven.

Til høyre på Figur 55 er y -aksen normalisert ved eksperimentell last dividert med teoretisk last. Ved denne figuren kan det enkelt observeres hvor mange ganger høyere de eksperimentelle verdiene er i forhold til de teoretiske. Det er tydelig fra denne figuren at når partikkelbevegelsen ikke går under, og bølgelengden er kortere enn den kunstige bunnen, stemmer de eksperimentelle resultatene godt overens med teoretiske beregninger. Når derimot partikkelbevegelsen går dypere og bølgelengden tilsvarer lengden av den kunstige bunnen blir avvikene mellom eksperimentelle verdier og teoretiske beregninger mellom fem og syv ganger så høye. Da de regulære bølgene trolig er påvirket av refleksjoner ettersom de bygger seg opp over tid, fører dette til at disse verdiene kan være noe unøyaktige, men det gir en god indikasjon på hvor stort avviket er. Det antas at avvikene som skjer er grunnet

bevegelser i den kunstige bunnen. Dersom det hadde vært mer tid tilgjengelig hadde det vært interessant å undersøke samspillet mellom bunnplaten og monopelen ved å endre tidsdomenekoden til en multi-body interaksjon med flere frihetsgrader, da den tidsdomenemodellen som er brukt i dette prosjektet kun er av en frihetsgrad.



Figur 55: Venstre: Målt last mot bratthetsparameteren, ka , for de ulike regulære bølgetilfellene. Grå stippet linje indikerer teoretiske beregninger for bølger med $T = 0,58$ s, mens grå prikket stippet linje indikerer teoretiske beregninger med $T = 1,47$ s. Høyre: Normalisert last mot bratthetsparameteren. \diamond er $H = 0,0109$ m $T = 0,58$ s, \triangleleft er $H = 0,0163$ m $T = 0,58$ s, \triangleright er $H = 0,0272$ m $T = 0,58$ s, \blacklozenge er $H = 0,0749$ m $T = 1,47$ s, \blacktriangleleft er $H = 0,1124$ m $T = 1,47$ s og \blacktriangleright er $H = 0,1873$ m $T = 1,47$ s.

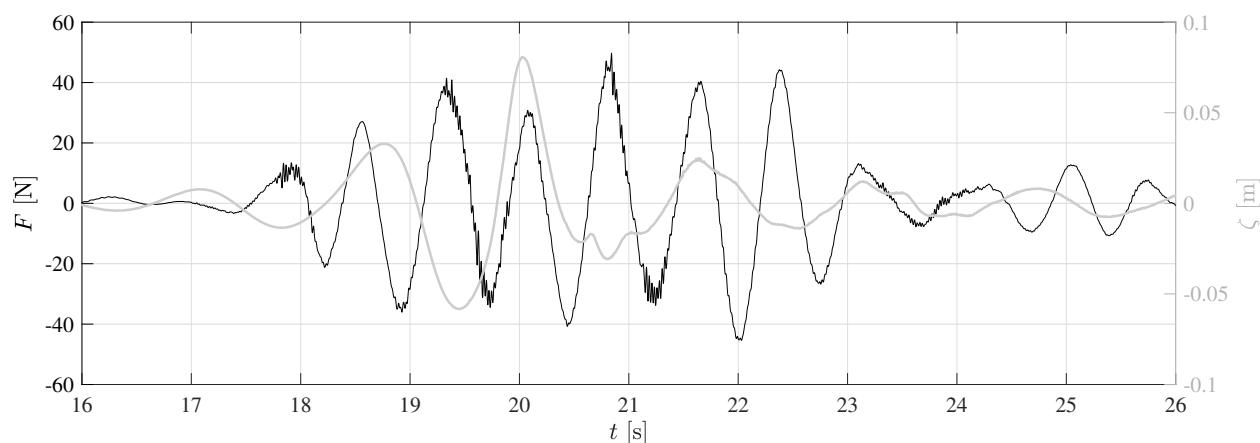
6.7 Fokuserte bølger i tidsdomenemodell

Ett av de opprinnelige formålene med dette prosjektet var å studere bølger opp til brytningspunktet på en kunstig bunn med tilhørende monopelkonstruksjon. Ettersom den kunstige bunnen ikke har en rampe i forkant ville det ikke være mulig å oppnå bunnindusert brytning, derfor ble valget lagt på fokuserte bølger. Frem til dette punktet i resultatdelen har det blitt satt mest fokus på regulære bølger da det ble mye påvirkning på målingene som skyldes den kunstige bunnen. Under eksperimentene visste man ikke påvirkningen fra bunnen, så de fokuserte bølgene ble kjørt på konstruksjonen. Selv om det er kommet frem at den kunstige bunnen har stor innvirkning på målingene vil resultatene fra de fokuserte bølgene likevel presenteres i dette delkapitlet.

Figur 47 viste hvordan alle bølgene fra testmatrisen er plassert på valg av bølge teorier, og det kunne her observeres at også de fokuserte bølgene er over området hvor lineær teori kan anvendes. Basert på hva som ble forklart i Kapittel 6.4 er ikke avvikene i målingene grunnet valg av kinematikk, noe som også vil gjelde for de fokuserte bølgene. På grunnlag av dette velges det å undersøke

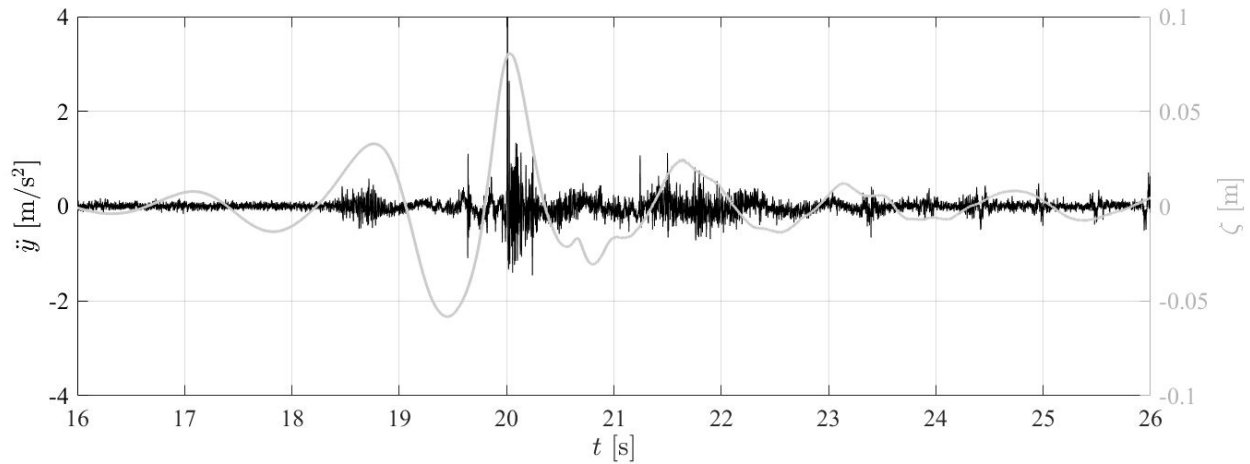
hvordan akselerasjonen målt med akselerometeret er på de laveste fokuserte bølgene med signifikant bølgehøyde lik 0,0326 meter med topperioder på 1,55 og 2,2 sekunder for å kunne bekrefte om den kunstige bunnen også beveger seg under disse bølgene.

Før akselerasjonen studeres, viser Figur 56 hvordan lastmålingene oscillerer sammenlignet med overflatehevingen. Dette gjelder for den laveste av de fokuserte bølgene, med signifikant bølgehøyde lik 0,0326 meter og topperiode 1,55 sekunder. Det kan observeres at den maksimale målte lasten skjer etter fokuseringen. Etter fokusamplituden vil akselerasjonen til monopelen øke og dermed føre til økt last på grunn av den relative bevegelsen. Ved å se tilbake på Figur 28, som viste endringen i bølgekinematikk med og uten den kunstige bunnen, kunne det også observeres at det var mest forskjell i bølgekinematikken etter fokuspunktet, noe som også kan bidra til økning i last etter fokuseringen.

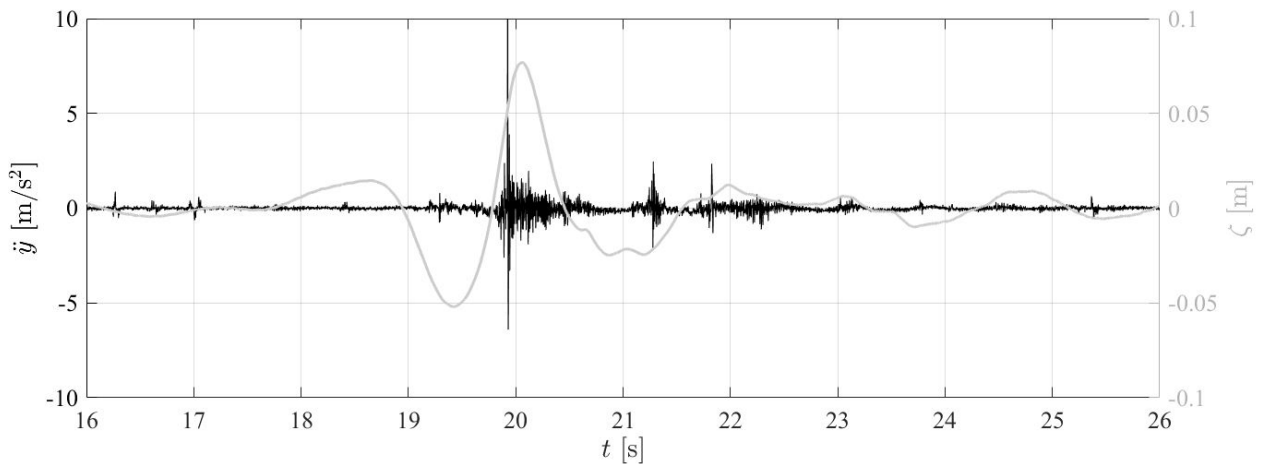


Figur 56: Overflateheving og målt last for bølge med $H_s = 0,0326$ m og $T_p = 1,55$ s.

Akselerasjonen til monopelen i hiv-retningen ved den samme bølgen er presentert i Figur 57 for å kunne undersøke om det er bevegelse i den kunstige bunnen under disse bølgene også. Det kan observeres at det er mye bevegelse selv for denne bølgen som er den laveste av de fokuserte bølgene, som betyr at bunnen vil ha stor innvirkning på målingene på alle de fokuserte bølgene fra testmatrisen. Til sammenligning er også akselerasjonen for den samme bølgen, men med en topperiode på 2,2 sekunder, vist i Figur 58 hvor det som antatt også viser mye bevegelse i hiv.



Figur 57: Overflateheving og målt akselerasjon i hiv for bølge med $H_s = 0,0326$ m og $T_p = 1,55$ s.



Figur 58: Overflateheving og målt akselerasjon i hiv for bølge med $H_s = 0,0326$ m og $T_p = 2,2$ s.

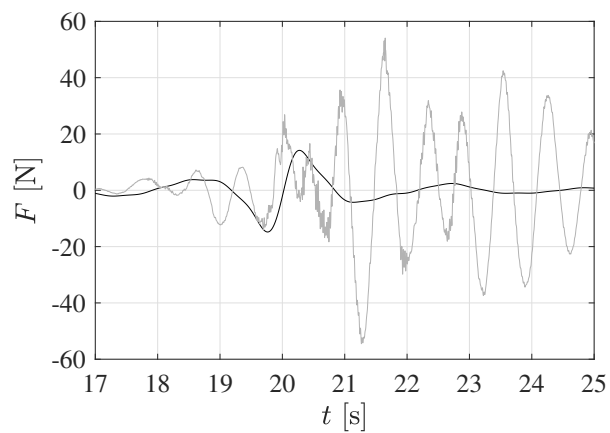
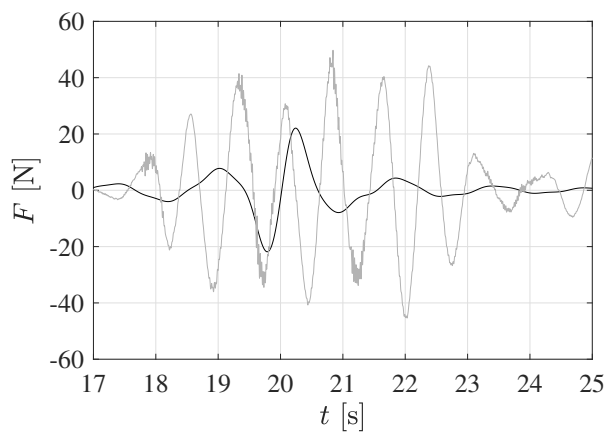
Ved bølgetilfellet hvor topperioden er 1,55 sekunder, beregnes den lokale perioden ved fokuspunktet 1,35 sekunder. Dette tilsvarer i likhet med de regulære bølgene med periode 1,47 sekunder en bølgelengde som er tilnærmet lik lengden til den kunstige bunnen. En oversikt over alle de lokale periodene med tilhørende lokale bølgelengder er gitt i Tabell 11. Fra denne tabellen kan det observeres at alle de fokuserte bølgetilfellene varierer med lokale perioder mellom 1,35 og 2,04 sekunder, som tilsvarer bølgelengder mellom 2,6 og 4,6 meter. Dette tilsvarer bølgelengder som er tilnærmet lik lengden av den kunstige bunnen og opp til nesten dobbel lengde av den kunstige bunnen. Hvilken innvirkning dette har på målingene kan studeres videre ved å se på lastmålingene fra de fokuserte bølgene.

Tabell 11: Lokale perioder og bølgelengder for alle de fokuserte bølgetilfellene.

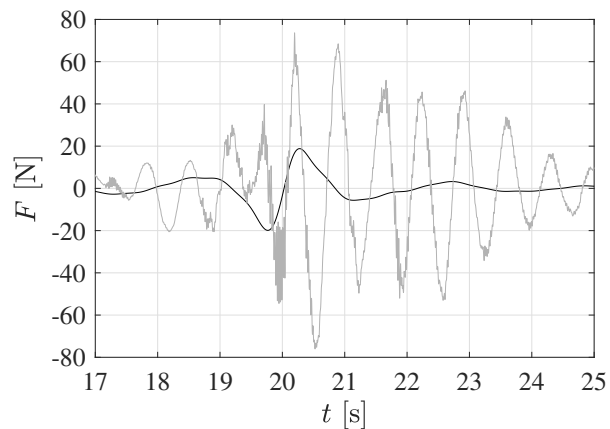
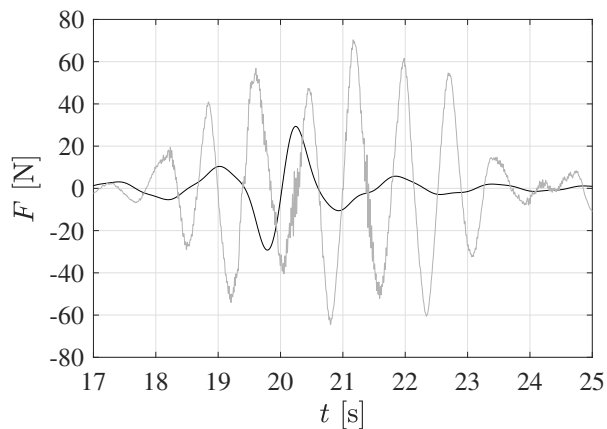
Signifikant bølgehøyde [m]	Topperiode [s]	Lokal periode [s]	Lokal bølgelengde [m]
0,0326 m	1,55 s	1,35 s	2,6 m
0,0435 m	1,55 s	1,43 s	2,8 m
0,0652 m	1,55 s	1,38 s	2,7 m
0,0326 m	2,2 s	1,87 s	4,1 m
0,0435 m	2,2 s	1,92 s	4,3 m
0,0652 m	2,2 s	2,04 s	4,6 m

I Figurene 59, 60 og 61 presenteres de eksperimentelle resultatene sammenlignet med teoretiske beregninger for lasten for alle de fokuserte bølgetilfellene. Felles for alle disse figurene er at de teoretiske beregningene fra tidsseriekoden ikke stemmer overens med de eksperimentelle målingene hverken i amplitude eller frekvens, noe som igjen antas å være på grunn av den store bevegelsen i den kunstige bunnen.

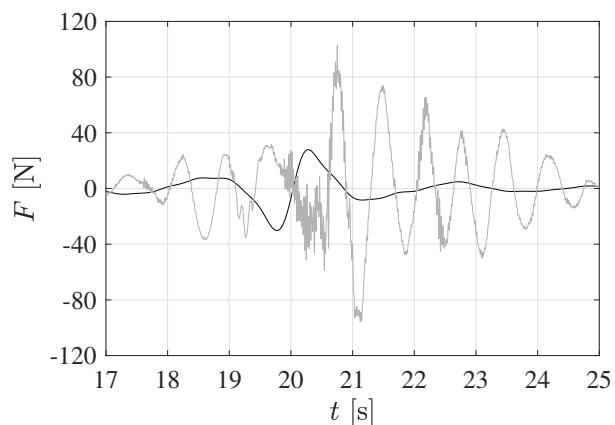
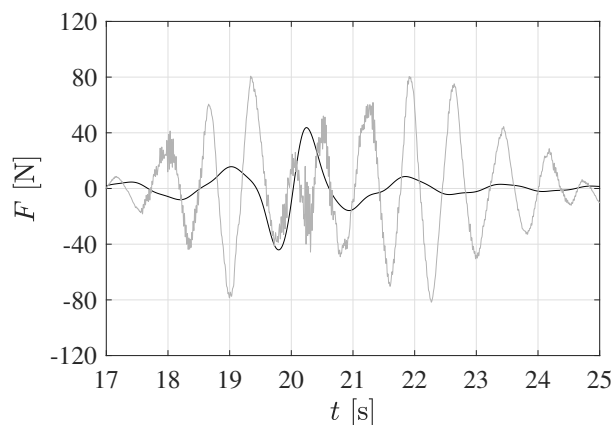
En observasjon som er verdt å merke seg er at ved topperiodene på 1,55 sekunder viser de teoretiske beregningene høyere laster enn ved topperiode på 2,2 sekunder, mens de eksperimentelle målingene viser det motsatte. Når akselerasjonen i hiv ble studert kunne det tydelig observeres at denne var høyere for bølgene med topperiode på 2,2 sekunder, noe som indikerer mer bevegelse og derav mer påvirkning fra den kunstige bunnen. Fra tabellen over de lokale periodene og bølgelengdene kan det bemerkes at bølgene med den laveste topperioden har bølgelengder tilnærmet lik lengden av den kunstige bunnen og bølgene med den høyere topperioden har bølgelengder nærmere det doble av lengden til den kunstige bunnen. Dette kombinert kan tyde på at bølger hvor bølgelengden er lengre enn den kunstige bunnen vil gi en enda større effekt på målingene enn bølgene med bølgelengde lik lengden på den kunstige bunnen.



Figur 59: Teoretisk (svart linje) og eksperimentell last (grå linje) for bølge med $H_s = 0,0326$ m. $T_p = 1,55$ s er til venstre og $T_p = 2,2$ s til høyre.



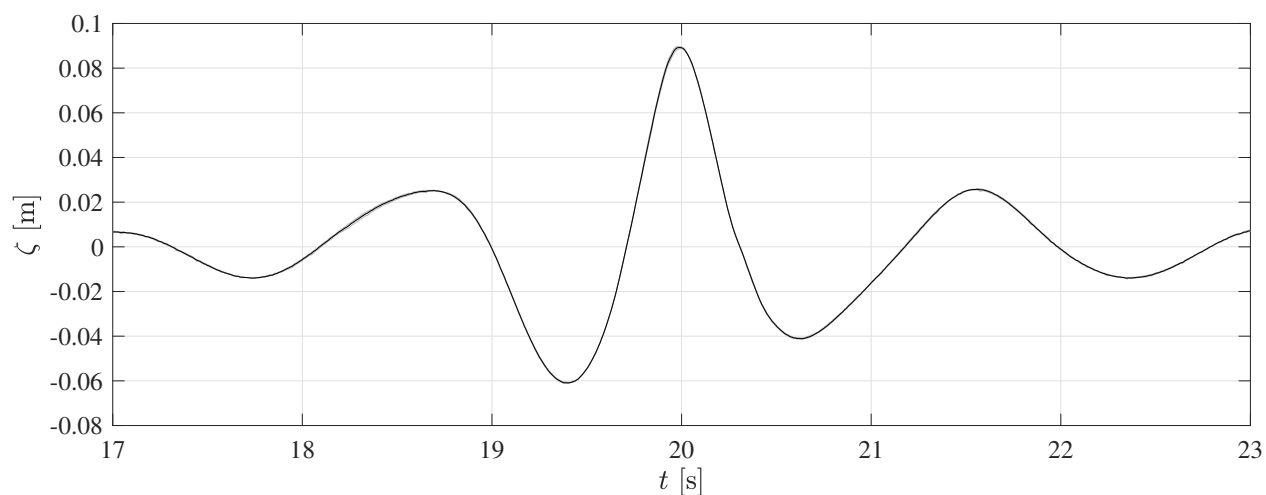
Figur 60: Teoretisk (svart linje) og eksperimentell last (grå linje) for bølge med $H_s = 0,0435$ m. $T_p = 1,55$ s er til venstre og $T_p = 2,2$ s til høyre.



Figur 61: Teoretisk (svart linje) og eksperimentell last (grå linje) for bølge med $H_s = 0,0652$ m. $T_p = 1,55$ s er til venstre og $T_p = 2,2$ s til høyre.

6.8 Repeterbarhet av fokuserte bølger

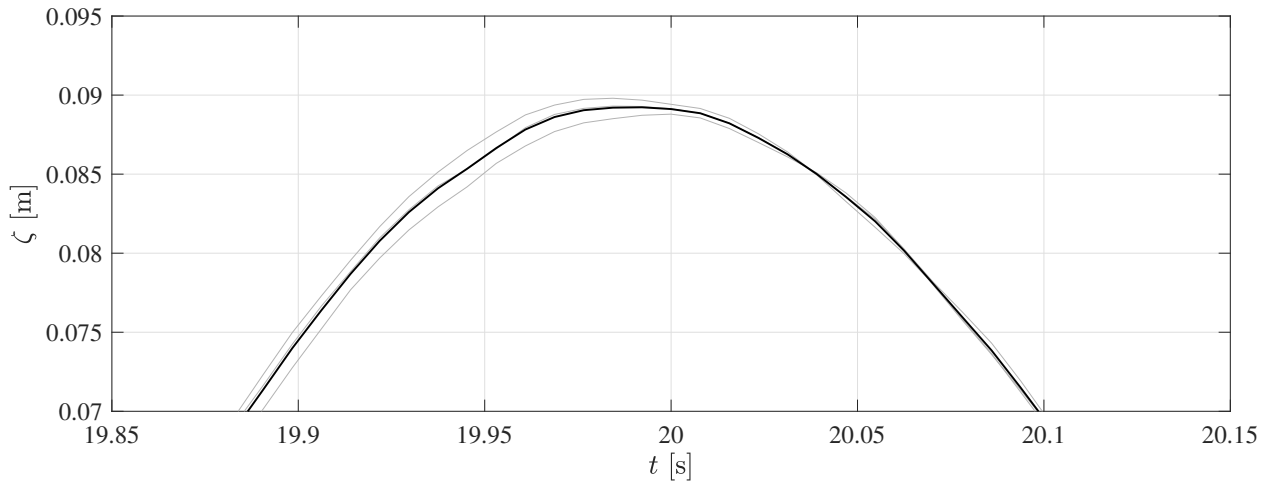
De fokuserte bølgene er stabile sammenlignet med regulære bølger, da de regulære bølgene blir påvirket av refleksjoner i større grad. Et eksempel på repeterbarheten for tre bølgekjøringer målt med bølgehøydemåler fire er vist i Figur 62. I denne figuren kan det observeres at det er vanskelig å se forskjellen mellom de ulike bølgekjøringene, så derfor er et utsnitt av toppen på fokusamplituden gitt i Figur 63. Fra denne figuren leses amplitudene ut fra de ulike bølgekjøringene og er videre presentert i Tabell 12. Det kan observeres at ved disse bølgekjøringene er det maksimale avviket fra den gjennomsnittlige amplituden kun 0,67%. Dette gir en god indikasjon på repeterbarheten til de fokuserte bølgetilfellene.



Figur 62: Tre bølgekjøringer sammenlignet med gjennomsnittet av alle kjøringene for bølgen med $H_s = 0,0326$ m og $T_p = 1,55$ s.

Tabell 12: Målte maksimum amplituder for tre bølgekjøringene av bølgen med $H_s = 0,0326$ m og $T_p = 1,55$ s med avvik fra gjennomsnittlig amplitude.

Bølgekjøring	Amplitude	Avvik fra gjennomsnittlig amplitude
1	0,0893 m	+ 0,11%
2	0,0888 m	- 0,45%
3	0,0898 m	+ 0,67%
Gjennomsnitt	0,0892 m	

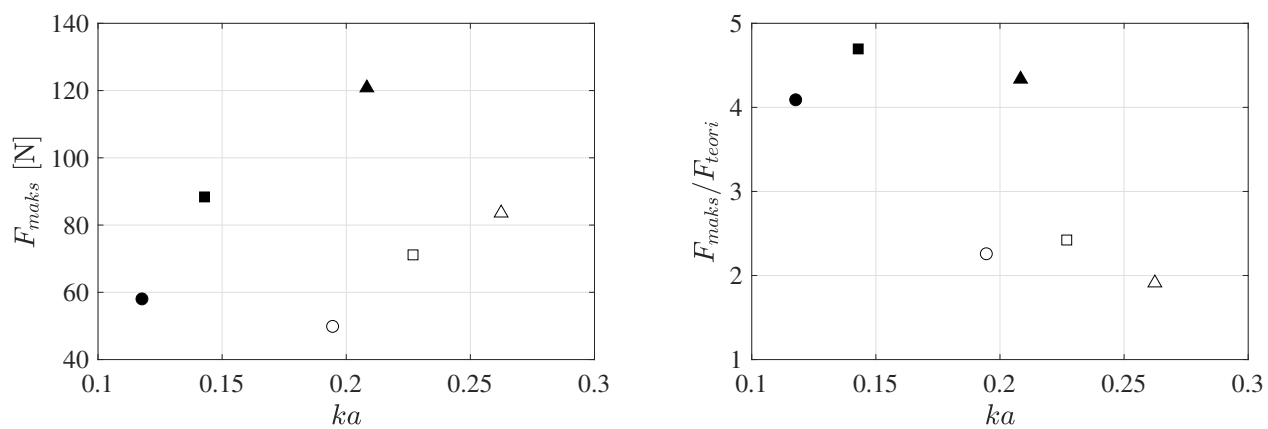


Figur 63: Utsnitt av fokusamplituden for bølgen med $H_s = 0,0326$ m og $T_p = 1,55$ s hvor de grå linjene er individuelle bølgemålinger og den svarte linjen er gjennomsnittet.

6.9 Oppsummering av fokuserte bølger

I likhet med oppsummeringen for de regulære bølgene blir det her presentert den maksimale målte lasten mot bratthetsparameteren for alle de fokuserte bølgetilfellene. For disse bølgene blir bratthetsparameteren definert av den lokale brattheten i fokuspunktet. Perioden brukt for å definere bølgetallet er dermed definert av perioden mellom de to bølgedalene ved den fokuserte amplituden. Bølgen med signifikant bølgehøyde lik 0,0652 meter og topperiode lik 1,55 sekunder var den eneste brytende bølgen. Denne brøt noe før fokuspunktet, noe som betyr at den teoretiske amplituden for denne bølgen vil være betraktelig høyere enn den målte. Denne bølgen kunne visuelt oppfattes som å være av klassen kollapsende brytende bølge.

Resultatene er vist i Figur 64, hvor det til høyre er presentert en normalisert akse hvor den maksimale lasten er dividert med den teoretiske. Figuren til venstre viser tydelig at ved økende bratthet øker også lasten, hvor generelt ved den laveste topperioden er lastene lavere enn ved den høyeste topperioden når resultatene til begge topperiodene ved den samme signifikante bølgehøyden sammenlignes. Den normaliserte figuren til høyre viser at ved topperiode på 2,2 sekunder er de eksperimentelle lastene mellom fire og fem ganger så høye som de teoretiske, slik som gjennomgått i forrige delkapittel.



Figur 64: Venstre: Maksimal målt last mot bratthetsparameteren, ka . Høyre: Normalisert last mot bratthetsparameteren. \circ er $H_s = 0,0326$ m $T_p = 1,55$ s, \square er $H_s = 0,0435$ m $T_p = 1,55$ s, \triangle er $H_s = 0,0652$ m $T_p = 1,55$ s, \bullet er $H_s = 0,0326$ m $T_p = 2,2$ s, \blacksquare er $H_s = 0,0435$ m $T_p = 2,2$ s, \blacktriangle er $H_s = 0,0652$ m $T_p = 2,2$ s.

7 Konklusjon

I dette prosjektet har det blitt utført eksperimenter hvor bølgelaster har blitt studert på en monopel i grunt vann ved bruk av dyptvannstanken i MarinLab ved Høgskulen på Vestlandet. Det eksperimentelle oppsettet ble designet til å bestå av to hovedkomponenter; en monopelkonstruksjon og en kunstig bunn. Monopelkonstruksjonen ble designet som en stiv konstruksjon koblet til et fjærsystem som sørger for fleksibiliteten i systemet. Den kunstige bunnen ble i korte trekk designet som en aluminiumsramme med en topplate som skulle representere havbunnen ved grunt vann. Både regulære og fokuserte bølger av ulike høyder og perioder ble kjørt på konstruksjonen for å undersøke hvordan bølgekinematikken endret seg over den kunstige bunnen, samt å studere bølgelastene på monopelkonstruksjonen.

Gjennom innsvingningstester på konstruksjonen kan det konkluderes med at monopelkonstruksjonen og den kunstige bunnen hadde egenfrekvenser i samme område som henholdsvis var på 1,55 Hz og 1,3 Hz. Det kunne observeres at monopelkonstruksjonen først oscillerte med sin egenfrekvens for å etterhvert bytte over til egenfrekvensen til den kunstige bunnen.

Verifisering av de eksperimentelle resultatene fra de regulære bølgene ble utført ved ulike modeller som absolutt Morisonberegning i både MATLAB og GeniE, en relativ Morisonberegning og en tidsdomenemodell. Gjennom disse modellene kan det konkluderes med at ved lave regulære bølger hvor partikkelbevegelsen ikke går under den kunstige bunnen gir alle modellene god tilnærming til eksperimentelle lastmålinger, mens ved høyere bølger med dypere partikkelbevegelse er det store avvik mellom teoretiske modeller og eksperimentelle verdier. Disse målingene har blitt beregnet til å være nærmere syv ganger så høye som teoretisk beregnet. Ulike kinematikkmodeller har blitt undersøkt, og det konkluderes med at valg av kinematikkmodell ikke er grunnen til avvikene i lastmålingene. Ved de eksperimentelle resultatene fra de fokuserte bølgetilfellene ble det, i likhet med de regulære, funnet betydelige avvik fra teoretiske beregninger. Det konkluderes med at de målte verdiene gir opp til fem ganger så høye verdier som teoretisk beregnet.

Gjennom undersøkelsen av hvilken påvirkning den kunstige bunnen har på målingene konkluderes det med at den øker overflatehevingen noe på samtlige bølger. Når det hydrodynamiske trykket over bunnplaten undersøkes kan det observeres store avvik fra teoretiske beregninger ved bølgene med

bølgelengde som tilsvarer lengden på bunnplaten. Dette skyldes stampbevegelsen som oppstår i den kunstige bunnen. Dette, kombinert med at egenfrekvensen til den kunstige bunnen blir eksitert av bølgene, fører til konklusjonen at det eksperimentelle oppsettet ikke er egnet til denne type testing slik som det er konstruert i dag. Det eksperimentelle oppsettet vil derimot kunne forbedres ved å stive av den kunstige bunnen betraktelig. En videreutvikling av den kunstige bunnen vil dermed være et av forslagene til eventuelle videre arbeider.

8 Forslag til videre arbeid

Forslag til videre arbeid med dette prosjektet deles inn i to kategorier; design og numeriske modeller. Når det gjelder design vil det være flere designmuligheter som kan gjennomføres, hvor det viktigste vil være å ytterligere stive av den kunstige bunnen for å sørge for at det ikke er like mye bevegelse i bunnplaten. Forslag til hvordan designet eventuelt kan videreutvikles er for eksempel:

- Ramper foran og bak den kunstige bunnen – Ved installasjon av ramper vil det oppnås en mer naturlig oppbygging av de innkommende bølgene mot den kunstige bunnen, samt at trykkvariasjonen under bunnplaten ikke vil bli like betydelig som ved eksperimentene utført i dette prosjektet. Dette vil også kunne bidra til en bunnindusert brytning av bølgene, som gir flere muligheter ved studie av brytende bølgelaster over ulike topografier på monopeler i grunt vann.
- Permanent installasjon av en kunstig bunn – Det mest optimale, men også det mest kostbare, alternativet for en kunstig bunn ville være å permanent installere den i bølgetanken for å sikre at den blir stivet nok av. Det mest brukervennlige alternativet for dette vil være å benytte seg av sakseløfterprinsippet, som kort nevnt i designprosessen, hvor den kunstige bunnen kan ha justerbar høyde som vil sørge for at den kan brukes til flere typer eksperimenter og i tillegg ligge flatt langs bunnen for å hindre at den forstyrrer andre eksperimenter når den ikke er i bruk.

Et forslag til videreutvikling av numeriske modeller er å arbeide videre med oppsettet i GeniE, som det i denne rapporten ble funnet at ikke fungerte i modellskala. Videreutvikling av denne vil innebære å modellere konstruksjonen i fullskala, og benytte seg av en modell med justerbar fjærstivhet. Ved å gjøre dette vil det numerisk kunne studeres hvordan monopelkonstruksjonen oppfører seg med høyere eller lavere fjærstivhet, som vil gi en bedre forståelse av responsen til monopelkonstruksjonen.

Et annet forslag til videreutvikling av numeriske modeller vil være bruk av CFD for sammenligning av resultater. Ved bruk av CFD-simulering kan hele det eksperimentelle oppsettet modelleres for å simulere responsen på konstruksjonen numerisk.

Referanser

- [1] T Stallard. *Hydraulics III Part B: Water Wave Mechanics - Theory*.
- [2] MG Øen. An open database of free-surface gravity waves for validation of numerical wave tanks. Master's thesis, Universitetet i Bergen, 2021.
- [3] MA Chella, A Tørum, and D Myrhaug. An overview of wave impact forces on offshore wind turbine substructures. *Energy Procedia*, 20:217–226, 2012.
- [4] L Arany, S Bhattacharya, J Macdonald, and HS John. Simplified critical mudline bending moment spectra of offshore wind turbine support structures. *Wind Energy*, 18(12):2171–2197, 2015.
- [5] E Engebretsen, SK Haver, and D Myrhaug. Extreme wave condition at doggerbank. *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, 138(4), 2016.
- [6] Norske Veritas. *Environmental conditions and environmental loads*. Det Norske Veritas, 2000.
- [7] FN. Stoppe klimaendringene.
<https://www.fn.no/om-fn/fns-baerekraftsmaal/stoppe-klimaendringene>.
- [8] DistriktsEnergi. Verden mot 2050: Halvparten av energien blir fornybar – naturgass erstatter olje som den største energikilden. <https://www.distriktsenergi.no/artikler/2018/9/11/verden-mot-2050-halvparten-av-energien-blir-fornybar-naturgass-erstatter-olje-som-den-stor>
- [9] Regjeringen. Offshore wind - opportunities for the norwegian industry.
<https://www.regjeringen.no/contentassets/07635c56b2824103909fab5f31f81469/offshore-wind-opportunities-for-the-norwegian-industry.pdf>.
- [10] GG Stokes. On the theory of oscillatory waves. *Transactions of the Cambridge philosophical society*, 1880.
- [11] JD Fenton. A fifth-order stokes theory for steady waves. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, 111(2):216–234, 1985.
- [12] B Pettersen. *Marin Teknikk 3 - Hydrodynamikk*. Akademika, 2020.

- [13] PS Tromans, AR Anaturk, and P Hagemeyer. A new model for the kinematics of large ocean waves-application as a design wave. In *The first international offshore and polar engineering conference*. OnePetro, 1991.
- [14] TB Johannessen. The effect of directionality on the nonlinear behaviour of extreme transient ocean waves. 1997.
- [15] JR Morison, JW Johnson, and SA Schaaf. The force exerted by surface waves on piles. *Journal of Petroleum Technology*, 2(05):149–154, 1950.
- [16] O Faltinsen. *Sea loads on ships and offshore structures*, volume 1. Cambridge university press, 1993.
- [17] B Camenen and M Larson. Predictive formulas for breaker depth index and breaker type. *Journal of Coastal Research*, pages 1028–1041, 2007.
- [18] EE Bachynski, T Kristiansen, and M Thys. Experimental and numerical investigations of monopile ringing in irregular finite-depth water waves. *Applied Ocean Research*, 68:154–170, 2017.
- [19] J Wienke and H Oumeraci. Breaking wave impact force on a vertical and inclined slender pile—theoretical and large-scale model investigations. *Coastal engineering*, 52(5):435–462, 2005.
- [20] L De Vos, P Frigaard, and J De Rouck. Wave run-up on cylindrical and cone shaped foundations for offshore wind turbines. *Coastal Engineering*, 54(1):17–29, 2007.
- [21] J Zang, PH Taylor, G Morgan, R Stringer, J Orszaghova, J Grice, and M Tello. Steep wave and breaking wave impact on offshore wind turbine foundations—ringing re-visited. In *25th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies*, pages 9–12, 2010.
- [22] EJ de Ridder, P Aalberts, J van den Berg, B Buchner, and J Peeringa. The dynamic response of an offshore wind turbine with realistic flexibility to breaking wave impact. In *International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, volume 44373, pages 543–552, 2011.

-
- [23] AW Nielsen, F Schlütter, JVT Sørensen, and H Bredmose. Wave loads on a monopile in 3d waves. In *International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, volume 44946, pages 403–411. American Society of Mechanical Engineers, 2012.
- [24] A Hildebrandt and T Schlurmann. Breaking wave kinematics, local pressures, and forces on a tripod support structure. In *Proceedings of the Coastal Engineering Conference (2012)*. Reston: American Society of Civil Engineers, 2012.
- [25] PK Stansby, LC Devaney, and T Stallard. Breaking wave loads on monopiles for offshore wind turbines and estimation of extreme overturning moment. *IET Renewable Power Generation*, 7(5):514–520, 2013.
- [26] M Luck and M Benoit. Wave loading on monopile foundation for offshore wind turbines in shallow-water areas. In *Coastal Engineering 2004: (In 4 Volumes)*, pages 3992–4004. World Scientific, 2005.
- [27] L Arany, S Bhattacharya, JHG Macdonald, and SJ Hogan. Closed form solution of eigen frequency of monopile supported offshore wind turbines in deeper waters incorporating stiffness of substructure and ssi. *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 83:18–32, 2016.
- [28] S Steen. Experimental methods in marine hydrodynamics. University Lecture, 2014.
- [29] RS. Rs pro pneumatic profile cylinder 50mm bore, 50mm stroke, cdem series, double acting. <https://no.rs-online.com/web/p/pneumatic-piston-rod-cylinders/4802248/?sra=pstk>.
- [30] DR Lande-Sudall. *Co-located Offshore Wind and Tidal Stream Turbines*. The University of Manchester (United Kingdom), 2017.
- [31] JF Frimann-Dahl. Experimental validation and design review of wave loads on large-diameter monopiles. Master’s thesis, NTNU, 2015.
- [32] DNV GL. Sesam User Manual - GeniE: Vol 3 - Modelling of plate/shell structures, 2016.
- [33] C Chen and P Duffour. Modelling damping sources in monopile-supported offshore wind turbines. *Wind Energy*, 21(11):1121–1140, 2018.

- [34] P Stansby, EC Moreno, and T Stallard. Large capacity multi-float configurations for the wave energy converter m4 using a time-domain linear diffraction model. *Applied Ocean Research*, 68:53–64, 2017.

