

ONDERZOEK NAAR DE MOGELIJKHEID TOT HYBRIEDE

SIMULATIE VAN EEN JACKETLANCERING

Afstudeerrapport door:

H.H.M. Witteveen,

B. Bezemer.

Vakgroep Kustwaterbouwkunde,

Civiele Techniek,

T.H. DELFT.

sept. 1976

VOORWOORD

Dit afstudeerrapport is tot stand gekomen met medewerking van:

- Studiegroep Offshore Techniek van de vakgroep Kustwaterbouwkunde onder leiding van de heer W.W. Massie, P.E.
- Rekencentrum afd. Hybried Rekenen; waarvoor onze dank aan de heer R. Llubra voor zijn begeleiding
- Afdeling der Scheepsbouwkunde; waarvoor onze dank aan het personeel van de sleeptank.

INHOUD

blz.

Probleemstelling	1
DEEL I OPSTELLING MATHEMATISCH MODEL	
Inleiding	2
I-1 Algemene beschouwingen en uitgangspunten ..	4
I-2 Hydrodynamische krachten	13
2.1 Inleiding	13
2.2 Ideale en reële vloeistof	14
2.2-1 Ideale vloeistof-massatraagheid	15
2.2-2 Reële vloeistof-weerstand, wrijving, vormweerstand	19
2.2-2.a Wrijvingsweerstand	21
2.2-2.b Vormweerstand	22
2.3 Morison-vergelijking	26
2.4 Hoekinvloed	28
2.5 Liftkracht	30
2.6 Toepassing bij lancering	30
I-3 Mathematische beschrijving	34
3.1 Indeling in fasen	38
3.2 Fase 1	40
3.3 Fase 2	43
3.4 Fase 3	52
3.5 Fase 4	61
3.6 Palensysteem	64
DEEL II HYBRIEDE VERWERKING MATHEMATISCH MODEL	
II-1 Hybried rekenen	67
1.1 Inleiding	67
1.2 Vergelijking digitaal-analoog rekenen .	68
1.3-1 Hybried rekenen	70
1.3-2 Het analoge en logische rekengedeelte .	73
1.3-3 Schaling	75

1.3-4	Kommunikatie tussen analoog en digitaal gedeelte	79
II-2	Implementatie mathematisch model	80
2.1	Schaling en analoge schakeling	80
2.2	Logische besturing	104
2.3	Verwerking hydrodynamische invloed	109
2.4	Stapgrootte Δt	114
2.5	Aanvullingen en opmerkingen	117

DEEL III KONTROLEPROEVEN

III-1	Kontroleproeven	120
-------	-----------------------	-----

DEEL IV RESULTATEN EN KONKLUSIES

IV-1	Resultaten en konklusies	135
1.1	Gevoeligheidsonderzoek wrijving en beginsnelheid in fase 1	135
1.2	Invloed wrijvingscoëfficiënt op de gehele baan	136
1.3	Invloed beginsnelheid op de gehele baan ..	136
1.4	Invloed traagheidsmoment	137
1.5	Invloed weerstandskoëfficiënt C_d	137
1.6	Invloed traagheidscoëfficiënt C_m	137
1.7	Kontrolé op de tijdsafhankelijkheid van de baan	137
1.8	Vergelijking van de twee verschillende digitale berekeningsmethoden	138
1.9	Vergelijking van de resultaten van het komputermôdel met de kontroléproeven ..	138
IV-2	Konklusies t.a.v. de resultaten	140
IV-3	Konklusies t.a.v. de voortzetting van het onderzoek	141
	LITERATUUR	143

PROBLEEMSTELLING

Beschrijf de baan van een jacket bij een lancering vanaf een ponton.

Onderzoek de mogelijkheid voor een simulatie van die baan met behulp van een hybride komputer.

DEEL I

OPSTELLING MATHEMATISCH MODEL

INLEIDING

In verschillende continentale zeeën wordt de laatste decennia intensief gezocht naar grondstoffen, die in de nog steeds toenemende vraag daarin moeten voorzien. Enorme voorraden zijn aangetoond en worden geëxploiteerd.

Van de wereldproduktie van aardgas en aardolie is ongeveer 20% uit de zeebodem afkomstig.

Sinds de gasvondst bij Slochteren zijn in de Noordzee ca. 800 exploitatieboringen verricht en er zullen nog ca. 1000 volgen. De olie- en gasreserve wordt geschat op 50 à 140.10⁹ barrels (à 159 l) resp. 1,8 à 3.10⁹m³. Optimistische schattingen gaan hier nog ver boven uit. Toch bedraagt deze hoeveelheid maar 3% van de wereldreserve, terwijl in het Midden-Oosten 70% daarvan aanwezig is.

Desalnietemin zijn de Noordzeeolie- en gasvondsten van zeer groot belang voor West-Europa, zoals de oliecrisis van 1974-1975 heeft geleerd. Exploitatie en exploratie is een technisch en economisch probleem, maar is eveneens een zeer duidelijke politieke aangelegenheid geworden.

De belangrijkste parameters, die op de rentabiliteit van een grondstofwinning invloed hebben, zijn:

- waarde van de grondstof (kwaliteit, lokatie, t.o.v. markt)
- fiscaal en politiek regime
- kosten van financiering, ontwikkeling e.d.
- leadtimes (tijd tussen ontdekking en produktieaanvraag)

De leadtime moet in het algemeen zo klein mogelijk gehouden worden. Hieruit volgt dat de bouw en plaatsing van produktiefaciliteiten snel en bedrijfszeker moet worden uitgevoerd.

Het is vooral een taak van technici om de leadtime te beperken tot een minimale tijd.

Een onderdeel van de plaatsing van een jacketkonstruktie kan zijn (afhankelijk van de grootte) de lancering vanaf een ponton.

De lancering vormt het onderwerp van deze studie.

Overigens is het niet zo, dat jackets en andere offshore konstrukties alleen in de olie- en gaswinning gebruikt worden. Toepassingen van jackets zijn onder meer: meetstations voor oceanografisch en klimatologisch onderzoek, offshore terminals, zendstations (Rem-eiland) en zelfs stations t.b.v. visvangst.

Dit rapport handelt over de mogelijkheid een simulatie te maken van een lancering van een jacket vanaf een ponton m.b.v. een hybride komputer.

Een hybride komputer is een combinatie van een analoge en digitale komputer. Door de combinatie kunnen de voordelen van beide rekenautomaten optimaal benut worden.

Voor zover bekend bestaan er wel digitale komputerprogramma's maar deze voldoen (nog) niet, gezien de inspanningen die gedaan worden om een betere baanvoorspelling te krijgen.

Vaak worden modelproeven uitgevoerd.

Deel I is het civiele gedeelte van het rapport en behandelt naast algemene beschouwingen en uitgangspunten, de hydrodynamische krachten en het mathematische model.

Deel II is het hybride gedeelte. Dit deel begint met een bespreking van de hybride rekenautomaat en wel vooral het analoge deel ervan. De inleiding over de hybride komputer is vrij uitgebreid gemaakt, omdat deze komputer in de civiele techniek nog vrij onbekend is en de literatuur daarom niet erg toegankelijk is voor civiele technici.

Deel II vervolgt met de implementatie van het opgestelde mathematische model en de resultaten daarvan.

Om de gevonden resultaten te verifiëren zijn controleproeven uitgevoerd, die in deel III behandeld worden. Resultaten en konklusies van vergelijkingen met het komputermodel worden verwerkt in deel IV.

I-1 ALGEMENE BESCHOUWINGEN EN UITGANGSPUNTEN

JACKETS, LANCERING

Een jacket is de onderbouw - een ruimtelijk vakwerk - van een vast platform boven een wateroppervlak.

Het doel van zo een platform is om onafhankelijk van de omgevingskondities de meeste werkzaamheden te kunnen uitvoeren of om metingen (oceanografische, klimatologische) te doen.

In principe zijn er 3 methoden om een vast platform boven een wateroppervlak te krijgen n.l. met behulp van:

- 1) gravity structures
- 2) jack-up platform
- 3) jacket

ad 1) Gravity structures verkrijgen hun plaatsvastheid door hun grote eigen gewicht en breedteafmeting. Zij hebben bij toepassing in de offshore-olieindustrie het voordeel van een opslagmogelijkheid, dat vooral in klimatologisch slechte gebieden (noordelijke Noordzee) erg belangrijk kan zijn.

ad 2) Jack-up platforms zijn zelfdrijvende konstrukties, die zichzelf kunnen opvijzelen door poten neer te laten op de bodem. Ze worden hoofdzakelijk gebruikt bij exploratieboringen in ondiep water of als "kraanbak".

ad 3) De al gememoreerde jacket dient eigenlijk alleen maar als een hulpkonstruktie voor de fundering. Wanneer de funderingspalen geheid zijn, worden deze verbonden met de bovenkant van de jacket, waarna de platformmodule erop wordt gezet. De jacket hangt dus eigenlijk aan zijn funderingspalen.

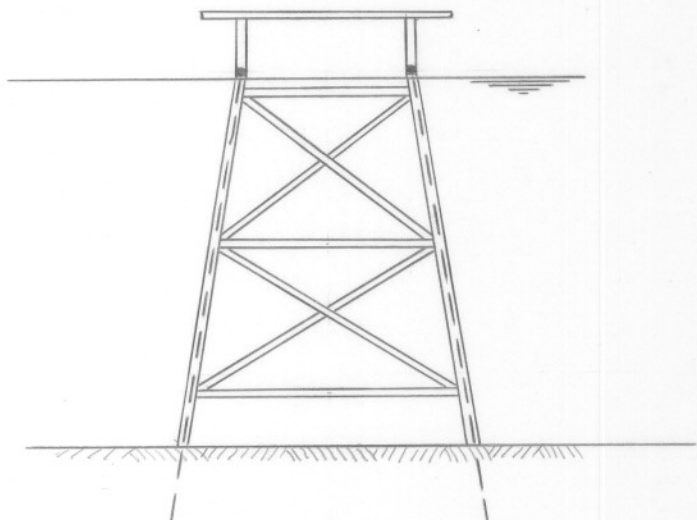


fig. I-1 jacket

Een jacket heeft de volgende funties:

- geleiding van funderingspalen tijdens het heien
- knikverkorter van funderingspalen
- (bij gebruik in de olieindustrie) mogelijkheden om risers, conductors etc. te kunnen steunen.

De vakwerkstaven zijn rond. Een ronde vorm is uit hydrodynamisch oogpunt optimaal. Gelet op de sterkte en stabiliteit is de alzijdige symmetrie van voordeel. Het oppervlak is minimaal vergeleken met andere staafvormen, waardoor aantasting en onderhoud geminimaliseerd worden. Nadelig zijn de ingewikkelde knooppunten.

Jacketkonstrukties kunnen aan de hand van de plaatsingsmethode verdeeld worden in 3 categorieën. De grenzen zijn niet erg scherp te stellen en hangen onder meer af van de technische hulpmiddelen bij het plaatsen:

- a) kleine jackets
- b) middelgrote jackets
- c) grote jackets

ad a) Kleine jackets worden op een ponton naar de lokatie gesleept en met behulp van een bok (of meerdere bokken) van de ponton gehesen en op de bodem gezet. Ordegrootte van het eigen gewicht van deze jacket is tot ca. 6000 KN.

ad b) Middelgrote jackets worden eveneens op een ponton aangevoerd, maar deze wegen zo zwaar dat dit het hefvermogen van de grootste kranen te boven gaat. Ordegrootte is ca. 20.000 KN.

De jackets worden dan, wat men noemt, gelanceerd. Afhankelijk van de afmetingen wordt een langs- of dwarslancering gedaan. Vervolgens wordt de jacket op de juiste plaats gezet (-upending).

ad c) Grote jackets, die te groot zijn om op een ponton te worden aangevoerd, worden zelfdrijvend verplaatst. Daartoe worden drijftanks tegen de zijkant van de jackets geplaatst. Op lokatie wordt door selectieve ballasting de jacket gekanteld en op de bodem gezet (-upending).

LANCERING (launching) - zie fig. I-2

Een jacket wordt op de wal, liggend, gekonstrueerd. Vanuit deze 90° gedraaide positie wordt de konstruktie op glijdbalken van een lanceringsponton getrokken. Deze glijdbalken zijn ingesmeerd met vet of afgedekt met teflon. De wrijvingskoëfficiënt is ongeveer 0,01.

Tijdens transport wordt de jacket zeevast gemaakt aan de ponton, zodat jacket en ponton één geheel zijn. Op lokatie aangekomen wacht men in het algemeen rustige weersomstandigheden af, alvorens men de jacket losmaakt en de lanceringsprocedure begint. Door trimmen van de ponton en/of met lieren of vijzels wordt de jacket zover overboord gebracht, dat hij uit zichzelf begint te glijden (fig. I-2a). De beweging is dan niet meer gecontroleerd. Belangrijk is ervoor te zorgen dat de weerstand van de 2 glijdbalken gelijk is, want dan kan er geen wringend moment ontstaan.

Het is gebleken dat toepassing van kantelbalken, waarop de jacket bij het kantelen even balanceert, een gunstige invloed heeft op de gehele lancering.

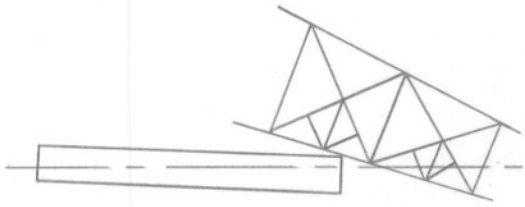
Omdat het platform zelf ook geprefabriceerd is en als complete eenheid geplaatst wordt, moet men ervan verzekerd zijn dat de aansluitingspunten tussen jacket en platform-module geen problemen opleveren voor wat betreft ontzettingen van één of meer punten. Het komt er op neer dat de jacket tijdens de lancering de bodem niet raakt. Het is dus van belang de maximale diepte, die de jacket bereikt te kunnen voorspellen (fig. I-2b). Er wordt voor gezorgd dat bij de lancering het opdrijvend vermogen groter is dan het eigen gewicht. De positie, die de jacket inneemt na opdrijven (fig. I-2c) is van belang voor de volgende fase van het plaatsen, n.l. de upending (fig. I-2d).

De onderzijde van een jacket is groter en heeft meer opdrijvend vermogen dan de bovenzijde. De jacket heeft daarom de neiging om ondersteboven te draaien. Door het aanbrengen van luchtkisten bovenaan moet deze mogelijkheid ongedaan gemaakt worden. Hierdoor wordt de baan en bereikte diepte beïnvloed. De bereikte diepte is niet alleen van belang in verband met de bodemligging, maar ook in verband met de maximale druk op holle ruimten (luchtkisten).

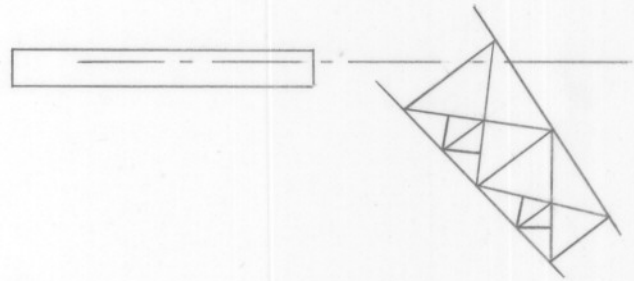
Na de lancering volgt de upending (fig. I-2d). Dit gebeurt door selectieve ballasting van speciale kompartimenten en door een drijvende kraan die de top vasthoudt. Speciale voorzieningen moeten reeds van tevoren zijn aangebracht, zoals aangrijpingspunten voor de kraan en de ballastruimtes. Dit is de reden dat de positie, die de jacket na de lancering inneemt, bekend moet zijn.

Uit bovenstaande beschrijving van een lancering wordt het belang van het onderhavige onderzoek duidelijk:

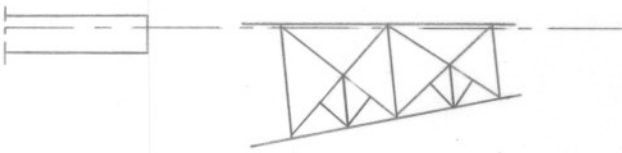
Bepaal de bereikte diepte en positie van een jacket bij een lancering, of wel: bepaal de baan.



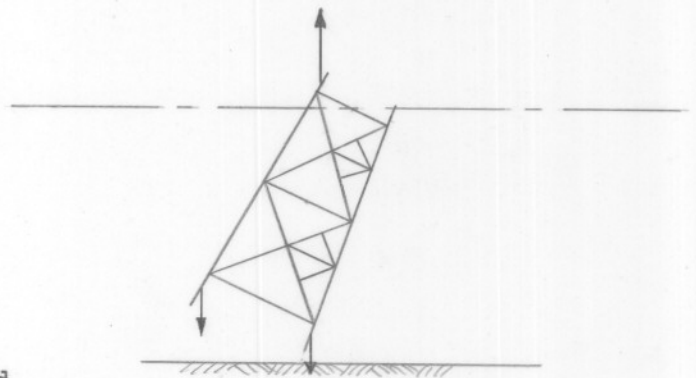
a



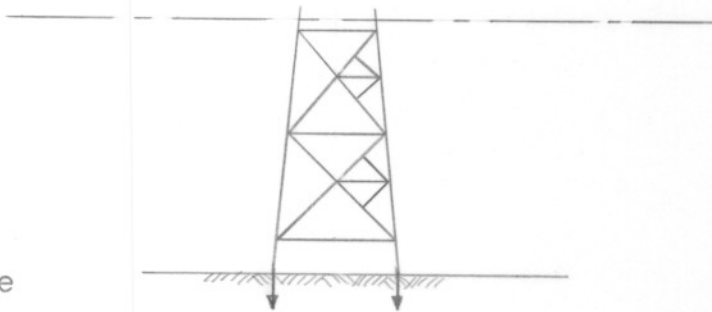
b



c



d



e

fig I-2

Wanneer uit resultaten zou blijken dat de bodem geraakt kan worden, kan naar een diepere plaats in de buurt van de uiteindelijke plaats van de jacket gezocht worden of het opdrijvend vermogen kan aangepast worden.

Andere methoden om middelgrote jackets van de ponton af te halen zijn niet gebruikelijk. Gedacht wordt hierbij aan een methode om ponton met jacket te laten zinken en vervolgens de ponton onder de jacket weg te trekken. Praktisch blijkt deze methode niet te voldoen o.a. in verband met stabiliteitsproblemen.

De huidige stand van zaken bij lanceringsberekeningen is, dat er digitale komputerprogramma's bestaan, of in ontwikkeling zijn, bij enkele bedrijven. Uit het feit dat er meestal toch modelproeven worden uitgevoerd (NSP-Wageningen) blijkt dat deze programma's (nog) niet voldoen.

Deze modelproeven, die op schaal 1:35 à 40 gedaan worden, zijn echter kostbaar. Alleen de bouw van een model kost anno 1976 minstens f 80.000,-. Gezien deze kosten (die vergeleken met de prototypekosten gering zijn, <0,5%) loont het wellicht de moeite om nauwkeuriger algemene programma's te ontwikkelen.

ad 3) Grote jackets, die te groot zijn om op een ponton te worden verplaatst, worden drijvend op speciale drijftanks aangevoerd. Op lokatie vindt de upending plaats door ballasting. De upendingsprocedure is ingewikkelder dan die bij kleinere jackets, omdat deze groter jackets op het water liggen. Bij kanteling wordt de metacenterhoogte erg klein of negatief en treedt een niet stabiele toestand op (lit. 2).

Bij het ontwerp van een jacket moet rekening gehouden worden met de lancerings- en upendingsmethode.

De bij een lancering optredende hydrodynamische krachten zijn niet te verwaarlozen, zoals dat bij upendingsberekeningen wel wordt gedaan. Dit wordt veroorzaakt door geheel andere orde-grootte van optredende snelheden en versnellingen.

Een upending neemt veel tijd in beslag en kan zonder meer beschouwd worden als een zeer trage beweging, waarbij weerstands- en massatraagheidskrachten nihil zijn. Een lancering duurt daarentegen ongeveer 20 à 30 sec. met wel beduidende snelheden en versnellingen (zeker in het begin).

De bewegingsvergelijking met 6 (j) graden van vrijheid luidt in het algemeen:

$$\sum_{j=1}^6 [(m_j + a_j) \cdot \ddot{x}_j + b_j \cdot \dot{x}_j + c_j \cdot x_j] = F(x_j, t) \dots\dots\dots 1)$$

m = massa konstruktie

a = hydrodynamische massa (toegevoegde massa)

b = hydrodynamische weerstand (dempingskoefficiënt)

c = verplaatsingskoefficiënt (veerkonstante)

F (x,t) = uitwendige kracht

Bij upending geldt:

$$\ddot{x}_j \approx 0$$

$$\dot{x}_j \approx 0$$

waardoor het hydrostatische geval overblijft:

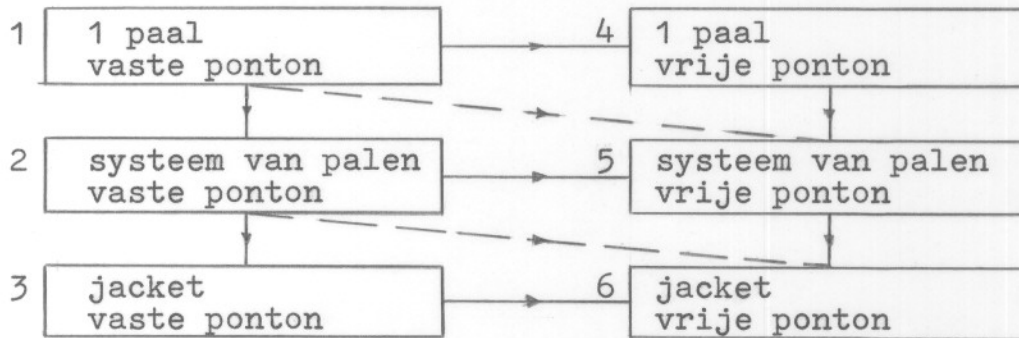
$$\sum_{j=1}^6 c_j x_j = F(x_j, t) \dots\dots\dots 2)$$

Er bestaan komputerprogramma's die op basis hiervan een upending simuleren (lit. 3).

De problemen die bij een lancering moeten worden bekeken zijn de hydrodynamische invloeden. Welke hydrodynamische formules, welke koefficiënten en hoekinvloeden? Hoofdstuk I-2 gaat hier op in. Om een goed inzicht te krijgen in het dynamische lanceringsprobleem wordt begonnen met een onderzoek naar een ver-

eenvoudig geval nl. de beweging van een element van een jacket of te wel een ronde paal. Er bestaat nagenoeg geen literatuur over lanceringsberekeningen, hetgeen een aanpak zoals voorgesteld eveneens verklaart.

De opbouw van het probleem ziet er als volgt uit:



Einddoelstelling is 6: beschrijving van de baan van een jacket die van een vrij drijvende ponton gelanceerd wordt. Begonnen wordt bij 1: beschrijving van de baan van 1 paal die van een niet bewegende ponton gelanceerd wordt. De bedoeling is om zo snel mogelijk de einddoelstelling 6 te bereiken. Dit is afhankelijk van de resultaten van vorige stappen. Er zijn verschillende wegen mogelijk. Om geen valse illusies te wekken moet reeds hier vermeld worden dat in dit rapport alleen 1 volledig uitgewerkt is (inklusief hybride verwerking) en dat voortzetting zal leiden tot veel gespecialiseerd computerwerk.

De probleemstelling voor 1 luidt als volgt:

Beschrijf de baan van één paal met eindige afmetingen bij een lancering vanaf een vaste ponton (kade).
Onderzoek de mogelijkheid voor een simulatie van die baan met behulp van een hybride computer

Na het opstellen van het mathematisch model zal een implementatie op de hybride komputer gemaakt worden. Een hybride komputer leent zich, mits de capaciteit voldoende is, goed voor continue simulatiemodellen. De invloed van (bv. hydrodynamische) parameters kan goed beoordeeld worden. Bij het afleiden van het mathematisch model wordt met deze verwerkingsmethode rekening gehouden.

Omdat geen controlegegevens beschikbaar zijn, moeten controleproeven uitgevoerd worden. De controleproeven zijn principieel geen modelproeven. Modelproeven worden opgezet om voorspellingen te doen over een prototype. Dan moet voldaan worden aan relevante schaalregels. Dit onderzoek houdt nog geen extrapolatie in naar een prototype, zodat hier de controlepaal eigenlijk de prototypepaal is. De omstandigheden, die zich bij een controleproef voordoen, kunnen in het komputermodel verwerkt worden. De afmetingen van het paalelement zullen worden gevarieerd, maar overigens wel afhangen van de situatie waarin de proeven uitgevoerd worden.

Aangenomen wordt dat er geen waterbeweging door stroom of golven is. Deze aanname is redelijk, omdat in de praktijk op een rustig wateroppervlak gewacht wordt, alvorens over te gaan tot lanceren.

De volgende uitgangspunten zijn opgesteld:

- lancering van 1 paal vanaf een vaste rand
- probleem is 2-dimensionaal
- ronde paaldoorsnede
- geen waterbeweging
- konstante dichtheid en viscositeit van het water.

I-2 HYDRODYNAMISCHE KRACHTEN

2.1 INLEIDING

Wanneer een voorwerp, zoals een jacketelement (paal) in het water valt, zal het naast de opdrijvende kracht ook hydrodynamische krachten ondervinden. Vele onderzoekers hebben zich in de loop der jaren bezig gehouden met het formuleren van dergelijke krachten. Uit de onderzoeken zijn enkele methoden in de civiele techniek als aanvaardbaar aangenomen, zij het dat deze formules met de nodige omzichtigheid moeten worden toegepast. Gedacht wordt dan vooral aan de Morison-vergelijking en in mindere mate aan de formule van Crooke (lit. 4).

Overigens moet niet alleen gelet worden op wat civiele onderzoekers formuleren. Ook scheepsbouwkundigen houden zich met hydrodynamische problemen bezig. In de offshore techniek ontmoeten de civiele en scheepsbouwkundige uitgangspunten elkaar.

In dit onderzoek zal de Morison-vergelijking worden toegepast, omdat resultaten van fundamentele onderzoeken, die momenteel gaande zijn in de vakgroep Kustwaterbouwkunde (THD), dan wellicht ingepast zouden kunnen worden.

De bovengenoemde onderzoeken en formules hebben betrekking op het vinden van hydrodynamische krachten van bewegend water op een niet bewegend voorwerp. De toepassing in het probleem van een lancering is juist andersom en komt daardoor wat meer op het scheepsbouwkundige vlak. Omdat de relatieve (water)-beweging hetzelfde is, wordt aangenomen dat de Morison-vergelijking opgaat. Ook in de literatuur wordt deze aanname wel gedaan bv. lit. 8.

De moeilijkheid in het probleem van een jacketlancering is het snel variërende stroombeeld om de buizen. Een buis roteert en transleert tegelijkertijd, waardoor de aanstromingshoek en versnellingshoek, snelheid en versnelling veranderen in grootte en richting en over de buislengte. De hoekafhankelijkheid is erg belangrijk.

De keuze van de hydrodynamische koëfficiënten , waarop wordt teruggekomen wordt een enigszins arbitraire gelegenheid. Het probleem is eigenlijk nauwelijks goed kwantitatief te beschouwen. Daarom volgt nu een voornamelijk kwalitatieve beschouwing, waaruit een schatting van verschillende koëfficiënten (C_d , C_m) gemaakt wordt. Door de simulatie kan de invloed van de bedoelde koëfficiënten snel bekeken worden en vervolgens aangepast worden.

2.2. IDEALE EN REELE VLOEISTOF

Een stroming langs een lichaam kan verdeeld worden in een buitenlaag waar de viscositeit geen rol speelt en een grenslaag waar de viscositeit een belangrijke rol speelt. In het eerst genoemde gebied, buiten de grenslaag gaat de ideale- vloeistoftheorie op, met potentiaal φ .

De Morison-vergelijking is overeenkomstig deze indeling opgebouwd nl.

- a) bereken de kracht die een ideale vloeistof op een niet eenparig bewegend voorwerp uitoefent; bij golfbeweging komt hier nog een extra term bij t.g.v. het verhang.
- b) superponeer daarop de kracht t.g.v. de invloed van het viscositeitseffekt.

Een ideale vloeistof nl., leidt tot de paradox van d'Alembert. Deze houdt in dat een voorwerp in eenparig stromend water geen kracht ondervindt. De stroomlijnen zouden blijven aanliggen, waardoor er geen drukverschil tussen het aangestroomde vlak en het vlak aan de lijzijde bestaat en derhalve geen kracht ontstaat. In de realiteit ondervindt het voorwerp wel degelijk een kracht. Dit is de kracht t.g.v. het drukverschil en/of de schuifkracht t.g.v. het viscositeitseffekt.

2.2-1 IDEALE VLOEISTOF- MASSATRAAGHEID

In een versnelde (relatieve) waterbeweging moet het aangestroomde vlak de hoeveelheid van beweging van het stromende water van richting doen veranderen. De stroming is niet symmetrisch meer, met als gevolg een kracht in de versnellingsrichting - de massatraagheidskracht F_m .

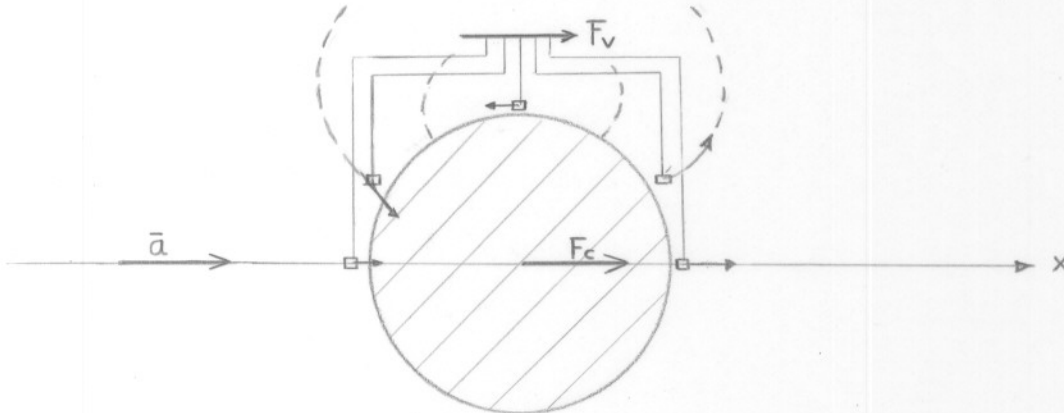


fig. I-3 stroming om cylinder

In fig. I-3 van een versnelde cirkelcylinder in de x-richting (versnelling = a) wordt geprobeerd duidelijk te maken dat zowel de cylinder als waterdeeltjes versneld worden. Voorwerp en waterdeeltjes hebben een massa. Er moet dus een kracht worden uitgeoefend om beide te versnellen ($F = m.a$).

De totale kracht is:

$$F_m = F_c + F_v \dots\dots\dots 1)$$

waarin,

F_c : kracht t.b.v. versnelling van de cylinder = $m_c.a$

F_v : kracht t.b.v. versnelling van de vloeistof
 $= \iiint \rho \cdot a_i(x,y).dv$

De massa van de verplaatste vloeistofdeeltjes met de bijbehorende versnellingsvectoren zal bepaald moeten worden. Door te stellen dat de energie van al die vloeistofdeeltjes gelijk is aan een equivalente energie, die gevormd wordt

door een bepaalde vloeistofmassa vermenigvuldigd met de momentane snelheid van het voorwerp in het kwadraat, is een toepasbare vergelijking te verkrijgen (lit. 5):

$$E_V = \sum_{i=1}^n \frac{m_i}{2} \cdot v_i^2 = \frac{m_V}{2} \cdot v_C^2 \dots\dots\dots 2)$$

E_V = kin. energie

m_V = toegevoegde massa, die voorlopig onbekend is

v_C = snelheid cylinder

Uit 2) volgt:

$$\frac{dE_V}{dt} = m_V \cdot v_C \cdot \frac{dv_C}{dt} \dots\dots\dots 3)$$

Toename van de energie per tijdseenheid ($[kg \cdot \frac{m^2}{s^3}]$) =

kracht x snelheid ($[kg \cdot \frac{m}{s} \cdot \frac{m}{s}]$). Toegepast op 3:

$$\frac{dE_V}{dt} = E_V \cdot v_C = m_V \cdot v_C \cdot \frac{dv_C}{dt} = m_V \cdot v_C \cdot a_C \dots\dots\dots 4)$$

Uit 4) volgt:

$$F_V = m_V \cdot \frac{dv_C}{dt} = m_V \cdot a_C \dots\dots\dots 5)$$

De totale massatraagheidskracht F_m (nog steeds ideale vloeistof) is:

$$F_m = F_C + F_V = m_C \cdot a_C + m_V \cdot a_C = (m_C + m_V) \cdot a_C \dots\dots\dots 6)$$

(Dit is de eerste term van vergelijking 1 op blz. 10)

De toegevoegde massa is onafhankelijk van de momentane snelheid en momentane versnelling, maar hangt af van de vorm en aanstromingshoek van voorwerp en stroom.

De toegevoegde massa wordt gerelateerd aan het volume

van het voorwerp (en dus aan de massa van de verplaatste hoeveelheid water).

De massakracht⁺ t.g.v. een versnelling, uitgeoefend op een cirkelcylinder en loodrecht op de lengteas aangestroomd is:

$$F_V = \rho \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dv}{dt} \cdot dx \cdot dy = m_V \cdot \frac{dv}{dt} = 1/4 \cdot \pi \cdot D^2 \cdot \rho \cdot \frac{dv}{dt} \dots 7)$$

(zie ook (1))

Hierin is de toegevoegde massa gelijk aan de verplaatste hoeveelheid water van de cylinder.

Bij een vaste cylinder in golven moet nog een term t.g.v. het drukverschil over de paaldiameter gesuperponeerd worden.

Deze term is:

$$F_V = \frac{dp}{dx} \iint_{\text{paaldtzn.}} dx \cdot dy = \rho \cdot \iint_{\text{paaldtzn.}} \frac{dv}{dt} \cdot dx \cdot dy = 1/4 \cdot \pi \cdot D^2 \cdot \rho \cdot \frac{dv}{dt} \dots 8)$$

Deze term is voor een cirkelcylinder \perp aangestroomd eveneens gelijk aan de verplaatste hoeveelheid water vermenigvuldigd met de versnelling.

In de Morison-vergelijking wordt de hydrodynamische massa-traagheidskracht als volgt beschreven:

$$F_m = 1/4 \cdot \pi \cdot D^2 \cdot \rho \cdot C_m \cdot \frac{dv}{dt} \dots 9)$$

C_m = hydrodynamische massatraagheidscoëfficiënt

Indien er géén drukverschil is over de paaldoorsnede, is:

$$C_m = \frac{1/4 \cdot \pi \cdot D^2 \cdot \rho}{1/4 \cdot \pi \cdot D^2 \cdot \rho} = 1 = \frac{\text{toegevoegde massa}}{1/4 \cdot \pi \cdot D^2 \cdot \rho} \dots 10)$$

+ Massakracht, weerstandskracht gelden per lengteeenheid.

Is er wél een drukverschil en slechts t.g.v. dit drukverschil een versnelling van het water dan is:

$$C_m = \frac{1/4 \cdot \pi \cdot D^2 \cdot \rho + 1/4 \cdot \pi \cdot D^2 \cdot \rho}{1/4 \cdot \pi \cdot D^2 \cdot \rho} = 2 = \frac{\text{toegev. massa} + \text{verpl. massa}}{1/4 \cdot \pi \cdot D^2 \cdot \rho} \quad (11)$$

Vaak wordt als virtuele massa gedefinieerd de som van toegevoegde en verplaatste hoeveelheid massa.

In het eerste geval zou de virtuele massa gelijk zijn aan de toegevoegde massa.

Uit een onderzoek van Murtha (lit. 4) blijkt dat de toegevoegde massa ook afhankelijk is van de onderdompelingsafstand. Onderzoek met een horizontale oscillerende cylinder leverde op:

$C_m = 0,6$; bij juist ondergedompelde cylinder

C_m neemt toe, tot een onderdompelingsafstand van 2 maal de diameter, tot de waarde 1 en blijft dan 1.

De toegevoegde massa is, zoals al gezegd, afhankelijk van de hoek waaronder de versnelling werkt (fig. I-5.)

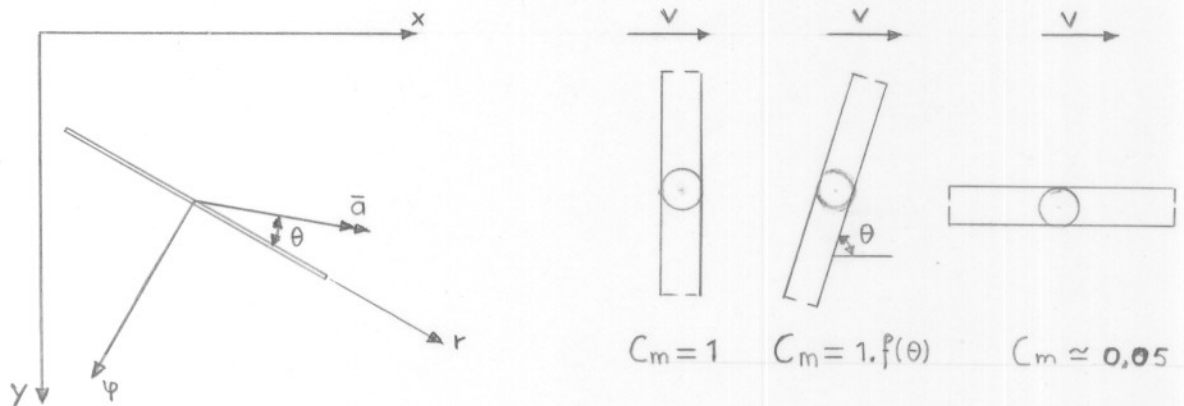


fig. I-5 hoekinvloed

In het geval van een willekeurige translatie is deze hoek (θ) in het algemeen $\neq \frac{\pi}{2}$ (of $\neq 0$). Het doorsnijdingsprofiel is dan niet meer dat van een cirkel, maar van een ellips. De toegevoegde massa wordt een of andere functie van θ . Zie blz.28

Wanneer op de translatie nog een rotatie gesuperponeerd wordt, verandert het stroombeeld over de lengterichting en de C_m -koëfficiënt verandert weer mee. De benadering van de C_m -waarde, die in de formules voor de lancering gebruikt zal worden, wordt gedaan nadat de nu te bespreken weerstandsterm behandeld is. In welke mate C_m van Re afhangt is niet duidelijk.

Résumerend kan gezegd worden, dat de massatraagheidsinvloed onder aanname van een ideale vloeistof, is:

$$F_m = 1/4 \cdot \pi \cdot D^2 \cdot \rho \cdot C_m(\theta) \cdot \frac{dv}{dt} \quad N/m^1$$

2.2-2 REELE VLOEISTOF - WEERSTAND, WRIJVING, VORMWEERSTAND

In de reële vloeistoftheorie wordt het viskositeitseffekt niet verwaarloosd. Aan een wand worden schuifkrachten overgedragen en daarom wordt de vloeistof aan de wand gebonden. Dit is het wezenlijke onderscheid tussen een ideale en een reële vloeistof. Zelfs bij zeer lage viskositeiten (lucht) speelt de viskositeit bij wanden een dominerende rol. Wanneer 2 platen met daartussen een vloeistof langs elkaar bewegen dan is de snelheidsverdeling tussen de platen:

$$u(y) = \frac{y}{h} \cdot U \dots\dots\dots 12)$$

De schuifspanning is:

$$\tau = \mu \cdot \frac{U}{h} = \mu \cdot \frac{du}{dy} \dots\dots\dots 13)$$

waarin, μ = dynamische viskositeit Ns/m^2

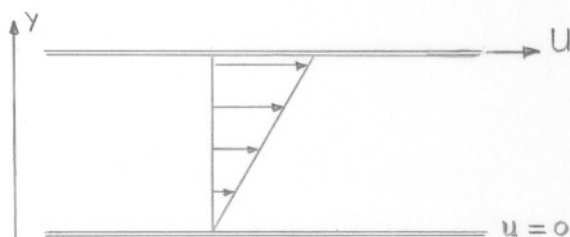


fig. I-6 snelheidsverdeling

Overigens is 13) de definitie van een Newtonse vloeistof. Wanneer de vloeistof versneld wordt, is de wrijving eveneens afhankelijk van de dichtheid (ρ) van de vloeistof, volgens:

$$\tau = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{du}{dy} = \nu \cdot \frac{du}{dy} \dots\dots\dots 14)$$

ν = kinematische viskositeit m^2/s

ν voor water neemt af bij toenemende temperatuur en is tot enkele atmosferen nauwelijks afhankelijk van de druk. Het is dan ook meestal aanvaardbaar (zoals bij dit rapport) om ν konstant te nemen: $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ bij een temperatuur van 15°C .

De weerstand (damping), die een voorwerp ondervindt, bestaat uit een wrijvingsweerstand en een vormweerstand, die niet geheel onafhankelijk van elkaar zijn. Beide invloeden worden in de Morison-vergelijking in één hydrodynamische coëfficiënt C_d verwerkt.

Als belangrijke parameter wordt vaak het Reynoldsgetal beschouwd. Het Reynoldsgetal wordt gedefinieerd als:

$$Re = \frac{\text{karakt. snelheid} \times \text{karakt. lengtmaat}}{\text{kinematische viskositeit}}$$

2.2-2a WRIJVINGSWEERSTAND

Zoals al opgemerkt, is de vorming van een grenslaag essentieel voor een reële vloeistof. De grenslaag kan laminair dan wel turbulent zijn, afhankelijk van o.a. Re. (zie fig. I-7).

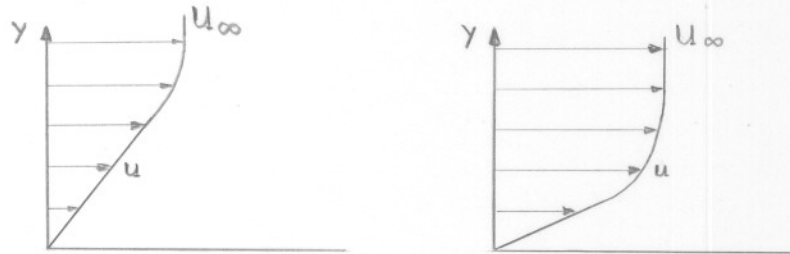


fig. I-7 laminair

turbulent

Een turbulente grenslaag heeft aan het oppervlak een laminaire sublaag.

Typische verschillen tussen beide grenslaagtypen zijn:

- $\frac{\partial u}{\partial y}$ is bij de turbulente grenslaag groter; hieruit volgt dat de schuifspanning τ_w groter is:

$$\tau_w = \mu \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}$$
- door turbulentie bestaat er een grotere uitwisseling met de hoofdstroom, waardoor de grenslaag sneller aangroeit.
- door de grotere uitwisseling en dus grotere energieopname is de turbulente grenslaag steviger en laat minder snel los.

Het loslaten van de grenslaag veroorzaakt de vormweerstand. Deze weerstand wordt onder 2b behandeld.

De hydrodynamische weerstandcoëfficiënt C_d is per definitie

$$C_d = \frac{\text{Weerstandskracht /m}^1}{\text{Stuwkracht/m}^1} = \frac{W}{1/2 \cdot \rho \cdot v^2 \cdot D} \dots\dots\dots 16)$$

In de Morison-vergelijking wordt de wrijving en vormweerstand samengenomen; hier geldt dan:

$$C_d = \frac{F_d}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v^2 \cdot D} \quad \text{of}$$

$$F_d = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v^2 \cdot C_d \cdot D \quad [\text{N/m}^1] \dots\dots\dots 17)$$

waarin: D = paaldiameter of aanstromingsbreedte.

De wrijvingsweerstand wordt beïnvloed door de oppervlakteruwheid.

(zie fig. I-8)

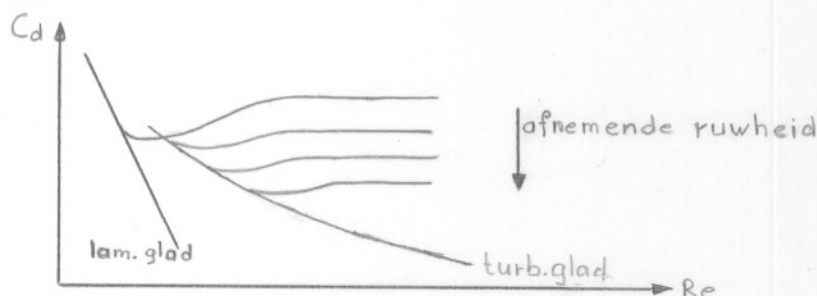


fig. I-8 oppervlakteruwheid (Nikuradse) - konstante stromingstoestand)

2.2-2b VORMWEERSTAND

Bij stroming om een voorwerp heen (fig. I-9) moeten de vloeistofdeeltjes versnellen - hier van S naar E.

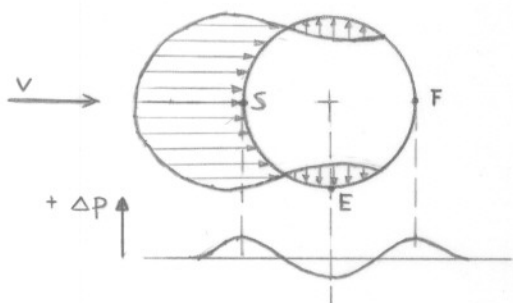


fig. I-9 drukverdeling

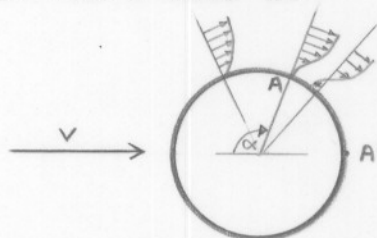


fig. I-10 loslaatpunt

Versnelling gaat gepaard met drukafname. Van E naar F vindt vertraging plaats en druktoename. Deeltjes in de grenslaag ondervinden dezelfde druk als de deeltjes in de hoofdstroom. Van S naar E neemt de druk in de grenslaag dus af, maar ook de snelheid neemt af t.g.v. de wrijving en als gevolg daarvan een afname van de kinetische energie. Wanneer de druk weer gaat toenemen is er zoveel energie verloren gegaan dat de resterende energie onvoldoende is om het drukprofiel van de hoofdstroom te kunnen volgen. Het punt waar de energie verbruikt is, is het loslaatpunt (fig. I-10). Voor het loslaatpunt geldt: $\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=0} = 0$

Het loslaten veroorzaakt wervelvorming en een drukverschil tussen voor- en achterzijde. Dit drukverschil t.g.v. energieverlies wordt de vormweerstand F_d genoemd. Het loslaatpunt bepaalt de grootte van het zog. Bij een ideale vloeistof bevindt het loslaatpunt zich bij A' (fig. I-10) en is $F_d = 0$

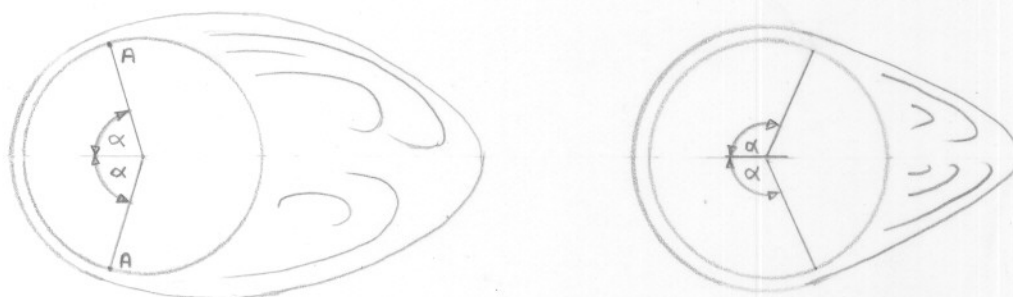


fig. I-11 laminair

turbulent

Bij een reële vloeistof en lage Re is de zogvorming achter het lichaam (cirkelcylinder aangestroomd) symmetrisch. De grenslaag is laminair, dus niet stevig. Tot $Re = 10$ à 50 neemt C_d lineair af.

Bij hogere Re -getallen wordt de stroming aan de cylinder onregelmatiger en blijft C_d ongeveer 1 à $1,2$. Het zog is

dan ook veel kleiner geworden. Hoek α is dan ongeveer 110° , afhankelijk van vorm en ruwheid. Bij een Re- getal van orde grootte 10^5 wordt de grenslaag plotseling volledig turbulent, wordt dus steviger en blijft langer aanliggen. De wervelstaat wordt zodoende kleiner. In grafieken I-12, 13 is dit te zien door de knik in de C_d - lijn. De juiste plaats hangt af van de oppervlakteruwheid. In het subkritische gebied heeft de oppervlakteruwheid weinig invloed.

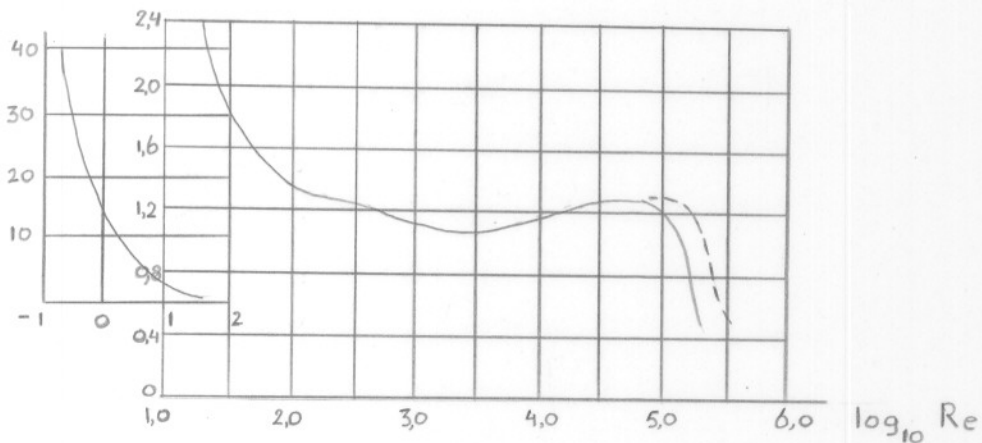


fig. I-12 gemeten C_d verloop - cylinder \perp aangestroomd (lit.7)

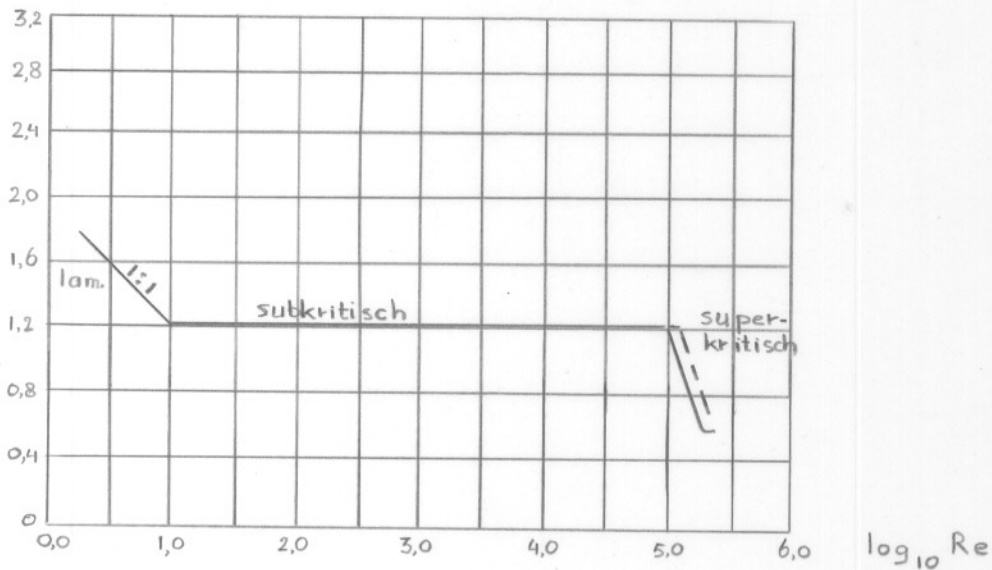


fig. I-13 geschematiseerd C_d - verloop

Hoe ruwer het oppervlak, hoe sneller een grenslaagovergang van laminair naar turbulent ontstaat, maar hoe groter het wrijvingsaandeel wordt.

In sommige gevallen kan het gunstig zijn een turbulente grenslaag op te wekken door het oppervlak ruwer te maken of m.b.v. streppen. In andere gevallen, zoals in de aerodynamica, wordt de grenslaag laminair gehouden, waardoor een grotere liftkracht ontstaat. Het loslaten kan voorkomen wanneer ergens een druktoename mogelijk is - vooral bij stompe, niet gestroomlijnde voorwerpen.

Als voorbeeld een extreem geval van een vlakke plaat. Bij stroming langs een gladde vlakke plaat is de weerstandkoëfficiënt C_d eigenlijk de wrijvingskoëfficiënt. Er geldt (lit.7)

	C_d
laminaire grenslaag	0,007
turbulente grenslaag	0,015

Wanneer de plaat \perp stroming staat, is de kracht bijna alleen veroorzaakt door het drukverschil en is $C_d > 1$

Grafieken zoals fig. I-12,13 zijn doorgaans opgesteld aan de hand van een permanente stromingstoestand. Voor niet permanente stromingstoestanden wordt verwezen naar 2-3.

Het turbulentieniveau van de hoofdstroom beïnvloedt de C_d - waarde eveneens, doordat de grenslaagtoestand beïnvloed wordt. Een voorwerp vóór een ander voorwerp heeft ook een dergelijke invloed. In een oscillerende stroom komt het voorwerp iedere keer weer in zijn eigen terugkerende turbulentieveld terecht.

Door meer turbulentie zal de grenslaag ook turbulenter worden en zal C_d afnemen.

Bij een vallende jacket wordt dit probleem belangrijk. Bij één vallende paal kan dit effect, zij het in mindere mate, ook optreden.

In grafieken I-12,13 is het wrijvingsaandeel verwerkt. Bij lage Re is de wrijvingsinvloed groot (bv. bij Re = 10 is deze invloed ≈ 43%). Bij een toenemende Re neemt dit percentage snel af. Volgens Thom (lit. 6,7) met een faktor $\frac{4}{\sqrt{Re}}$ (geldig voor $Re < 10^4$)

Wanneer $Re = 10^5$ is het wrijvingsaandeel 0,8% (subkritisch)
Wanneer $Re = 2 \cdot 10^5$ is dit 2,0% (superkritisch)

Samenvattend kan gezegd worden dat de weerstandsterm in de Morison-vergelijking (wrijving en vormweerstand) beïnvloed wordt door:

- getal van Reynolds - viskositeit
- vorm
- ruwheid
- turbulentieniveau stroming
- het hier niet besproken getal van Mach (i.v.m. samen drukbaarheid)

De invloed van de aanstromingshoek (γ) wordt besproken in 2.2-4.

De weerstandsterm is:

$F_d = 1/2 \cdot \rho \cdot v^2 \cdot C_d \cdot (\gamma) \cdot D \quad \text{N/m}$18)
--	----------

2-3 MORISON-VERGELIJKING

De vergelijking van Morison wordt nu:

$$F_h = F_m + F_d = 1/4 \cdot \pi \cdot D^2 \cdot \rho \cdot C_m(\theta) \cdot \frac{dy}{dt} + 1/2 \cdot \rho \cdot v^2 \cdot C_d(\gamma) \cdot D \dots \dots \dots 19)$$

Er wordt uitgegaan van de veronderstelling, dat de weerstands- en traagheidseffekten geen onderlinge beïnvloeding hebben. Dit is niet geheel juist. Door een weerstandsterm in te voeren worden aannamen, die gedaan zijn om F_m te bepalen, geweld aangedaan.

Zolang de verhouding tussen konvektieven en lokale versnelling $\ll 1$, is dit toelaatbaar:

$$v \cdot \frac{\partial v}{\partial x} / \frac{\partial v}{\partial t} \ll 1 \quad (\text{lit.4})$$

Uit een studie van Laird, Johnson en Walker gepubliceerd in "Journal of the Waterways and Harbor division" 1959 volgt het onderstaande. De studie behandelt een onderzoek naar de hydrodynamische invloed op horizontaal versnellende cilindres van $\emptyset 3$ à 6 cm.

"Omdat de variatie in de C_m -waarde praktisch onbekend is, wordt de theoretische waarde voor C_m aangehouden. Bij een aanstromingshoek van 90° op de lengteas is $C_m=1$.

Dit uitgangspunt impliceert dat variaties van C_m in de C_d koëfficiënt terechtkomen.

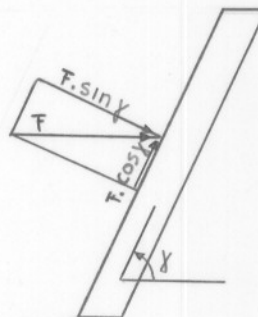
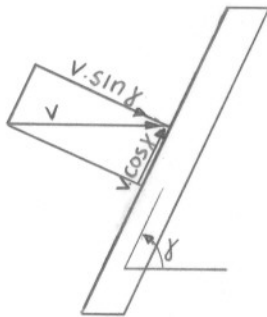
Konklusies uit het rapport zijn:

- C_d is ongevoelig voor variaties in de versnelling en komt overeen met de geaksepteerde waarden voor C_d bij eenparige beweging.
- Hoe groter de diameter, hoe groter de tendens dat C_d bij vertraging afwijkt van die tijdens versnelling.
- Voor een laminaire grenslaag geldt een grote C_d .
- Naastliggende cilindres veroorzaken reducties van C_d en grote fluktuaties in weerstands- en liftkrachten.⁺ Onderlinge afstanden spelen hierbij een belangrijke rol."

+ Liftkrachten - zie blz. 30

2-4 HOEKINVLOED

Er zijn 2 gangbare methodes om hydrodynamische krachten op een scheve paal te berekenen.



a) ontbinden snelheid
fig. I-14

b) ontbinden kracht

Beide methodes zijn benaderingen. Onderzoek wordt verricht om een nauwkeuriger formule op te stellen.

De eerste methode is die van het ontbinden van de snelheid (fig. I-14a) in een komponent \perp paalas, $v \cdot \sin \gamma$, en een komponent $//$ paalas, $v \cdot \cos \gamma$.

De weerstandskracht \perp paalas, inclusief behoud van teken, is:

$$F_{d\perp} = 1/2 \cdot \rho \cdot C_d \cdot D \cdot v \cdot v \cdot \sin^2 \gamma \quad \text{N/m} \quad \dots\dots\dots 20)$$

Als aangenomen wordt dat het oppervlak te glad is om een schuifkracht van enig belang op te kunnen nemen, dan is:

$$F_{d//} = 0$$

De tweede methode ontbindt de \perp berekende kracht in stromingsrichting

$$F_{dv} = 1/2 \cdot \rho \cdot C_d \cdot D \cdot v \cdot v$$

in een komponent $//$ paalas en een komponent \perp paalas (I-14b).

$$F_{d\perp} = 1/2 \cdot \rho \cdot C_d \cdot D \cdot v/v \cdot \sin \gamma \text{ N/m} \dots\dots\dots 21)$$

$$F_{d\parallel} = 0 \quad (\text{kan niet ontwikkeld worden})$$

Bij onderzoek in een konstante stroming wordt de volgende relatie gevonden (lit.9):

$$F_{d\perp} = 1/2 \cdot \rho \cdot C_d \cdot D \cdot v/v \cdot \sin \gamma^{1,4 \pm 0,1} \text{ N/m} \dots\dots\dots 22)$$

met als verklaring dat de stroomlijn iets gebogen is en niet \perp paalas (fig.I-14c).



fig.I-14c stroomlijn

In een onderzoek uitgevoerd op schuine palen waar ook een versnelling werkzaam is, wordt de volgende vergelijking opgesteld (lit. 10):

$$F_h = 1/2 \cdot \rho \cdot C_d \cdot D \cdot v/v \cdot \sin \gamma^{2,1} + 1/4 \cdot \pi \cdot D \cdot \rho \cdot C_m \cdot \frac{dv}{dt} \cdot \sin \gamma^{0,9} \dots\dots 23)$$

waarbij opgemerkt, dat de hoekinvloed waarschijnlijk iets te sterk is, door onnauwkeurigheden in de afleiding. Het geldigheidsgebied is: $0,3 \cdot 10^4 < Re < 1,6 \cdot 10^4$. De proeven zijn uitgevoerd in een oscillerende stroming.

Het krachtenverloop bij een hellende paal blijkt beter aan te sluiten bij het theoretische verloop van de Morison-vergelijking dan het krachtenverloop bij een verticale paal. De oorzaak moet gezocht worden in een betere stroomgeleiding, doordat door de scheefstand een ellips omstroemd wordt i.p.v.

een cirkel.

Bij de formules 20t/m 23 wordt de hoekinvloed als een expliciete functie van γ ingevoerd. Voor de hydrodynamische coëfficiënten ~~wordende~~ coëfficiënten \perp paalas genomen.

2-5 LIFTKRACHT

Een terloops genoemde kracht is de liftkracht. De liftkracht staat per definitie \perp op het vlak door paalas en snelheidsrichting. Deze kracht ontstaat door het onregelmatig loslaten van wervels. De orde-grootte kan liggen in de buurt van F_d .

In een jacketkonstruktie zal het resulterend effect van de liftkrachten, gezien de stochasticiteit van het loslaten, nihil zijn. Omdat het onderhavige probleem volledig 2-dimensionaal gehouden wordt, worden liftkrachten buiten beschouwing gelaten.

Uit de nog te behandelen controleproeven (Deel III) blijkt dat deze veronderstelling opgaat, omdat de beweging inderdaad altijd 2-dimensionaal is.

2-6 TOEPASSING BIJ LANCERING

Gezien de onnauwkeurigheden in de Morison-vergelijking (coëfficiënten en hoekinvloeden) is het vooralsnog niet redelijk om grote inspanningen te doen om formules toe te passen, die het op te lossen probleem (wat betreft implementatie op de hybride computer) bemoeilijken. Om deze reden wordt formule 20) voor het weerstandsdeel gebruikt.

In de massatraagheidsterm wordt de $f(\gamma): \sin \gamma$

In het algemeen zullen bij een lancering snelheids- en versnellingsvektor niet dezelfde richting hebben (I-15).

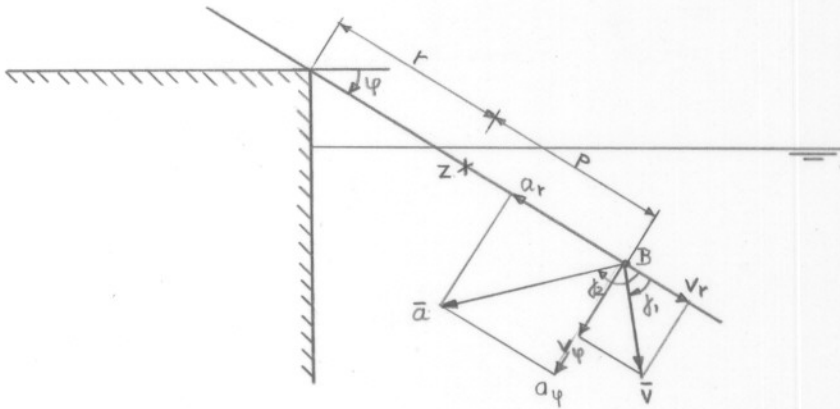


fig. I-15 snelheid en versnelling in een punt

Snelheid van punt B: $\bar{v} = \dot{r} \cdot \bar{e}_r + \dot{\psi} \cdot (r+p) \cdot \bar{e}_\psi$ 24)

Komponent \perp paalas : $v_\psi = v \cdot \sin \gamma_1 = \dot{\psi} \cdot (r+p)$ 25)

Komponent // paalas : $v_r = \dot{r}$ 26)

Versnell in \perp as : $a_\psi = a \cdot \sin \gamma_2 = 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\psi} + (r+p) \cdot \ddot{\psi}$ 27)

Versnell in B // as : $a_r = \ddot{r} - \dot{\psi}^2 \cdot (r+p)$ 28)

(Voor deze betrekkingen zij verwezen naar I-3)

Voor de krachten \perp paalas worden 25) en 27) gesubstitueerd in vergelijking 19) blz. 26. Deze vergelijking wordt nu (inklusief hoekrelaties):

$$F_h = 1/2 \cdot \rho \cdot C_d \cdot D \cdot \dot{\psi} / \dot{\psi} \cdot (r+p)^2 + 1/4 \cdot \pi \cdot D^2 \cdot \rho \cdot C_m \cdot \{ 2 \cdot r \cdot \dot{\psi} + (r+p) \cdot \ddot{\psi} \} \dots 29)$$

Door rotatie van de paal varieert de snelheid over de paallengte, waardoor ook het Reynolds-getal varieert. C_d is een $f(Re)$. Deze funktie is echter over een groot gebied ongeveer konstant (fig. I-12,13). Bij een buisdiameter $\frac{r}{4}$ van 4 cm. en $v = 10$ zou de snelheid ongeveer $2,5 \cdot 10$ m/s moeten zijn om in het lineair toenemende gebied te komen. Bijna altijd is de snelheid groter, waardoor een konstante C_d ingevoerd kan worden.

Op het moment dat de voorkant van de paal op het water valt zal een stootbelasting optreden. De impuls, die hierbij optreedt, hangt af van de snelheid waarmee het wateroppervlak bereikt wordt, en heeft in geval van

lancering verband met het niveauverschil (valhoogte) tussen ponton en wateroppervlak. Na doorsnijding van de paalpunt van het wateroppervlak zal de stootbelasting afnemen.

Hoe groot de stootbelasting in deze fase is, is nauwelijks te zeggen. Dit probleem zal empirisch worden opgelost door in deze fase een grotere C_d te nemen en de invloed hiervan te bekijken. Als uitgangswaarde zal worden genomen:

voor kleinere niveauverschillen: $C_d = 2 \text{ à } 3$
voor grotere niveauverschillen : $C_d = 3 \text{ à } 4$
na deze eerste fase : $C_d = 1,2$

Voor C_m zal de theoretische waarde 1 worden aangehouden. Variaties van C_m zullen in C_d worden verwerkt.

Een reductie op C_d zal moeten worden ingevoerd voor de beperkte lengte van de paal. Deze reductie kan verklaard worden door verandering in het stroombeeld bij de uiteinden. De reductiefactor hangt af van de slankheid (L/D) en Re . Bij wat grotere Re en $L/D > 25$ is de reductiefactor = 1 (1 = geen reductie).

In de fasen waar de paal niet geheel onder water is, is de L/D -verhouding kleiner. De reductiefactor, die varieert met het deel onder water, wordt impliciet verwerkt in de al vergrote C_d -waarde.

In de langsrichting treden in principe dezelfde krachten op. In de weerstandsterm is de verhouding tussen het wrijvingsaandeel en vormweerstandsaandeel echter kleiner geworden. Grafieken waarin de C_d -coëfficiënt uit afgeleid zou kunnen worden zijn niet bekend. Het wrijvingsaandeel zou bij grove benadering berekend kunnen worden, door de wrijving van een stroming in een buis te bepalen. Blijft dan over de kopweerstand. In dit geval wordt het aanstromingsvlak gevormd door een halve bol. De achterkant is eveneens een halve bol.

De stromingstoestand zou vergeleken kunnen worden met die van een aangestroomde bol. Wanneer dit gedaan wordt en het effect van de wrijving wordt meegenomen door een (kleine) verhoging, afhankelijk van de lengte en de omtrek, dan moet $C_{d//}$ liggen in de buurt van 0,606

In de fasen waar de paal niet geheel onder water is, kan achter de paal ook geen wervelvorming optreden. Daarom moet $C_{d//}$ in deze fasen gereduceerd worden. Voorgesteld wordt deze reductiefactor ($C_{d//}$) in de de buurt van 0,5 te kiezen.

De toegevoegde massa in de lengterichting zal gering zijn. In de scheepshydrodynamica wordt voor de toegevoegde massa voor bolvormig aangestroomde profielen ongeveer 5% van de verplaatste hoeveelheid water genomen, dus: $C_{m//} = 0,05$.

In de komputerberekeningen zullen de hydrodynamische coëfficiënten gevarieerd worden, zodat hun invloeden zichtbaar worden. Door vergelijking met de controleproeven kunnen dan optimale waarden bepaald worden.

Résumerend; er wordt uitgegaan van:

	$C_{d\perp}$	$C_{m\perp}$	$C_{d//}$	$C_{m//}$
a) klap op water	2 à 4	1	$\frac{1}{2}$ à 1	0,05
b) gedeeltelijk onder water	1,2	1	0,3	0,05
c) geheel onder water	1,2	1	0,6	0,05

I-3 MATHEMATISCHE BESCHRIJVING

Zoals reeds uiteengezet, wordt in eerste instantie het probleem gereduceerd tot de lancering van een eenvoudige paal vanaf een niet bewegende ponton (b.v. praktisch voorgesteld als een kade; fig. I-16)

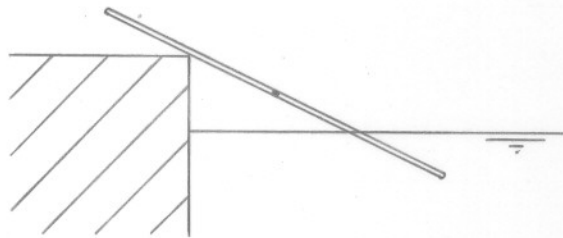


fig. I-16

Ten behoeve van de mathematische ontwikkeling worden enkele aannamen gedaan, te weten:

- A: de paal wordt als een star lichaam beschouwd
- B: de paal is oneindig slank
- C: het zwaartepunt bevindt zich exakt in het midden van de paal.

Voor het opstellen van het mathematische model wordt gebruik gemaakt van de theorie van de starre lichamen zoals die o.a. door Prof. Schönfeld beschreven wordt in het collegediktaat "Puntmechanica". De daarin behandelde stof wordt bekend verondersteld.

Eén belangrijke stelling uit de theorie wordt aangehaald nl. de volgende:

Is $\dot{\varphi}$ de hoeksnelheid van een t.o.v. S (= inertiaal stelsel) om O (oorsprong) draaiend assenstelsel S', dan geldt voor een éénmaal kontinu differentieerbare vektorfunctie $f(t)$:

$$\frac{d\bar{f}}{dt}\Big|_S = \frac{d\bar{f}}{dt}\Big|_{S'} + \dot{\varphi} * \bar{f}$$

Deze stelling zal van toepassing zijn aangezien in het

lanceringsprobleem drie koördinatenstelsels gekozen zijn nl.:

- 1) Een vast stelsel S, met oorsprong O en met als assen de horizontaal en de vertikaal.
- 2) Een bewegend (roterend) assenstelsel S', met oorsprong O en met als assen de verbindingslijn van O met het zwaartepunt van de paal en de lijn vanuit O loodrecht op de vorige.
- 3) Een geheel meebewegend assenstelsel S'', met als oorsprong het zwaartepunt van de paal en met als assen de paalas en de lijn vanuit het zwaartepunt loodrecht op de paalas.

Ter verduidelijking fig. I-17.

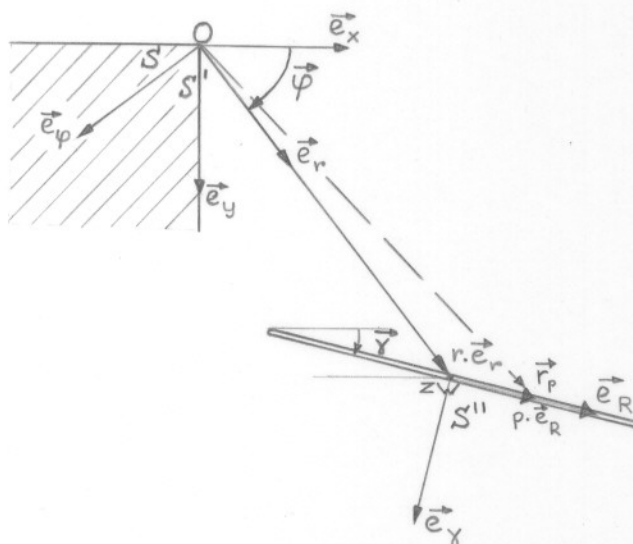


fig. I-17

De plaats en oriëntatie van de paal kan nu volledig worden vastgelegd door de grootheden \bar{r} , $\bar{\varphi}$ en $\bar{\gamma}$

Voor het opstellen van de impulsbalansvergelijkingen, impulsmomentbalansvergelijkingen en de hydrodynamische krachten zal het nodig blijken te zijn voor ieder punt van de paal de plaats, snelheid en versnelling te kunnen bepalen. Zie fig. I-17.

Noemen we \bar{r}_p = plaats van punt P t.o.v. stelsel S
 \bar{r} = plaats van zw.punt t.o.v. stelsel S'
 \bar{p} = plaats van punt P t.o.v. stelsel S''

Dan kan geschreven worden:

$$\bar{r}_p = \bar{r} + \bar{p} = r\bar{e}_r + p\bar{e}_r \dots\dots\dots 1)$$

Hierin is p dus de afstand van punt P tot het zwaartepunt. De snelheid van P is de afgeleide van zijn plaats:

$$\dot{\bar{r}}_p = \frac{d\bar{r}}{dt} + \frac{d\bar{p}}{dt} = \dot{r}\bar{e}_r + r\frac{d\bar{e}_r}{dt} + \dot{p}\bar{e}_r + p\frac{d\bar{e}_r}{dt}$$

Daar P star verbonden is aan het zwaartepunt is $\dot{p} = 0$
Met behulp van de eerder genoemde stelling kan nu geschreven worden:

$$\dot{\bar{r}}_p = \dot{r}\bar{e}_r + r\dot{\varphi}\bar{e}_\varphi + p\dot{\gamma}\bar{e}_\gamma \dots\dots\dots 2)$$

De versnelling van P is weer de afgeleide van zijn snelheid:

$$\begin{aligned} \ddot{\bar{r}}_p = \ddot{r}\bar{e}_r + \dot{r}\frac{d\bar{e}_r}{dt} + \dot{r}\dot{\varphi}\bar{e}_\varphi + r\ddot{\varphi}\bar{e}_\varphi + r\dot{\varphi}\frac{d\bar{e}_\varphi}{dt} + p\dot{\gamma}\bar{e}_\gamma \\ + p\dot{\gamma}\frac{d\bar{e}_\gamma}{dt} \end{aligned}$$

Ook nu kan weer met eerder genoemde stelling geschreven worden na samenvoegen van de termen:

$$\ddot{\bar{r}}_p = (\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2)\bar{e}_r + (r\ddot{\varphi} + 2\dot{r}\dot{\varphi})\bar{e}_\varphi + p\ddot{\gamma}\bar{e}_\gamma - p\dot{\gamma}^2\bar{e}_r \dots\dots\dots 3)$$

Voor het opstellen van de balansvergelijkingen kan de massa van de paal in het zwaartepunt samengebundeld gedacht worden. Voor de momentbalansvergelijkingen zal dan met het massatraagheidsmoment van de paal om zijn zwaartepunt gerekend worden. (I*)

Om de balansvergelijkingen op te stellen worden de wetten van Newton toegepast:

$$m \cdot \ddot{\mathbf{r}}_{zw} = \sum \text{alle op het lichaam werkende krachten}$$

$$I^* \cdot \ddot{\gamma} = \sum \text{alle op het lichaam werkende momenten}$$

De op de paal werkende krachten kunnen evenals de vektorieële versnelling $\ddot{\mathbf{r}}_{zw}$ ontbonden worden in de twee hoofdrichtingen \bar{e}_r en \bar{e}_φ , (verg. 3)) waarbij voor het zwaartepunt geldt $p = 0$.

De volgende vergelijking ontstaat:

$$m \cdot \left\{ (\ddot{r} - r \cdot \dot{\varphi}^2) \cdot \bar{e}_r + (r \cdot \ddot{\varphi} + 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}) \cdot \bar{e}_\varphi \right\} = \sum F_r \cdot \bar{e}_r + \sum F_\varphi \cdot \bar{e}_\varphi$$

Deze vergelijking kan gesplitst worden in twee afzonderlijke vergelijkingen, die elk voor hunne eigen hoofdrichting gelden. In de derde hoofdrichting nl. de richting loodrecht op het vlak van de beweging (\bar{e}_z richting), geldt de impulsmomentbalansvergelijking.

Samengevat zijn er drie vergelijkingen voor de drie hoofdrichtingen op te stellen met als variabelen r , φ en γ en wel de volgende:

$$\bar{e}_r \text{ richting: } m \cdot (\ddot{r} - r \cdot \dot{\varphi}^2) = \sum F_r \quad \dots\dots\dots 4)$$

$$\bar{e}_\varphi \text{ richting: } m \cdot (r \cdot \ddot{\varphi} + 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}) = \sum F_\varphi \quad \dots\dots\dots 5)$$

$$\bar{e}_z \text{ richting: } I^* \cdot \ddot{\gamma} = \sum M_z \quad \dots\dots\dots 6)$$

Deze soort vergelijkingen zullen steeds toegepast worden in de formulering van het probleem.

I-3.1 INDELING IN FASEN

Het lanceringsprobleem kan opgesplitst worden gedacht in vier afzonderlijke fasen, die onderling enkele specifieke verschillen hebben.

In eerste instantie kan de lancering in twee delen onderscheiden worden nl.:

- 1) gedwongen beweging
- 2) vrije beweging

Onder de gedwongen beweging wordt dat deel van de lancering verstaan, waarbij de paal contact houdt met de oorsprong (O) van het vaste stelsel S (ofwel over de kaderand glijdt). De vrije beweging is dat deel van de lancering, waarbij de paal géén contact meer heeft met de oorsprong (ofwel de kade heeft losgelaten).

Beide delen kunnen nog in twee onderverdelingen gesplitst worden:

- 1^a) FASE 1: de paal heeft nog geen contact met het water
- 1^b) FASE 2: de paal heeft wel contact met het water
- 2^a) FASE 3: de paal is nog niet geheel onder water
- 2^b) FASE 4: de paal is geheel onder water

In het verdere verloop van het rapport zal de fasering zoals hierboven aangenomen is aangehouden worden.

(fig. I-18^{a,b,c,d})

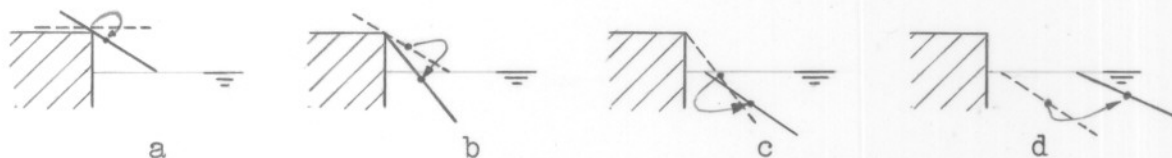


fig.I-18

Voor al deze fasen gelden de algemene balansvergelijkingen

$$m.(\ddot{r} - r.\dot{\varphi}^2) = \sum F_r$$

$$m.(r.\ddot{\varphi} + 2.\dot{r}.\dot{\varphi}) = \sum F_\varphi$$

$$I^*.\ddot{\gamma} = \sum M_z$$

De fasen hebben echter verschillende voorwaarden en kenmerken, die de uitgewerkte vergelijkingen zullen doen verschillen.

In het navolgende wordt dit nader uitgewerkt.

I-3.2 FASE 1

Fase 1 heeft als kenmerken:

- a: de beweging is gedwongen
- b: hydrodynamische krachten spelen geen rol.
Ofwel: geen enkel punt van de paal bevindt zich in het water.

De krachten die wel op de paal werken zijn de volgende:

- 1) zwaartekracht, F_{zw} , aangrijpend in het zwaartepunt van de paal, werkend in verticale richting.
- 2) steunkracht, F , aangrijpend in de oorsprong van het vaste stelsel, werkend loodrecht op de paalas.
- 3) wrijvingskracht, $f \cdot F$, aangrijpend in de oorsprong van het vaste stelsel, werkend evenwijdig aan de paalas en tegengesteld aan de snelheidsrichting.

(fig. I-19)

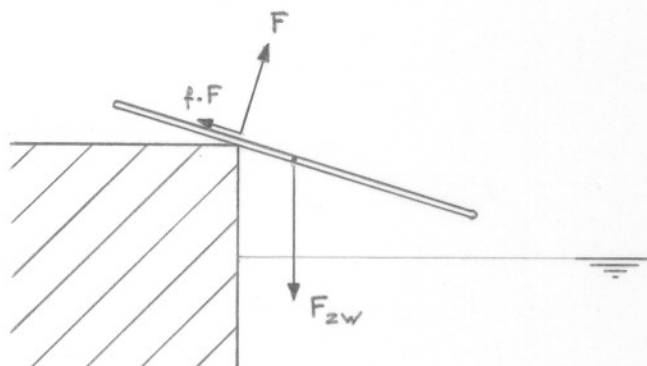


fig. I-19

Een bijzonder gevolg van de gedwongen beweging is, dat de hoofdrichtingen van het S' en S'' stelsel, zoals die in het voorgaande gedefinieerd zijn, identiek zijn. Hieruit volgt dus dat:

$$\bar{\varphi} = \bar{\gamma}$$

Met deze informatie en met de vergelijkingen 4), 5) en 6) kunnen voor fase 1 nu de impulsbalansvergelijkingen en de impulsmomentbalansvergelijking opgesteld worden. De voorwaarde $\bar{\varphi} = \bar{\gamma}$ wordt onmiddellijk gesubstitueerd in 6).

IMPULSBALANSVERGELIJKINGEN

$$\begin{aligned} \bar{e}_r \text{ richting: } m \cdot (\ddot{r} - r \cdot \dot{\varphi}^2) &= -f \cdot F + F_{zw} \cdot \sin \varphi \\ \text{of: } \ddot{r} &= r \cdot \dot{\varphi}^2 + \frac{F_{zw}}{m} \cdot \sin \varphi - \frac{f \cdot F}{m} \dots\dots\dots 7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{e}_\varphi \text{ richting: } m \cdot (r \cdot \ddot{\varphi} + 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}) &= -F + F_{zw} \cdot \cos \varphi \\ \text{of: } \ddot{\varphi} &= -\frac{2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}}{r} + \frac{F_{zw}}{m \cdot r} \cdot \cos \varphi - \frac{F}{m \cdot r} \dots\dots\dots 8) \end{aligned}$$

IMPULSMOMENTBALANSVERGELIJKING

$$\begin{aligned} \bar{e}_z \text{ richting: } I^* \cdot \ddot{\gamma} &= F \cdot r \\ \text{of: } \ddot{\gamma} &= \frac{F \cdot r}{I^*} \dots\dots\dots 9) \end{aligned}$$

Het resultaat zijn drie vergelijkingen met drie onbekenden of variabelen te weten: r, φ, F.
 Deze vergelijkingen kunnen evenwel in deze gedaante niet analoog opgelost worden. De onbekende kracht F kan niet in de schakeling ingevoerd worden en moet geëlimineerd worden. Substitueer daartoe vergelijking 8) in 9) en los F op.

$$F = \left(\frac{I^* \cdot m}{m \cdot r^2 + I^*} \right) \cdot \left(\frac{F_{zw}}{m} \cdot \cos \varphi - 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi} \right) \dots\dots\dots 10)$$

Substitueer F in 7) en 9) en noem hierin:

$$\begin{aligned} I(r) &= m \cdot r^2 + I^* \quad \text{en} \\ g &= \frac{F_{zw}}{m} = \text{versnelling t.g.v. zwaartekracht.} \end{aligned}$$

Dit levert de volgende twee vergelijkingen voor fase 1:

$$\ddot{r} = r \cdot \dot{\varphi}^2 + g \cdot \sin \varphi - \frac{f \cdot I^*}{I(r)} \cdot (g \cdot \cos \varphi - 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}) \dots\dots\dots 11)$$

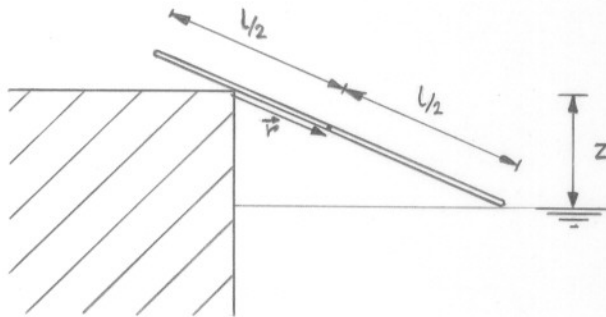
$$\ddot{\varphi} = \frac{m \cdot F}{I(r)} \cdot (g \cdot \cos \varphi - 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}) \dots\dots\dots 12)$$

Met beginvoorwaarden:

$$r_{t=0} = r(0) \quad , \quad \varphi_{t=0} = \varphi(0)$$

$$\dot{r}_{t=0} = \dot{r}(0) \quad , \quad \dot{\varphi}_{t=0} = \dot{\varphi}(0)$$

Einde fase 1, begin fase 2 (detektie 1,2)



z = niveauverschil
horizontaal door
0 en de water-
spiegel.

fig. I-20

De detektie van fase 1 is bereikt indien de voorkant van de paal de waterspiegel juist raakt. Dit is het geval indien de ontbondene in de vertikaal van de vektor $(r + l/2) \cdot \bar{e}_r$ gelijk is aan het niveauverschil z . Ofwel: indien $(r + l/2) \cdot \sin\varphi = z$
Dit houdt dus in, dat fase 2 in werking is indien:

$$(r + l/2) \cdot \sin\varphi - z > 0$$

I-3.3 FASE 2

Fase 2 heeft als kenmerken:

- a: de beweging is gedwongen
- b: hydrodynamische- en oprijvende kracht spelen wel een rol. De paal bevindt zich gedeeltelijk in het water.

De krachten die in deze fase op de paal werken zijn dezelfde, welke in fase 1 werkten en bovendien:

- 4) oprijvende kracht F_o , aangrijpend in het zwaartepunt van het deel van de paal wat zich onder water bevindt en werkend in de verticale richting.
- 5) hydrodynamische krachten onderverdeeld in:
 - a weerstandskracht loodrecht op de paalas: F_d
 - b weerstandskracht evenwijdig aan de paalas: F_{1d}
 - c traagheidskracht t.g.v. toegevoegde massa en loodrecht op de paalas: F_m
 - d traagheidskracht t.g.v. toegevoegde massa en evenwijdig aan de paalas: F_{1m}

(fig. I-21)

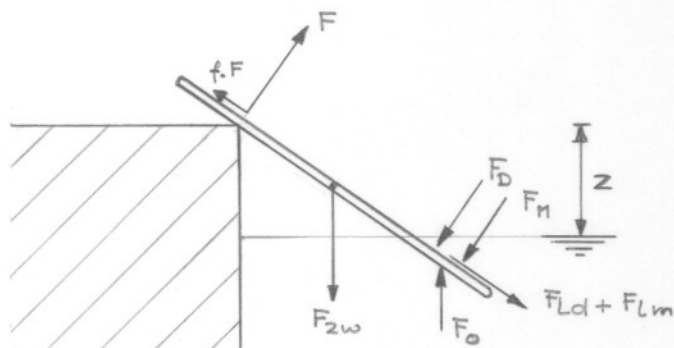


fig. I-21

Ook in fase 2 geldt wegens de gedwongen beweging $\bar{\varphi} = \bar{\gamma}$
Met deze informatie en met de vergelijkingen 4), 5) en 6) kunnen voor fase 2 de impulsbalansvergelijkingen en de impulsmomentbalansvergelijking opgesteld worden.

IMPULSBALANSVERGELIJKINGEN

$$\begin{aligned} \bar{e}_r \text{ richting: } m \cdot (\ddot{r} - r \cdot \dot{\varphi}^2) &= F_{zw} \cdot \sin \varphi - f \cdot F - F_o \cdot \sin \varphi + F_1 \\ \text{of: } \ddot{r} &= r \cdot \dot{\varphi}^2 + \frac{F_{zw}}{m} \cdot \sin \varphi - \frac{f \cdot F}{m} - \frac{F_o}{m} \cdot \sin \varphi + \frac{F_1}{m} \quad \dots 13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{e}_\varphi \text{ richting: } m \cdot (r \cdot \ddot{\varphi} + 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}) &= F_{zw} \cdot \cos \varphi - F - F_o \cdot \cos \varphi + F_d + F_m \\ \text{of: } \ddot{\varphi} &= - \frac{2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}}{r} + \frac{F_{zw}}{m \cdot r} \cdot \cos \varphi - \frac{F}{m \cdot r} - \frac{F_o}{m \cdot r} \cdot \cos \varphi + \frac{F_d + F_m}{m \cdot r} \\ &\dots\dots\dots 14) \end{aligned}$$

IMPULSMOMENTBALANSVERGELIJKING

$$\begin{aligned} \bar{e}_z \text{ richting: } I^* \cdot \ddot{\gamma} &= F \cdot r - \eta \cdot F_o \cdot \cos \varphi + F_{dm} + F_{mm} \\ \text{of: } \ddot{\gamma} &= \frac{F \cdot r}{I^*} - \frac{\eta \cdot F_o}{I^*} \cdot \cos \varphi + \frac{F_{dm} + F_{mm}}{I^*} \quad \dots\dots\dots 15) \end{aligned}$$

Hierin is: η de arm van het moment t.g.v. de oprijvende kracht

F_{dm} het moment t.g.v. F_d

F_{mm} het moment t.g.v. F_m

Het resultaat zijn drie vergelijkingen met drie onbekenden of variabelen te weten r , φ , F .

Evenals in fase 1 moet F geëlimineerd worden.

Substitueer daartoe vergelijking 14) in 15) en los F op.

$$\begin{aligned} F &= - \frac{2 \cdot m \cdot I^*}{I(r)} \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi} + \frac{I^*}{I(r)} \cdot F_{zw} \cdot \cos \varphi - \frac{I^*}{I(r)} \cdot F_o \cdot \cos \varphi + \\ &\frac{I^*}{I(r)} \cdot (F_d + F_m) + \frac{\eta \cdot m \cdot r}{I(r)} \cdot F_o \cdot \cos \varphi - \frac{m \cdot r}{I(r)} \cdot (F_{dm} + F_{mm}) \\ &\dots\dots\dots 16) \end{aligned}$$

Substitueer F in 13) en 15). Dit levert de volgende vergelijkingen voor fase 2:

$$\ddot{r} = r \cdot \dot{\varphi}^2 + \frac{f \cdot I^*}{I(r)} \cdot (2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi} - g \cdot \cos \varphi + \frac{F_0}{m} \cdot \cos \varphi - \frac{F_d + F_m}{m})$$

$$- \frac{f}{I(r)} \cdot (r \cdot \eta \cdot F_0 \cdot \cos \varphi + r \cdot (F_{dm} + F_{mm}))$$

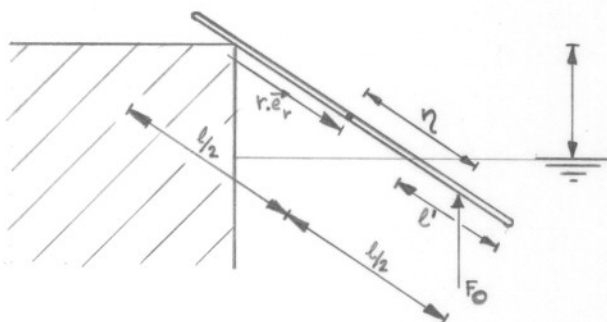
$$+ g \cdot \sin \varphi - \frac{F_0}{m} \cdot \sin \varphi + \frac{F_1}{m} \quad \dots\dots\dots 17)$$

$$\ddot{\varphi} = \frac{1}{I(r)} \cdot (- 2 \cdot m \cdot r \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi} + r \cdot F_{zw} \cdot \cos \varphi - r \cdot F_0 \cdot \cos \varphi +$$

$$r \cdot (F_d + F_m) - \eta \cdot F_0 \cdot \cos \varphi + (F_{dm} + F_{mm})) \quad \dots\dots\dots 18)$$

Beginvoorwaarden voor fase 2 zijn de verkregen eindwaarden uit fase 1.

Berekening van F_0 en η .



$z =$ niveauverschil

fig. I-22

Het deel onder water is:

$$l' = r + l/2 - \frac{z}{\sin \varphi}$$

De oprijvende kracht F_0 is:

$$F_0 = l' \cdot \rho \cdot g \cdot \frac{1}{4} \cdot \pi \cdot D^2$$

Noem: $K_0 = \frac{1}{4} \cdot \pi \cdot D^2 \cdot \rho \cdot g$, dan wordt:

$$F_0 = K_0 \cdot (r + l/2 - \frac{z}{\sin \varphi})$$

De arm η is:

$$\eta = 1/2 - l'/2 = 1/2 - \frac{1}{2} \cdot (r + 1/2 - \frac{z}{\sin \varphi})$$

$$\text{of: } \eta = \frac{1}{2} (1/2 - r + \frac{z}{\sin \varphi})$$

Zodoende is het moment t.g.v. F_0 :

$$\eta \cdot F_0 \cdot \cos \varphi = \frac{1}{2} \cdot K_0 \cdot \left\{ \left(\frac{1}{2} \right)^2 - \left(r - \frac{z}{\sin \varphi} \right)^2 \right\} \cdot \cos \varphi$$

Berekening hydrodynamische krachten en momenten
in fase 2.

Bij de berekening van de hydrodynamische krachten wordt de Morison-formule gehanteerd. Liftkrachten worden buiten beschouwing gelaten.

$$F_{\text{hydr.}} = F_d + F_m : \text{weerstandsterm} + \text{traagsheidsterm}$$

$$\text{waarbij: } F_d = -\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v \cdot |v| \cdot C_d \cdot D \cdot \Delta l$$

$$F_m = -\frac{1}{4} \cdot \pi \cdot D^2 \cdot \rho \cdot \frac{dv}{dt} \cdot C_m \cdot \Delta l$$

De formules 1), 2) en 3) leveren tesamen met de opmerking van pag.43 dat $\bar{\varphi} = \bar{\gamma}$ de volgende formules m.b.t. de plaats, snelheid en versnelling van een punt P op de paal het volgende:

$$\text{plaats : } \bar{r}_p = (r + p) \cdot \bar{e}_r$$

$$\text{snelheid: } \dot{\bar{r}}_p = \dot{r} \cdot \bar{e}_r + \dot{\varphi} \cdot (r + p) \cdot \bar{e}_\varphi$$

$$\text{versn.: } \ddot{\bar{r}}_p = (\ddot{r} - \dot{\varphi}^2 \cdot (r+p)) \cdot \bar{e}_r + (\ddot{\varphi} \cdot (r+p) + 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}) \cdot \bar{e}_\varphi$$

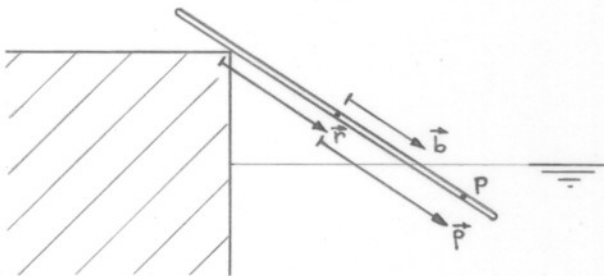


fig.I-23

Weerstandsterm \perp paalas: F_d - (5.a)

Voor het bepalen van deze kracht wordt de loodrecht op de paalas ontbonden snelheidskomponent in rekening gebracht.

$$v_{p\perp} = \bar{r}_p \cdot \bar{e}_\varphi = \dot{\varphi} \cdot (r + p)$$

De weerstandskracht F_d wordt dan:

$$F_d = - \int \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot C_d \cdot D \cdot v_{\perp} / v_1 / \cdot dp$$

Hierbij zijn de integratiegrensen $l/2$ en b waarbij:

$$b = \frac{z}{\sin \varphi} - r \quad (\text{fig. I-23})$$

Noem: $\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot C_d \cdot D = K_d$ dan wordt:

$$F_d = - K_d \cdot \int_{p = \frac{z}{\sin \varphi} - r}^{p = l/2} \dot{\varphi} \cdot (r + p) \cdot / \dot{\varphi} \cdot (r + p) / \cdot dp$$

Een bijzonderheid in deze fase is dat voor het deel onder water de snelheid over dat deel konstant van teken is. (immers $(r + p)$ is tussen de grenzen in dit geval steeds positief). Het teken is dan slechts afhankelijk van

Noem $\xi = r + p$ dan is $d\xi = dp$ en dan wordt:

$$F_d = - K_d \cdot \dot{\varphi} \cdot / \dot{\varphi} / \cdot \int_{\xi = \frac{z}{\sin \varphi}}^{\xi = r + l/2} \xi^2 \cdot d\xi \quad \text{dus}$$

$$F_d = - \frac{1}{3} \cdot K_d \cdot \dot{\varphi} \cdot / \dot{\varphi} / \cdot \left\{ (l/2 + r)^3 - \left(\frac{z}{\sin \varphi} \right)^3 \right\}$$

Het moment t.g.v. de weerstandsterm F_{dm} :

$$F_{dm} = - K_d \cdot \int_{p = \frac{z}{\sin \varphi} - r}^{p = l/2} \dot{\varphi} \cdot (r + p) \cdot / \dot{\varphi} \cdot (r + p) / \cdot p \cdot dp$$

$$= - K_d \cdot \dot{\varphi} \cdot / \dot{\varphi} / \cdot \int_{\xi = \frac{z}{\sin \varphi}}^{\xi = r + l/2} (\xi^3 - r \cdot \xi^2) \cdot d\xi \quad \text{dan wordt:}$$

$$F_{dm} = - \frac{1}{4} \cdot K_d \cdot \dot{\varphi} \cdot / \dot{\varphi} / \cdot \left\{ \left(\frac{l}{2} + r \right)^4 - \left(\frac{z}{\sin \varphi} \right)^4 \right\} - r \cdot F_d$$

Weerstandsterm // paalas: F_{ld} (5.b)

Voor het bepalen van deze kracht wordt de evenwijdig aan de paalas ontbonden snelheidskomponent in rekening gebracht.

$$v_{p//} = \dot{\mathbf{r}}_p \cdot \bar{\mathbf{e}}_r = \dot{r}$$

Voorlopig zal alleen de vormweerstand in rekening

gebracht worden. De wrijvingsweerstand zal een kleine rol spelen en kan in de koëfficiënt voor de vormweerstand meegenomen worden. Als weerstandskoëfficiënt zal een quotiënt gebruikt worden en wel: C_d/C_w , waarbij C_d dezelfde koëfficiënt is als gebruikt voor de bepaling van F_d en C_w een niet exakt te bepalen konstante is, maar een ordegröte van $2 \cdot C_d$ zal hebben. (Vergelijk de weerstandskoëfficiënt van een bol; zie I-2.5)

Als weerstandsterm in de langsrichting ontstaat de volgende formule:

$$F_{ld} = - \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot \frac{1}{4} \cdot \pi \cdot D^2 \cdot C_d/C_w \cdot r./r/$$

Hierin is $\frac{1}{4} \cdot \pi \cdot D^2$ het aanstromingsoppervlak.

Massatraagheidsterm \perp paalas: F_m (5.c)

Voor het bepalen van deze kracht wordt de loodrecht op de paalas ontbonden versnellingskomponent in rekening gebracht:

$$\frac{dv}{dt} p \perp = \ddot{r}_p \cdot \bar{e}_\varphi = \dot{\varphi} \cdot (r + p) + 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}$$

De massatraagheidsterm F_m wordt dan:

$$F_m = - \int \frac{1}{4} \cdot \pi \cdot D^2 \cdot \rho \cdot \frac{dv}{dt} \cdot C_m \cdot dp$$

Hierbij zijn de integratiegrenzen: $1/2$ en b

Noem $\frac{1}{4} \cdot \pi \cdot D^2 \cdot \rho \cdot C_m = K_m$

$$F_m = - K_m \int_{p=\frac{z}{\sin\varphi}}^{p=1/2} \left\{ \dot{\varphi} \cdot (r + p) + 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi} \right\} \cdot dp$$

Noem $\xi = r + p$ dan $d\xi = dp$ dan wordt:

$$F_m = - K_m \cdot \dot{\varphi} \cdot \int_{\xi=\frac{z}{\sin\varphi}}^{\xi=1/2+r} \xi \cdot d\xi - K_m \cdot 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi} \cdot \left(1/2 + r - \frac{z}{\sin\varphi} \right)$$

Uitgewerkt levert dit het volgende:

$$F_m = - \frac{1}{2} \cdot K_m \cdot \ddot{\varphi} \cdot \left\{ (1/2 + r)^2 - \left(\frac{z}{\sin \varphi} \right)^2 \right\} -$$

$$2 \cdot K_m \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi} \cdot \left(1/2 + r - \frac{z}{\sin \varphi} \right)$$

Het moment t.g.v. de traagheidsterm F_{mm} :

$$F_{mm} = - K_m \int_{p=\frac{z}{\sin \varphi}}^{p=l/2} \left\{ \ddot{\varphi} \cdot (r+p) \cdot p + 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi} \cdot p \right\} \cdot dp$$

$$= - K_m \int_{\xi=\frac{z}{\sin \varphi}}^{\xi=r+l/2} \left\{ \ddot{\varphi} \cdot \xi \cdot (\xi - r) + 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi} \cdot (\xi - r) \right\} \cdot d\xi$$

$$F_{mm} = - 1/3 \cdot K_m \cdot \ddot{\varphi} \cdot \left\{ (1/2 + r)^3 - \left(\frac{z}{\sin \varphi} \right)^3 \right\} -$$

$$K_m \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi} \cdot \left\{ (1/2 + r)^2 - \left(\frac{z}{\sin \varphi} \right)^2 \right\} - r \cdot F_m$$

Massatraagheidsterm // paalas: F_{1m} (5.d)

Voor het bepalen van deze kracht wordt de // aan de paalas ontbonden versnellingskomponent in rekening gebracht.

$$\frac{dv}{dt} p_{//} = \ddot{r}_p \cdot \bar{e}_r = \ddot{r} - \dot{\varphi}^2 \cdot (r + p)$$

De massatraagheidsterm F_{1m} wordt dan:

$$F_{1m} = - \frac{1}{4} \cdot \pi \cdot D^2 \cdot \rho \cdot C_{1m} \int_{p=\frac{z}{\sin \varphi}}^{p=l/2} \left\{ \ddot{r} - \dot{\varphi}^2 \cdot (r + p) \right\} \cdot dp$$

Hierin is C_{1m} de coëfficiënt voor de langsrichting t.g.v. de massatraagheid. Inde literatuur wordt hiervoor veelal de waarde 0,05 gebruikt en geaksepteerd.

Dan wordt:

$$F_{1m} = - 0,05 \cdot K_m \cdot \ddot{r} \cdot \left(1/2 + r - \frac{z}{\sin \varphi} \right) +$$

$$0,05 \cdot K_m \cdot \frac{1}{2} \cdot \dot{\varphi}^2 \cdot \left\{ (1/2 + r)^2 - \left(\frac{z}{\sin \varphi} \right)^2 \right\}$$

I-3.4 FASE 3

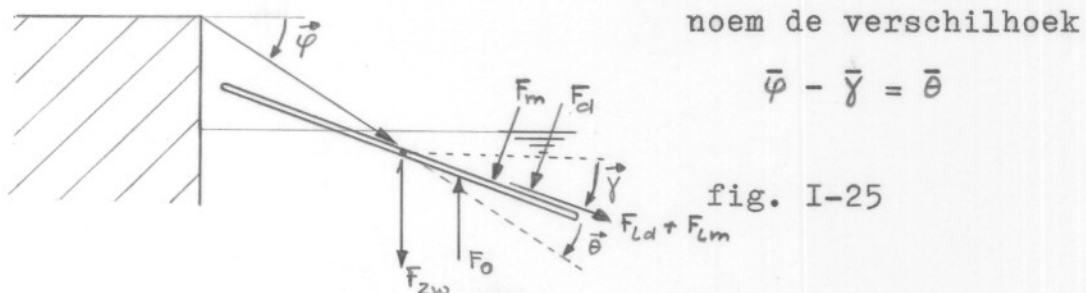
Fase 3 heeft als kenmerken:

- a: vrije beweging
- b: de paal bevindt zich gedeeltelijk onder water en gedeeltelijk boven water.

De krachten, die in deze fase op de paal werken zijn:

- 1) zwaartekracht F_{zw} , aangrijpend in het zwaartepunt van de paal en werkend in verticale richting.
- 2) opdrijvende kracht F_o , aangrijpend in het zwaartepunt van het deel onder water en werkend in verticale richting.
- 3) hydrodynamische krachten, onderverdeeld in:
 - a weerstandsterm \perp de paalas: F_d
 - b weerstandsterm $//$ de paalas: F_{ld}
 - c traagheidskracht \perp de paalas t.g.v. toegevoegde massa: F_m
 - d traagheidskracht t.g.v. toegevoegde massa $//$ de paalas: F_{lm}

(fig. I-25)



Met de vergelijkingen 4), 5) en 6) kunnen voor fase 3 de impulsbalansvergelijkingen en de impulsmomentbalansvergelijking opgesteld worden.

IMPULSBALANSVERGELIJKINGEN

$$\begin{aligned} \bar{e}_r \text{ richting: } m \cdot (\ddot{r} - r \cdot \dot{\varphi}^2) &= F_{zw} \cdot \sin\varphi - F_o \cdot \sin\varphi + \\ & (F_d + F_m) \cdot \sin\theta + F_l \cdot \cos\theta \\ \text{of: } \ddot{r} &= r \cdot \dot{\varphi}^2 + \frac{F_{zw}}{m} \sin\varphi - \frac{F_o}{m} \sin\varphi + \frac{F_d + F_m}{m} \sin\theta + \\ & \frac{F_l}{m} \cos\theta \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{e}_\varphi \text{ richting: } m \cdot (r \cdot \ddot{\varphi} + 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}) &= F_{zw} \cdot \cos\varphi - F_o \cdot \cos\varphi + \\ & (F_d + F_m) \cdot \cos\theta + F_l \cdot \sin\theta \\ \text{of: } \ddot{\varphi} &= - \frac{2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}}{r} + \frac{F_{zw}}{m \cdot r} \cos\varphi - \frac{F_o}{m \cdot r} \cos\varphi + \\ & \frac{F_d + F_m}{m \cdot r} \cos\theta + \frac{F_l}{m \cdot r} \sin\theta \end{aligned}$$

IMPULSMOMENTBALANSVERGELIJKING

$$\begin{aligned} \bar{e}_z \text{ richting: } I^* \cdot \ddot{\gamma} &= -\eta \cdot F_o \cdot \cos\gamma + F_{dm} + F_{mm} \\ \text{of: } \ddot{\gamma} &= - \frac{\eta \cdot F_o}{I^*} \cos\gamma + \frac{F_{dm} + F_{mm}}{I^*} \end{aligned}$$

Het resultaat zijn drie vergelijkingen met drie variabelen te weten r , φ en γ :

$$\begin{aligned} \ddot{r} &= r \cdot \dot{\varphi}^2 + g \cdot \sin\varphi - \frac{F_o}{m} \sin\varphi + \frac{F_d + F_m}{m} \sin\theta + \frac{F_l}{m} \cos\theta \\ \ddot{\varphi} &= - \frac{2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}}{r} + \frac{g}{r} \cos\varphi - \frac{F_o}{m \cdot r} \cos\varphi + \frac{F_d + F_m}{m \cdot r} \cos\theta + \frac{F_l}{m \cdot r} \sin\theta \\ \ddot{\gamma} &= - \frac{\eta \cdot F_o}{I^*} \cos\gamma + \frac{F_{dm} + F_{mm}}{I^*} \end{aligned}$$

De beginvoorwaarden voor fase 3 zijn de reeds verkregen eindwaarden van fase 2.

Berekening van F_0 en η .

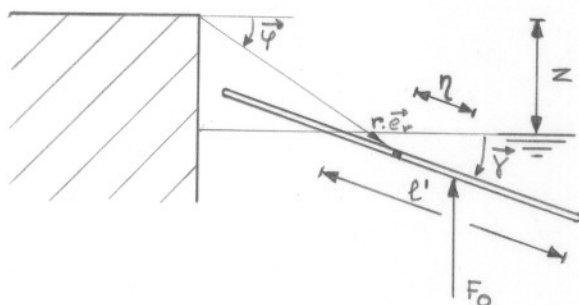


fig. I-26

Het deel onder water is:

$$l' = l/2 + \frac{r \cdot \sin \varphi - z}{\sin \gamma}$$

De oprijvende kracht F_0 is:

$$F_0 = l' \cdot \rho \cdot g \cdot \frac{1}{4} \cdot \pi \cdot D^2$$

$$F_0 = K_0 \left\{ l/2 + \frac{r \cdot \sin \varphi - z}{\sin \gamma} \right\}$$

De arm η is:

$$\eta = l/2 - l'/2 = l/2 - l/4 - \frac{r \cdot \sin \varphi - z}{\sin \gamma}$$

$$\eta = \frac{1}{2} \left\{ l/2 - \frac{r \cdot \sin \varphi - z}{\sin \gamma} \right\}$$

Zodoende is het moment t.g.v. F_0 :

$$\eta \cdot F_0 \cdot \cos \gamma = \frac{1}{2} \cdot K_0 \cdot \left\{ (l/2)^2 - \left(\frac{r \cdot \sin \varphi - z}{\sin \gamma} \right)^2 \right\} \cdot \cos \gamma$$

Berekening hydrodynamische krachten en momenten

in fase 3.

$$F_{\text{hydr.}} = F_d + F_m : \text{weerstandsterm} + \text{traagheidsterm}$$

$$\text{waarbij: } F_d = - \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v \cdot |v| \cdot C_d \cdot D \cdot \Delta l$$

$$F_m = - \frac{1}{4} \cdot \pi \cdot D^2 \cdot \rho \cdot \frac{dv}{dt} \cdot C_m \cdot \Delta l$$

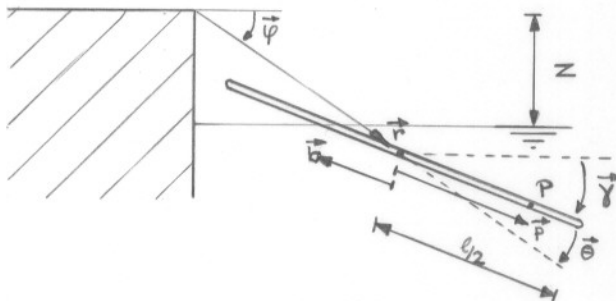


fig. I-27

De formules 1), 2) en 3) leveren voor een punt P op de paal de volgende formules m.b.t. de plaats, snelheid en versnelling:

$$\text{plaats : } \bar{r}_p = r \cdot \bar{e}_r + p \cdot \bar{e}_R$$

$$\text{snelheid: } \dot{\bar{r}}_p = \dot{r} \cdot \bar{e}_r + r \cdot \dot{\varphi} \cdot \bar{e}_\varphi + p \cdot \dot{\gamma} \cdot \bar{e}_\gamma$$

$$\text{versn. : } \ddot{\bar{r}}_p = (\ddot{r} - r \cdot \dot{\varphi}^2) \cdot \bar{e}_r + (r \cdot \ddot{\varphi} + 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}) \cdot \bar{e}_\varphi - p \cdot \dot{\gamma}^2 \cdot \bar{e}_R + p \cdot \ddot{\gamma} \cdot \bar{e}_\gamma$$

Echter alleen de componenten \perp en $//$ paalas zijn van belang. De termen in \bar{e}_r en \bar{e}_φ richting worden daarom ontbonden in \bar{e}_R en \bar{e}_γ richting. Hieruit volgt:

$$\bar{r}_p = (r \cdot \cos\theta + p) \cdot \bar{e}_R + r \cdot \sin\theta \cdot \bar{e}_\gamma$$

$$\dot{\bar{r}}_p = (\dot{r} \cdot \cos\theta - r \cdot \dot{\varphi} \cdot \sin\theta) \cdot \bar{e}_R + (r \cdot \sin\theta + r \cdot \dot{\varphi} \cdot \cos\theta + p \cdot \dot{\gamma}) \cdot \bar{e}_\gamma$$

$$\ddot{\bar{r}}_p = \left\{ (\ddot{r} - r \cdot \dot{\varphi}^2) \cdot \cos\theta - (r \cdot \ddot{\varphi} + 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}) \cdot \sin\theta - p \cdot \dot{\gamma}^2 \right\} \bar{e}_R + \left\{ (\ddot{r} - r \cdot \dot{\varphi}^2) \cdot \sin\theta + (r \cdot \ddot{\varphi} + 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}) \cdot \cos\theta + p \cdot \ddot{\gamma} \right\} \bar{e}_\gamma$$

Weerstandsterm \perp paalas: F_d (3.a)

Voor het bepalen van deze kracht wordt de loodrecht op de paalas onbonden snelheidskomponent in rekening gebracht.

$$v_{p\perp} = \dot{\vec{r}}_p \cdot \vec{e}_\gamma = \dot{r} \cdot \sin\theta + r \cdot \dot{\varphi} \cdot \cos\theta + p \cdot \dot{\gamma}$$

Het momentane loodrecht op de paalas geprojecteerde draaipunt ligt daar waar geldt: $v_{p\perp} = 0$. Ofwel voor:

$$p_{\text{mdr.}} = - \frac{\dot{r} \cdot \sin\theta + r \cdot \dot{\varphi} \cdot \cos\theta}{\dot{\gamma}}$$

De weerstandskracht F_d wordt:

$$F_d = - \int_{1/2}^b \rho \cdot C_d \cdot D \cdot v_{p\perp} / |v_{p\perp}| \cdot dp$$

Hierbij zijn de integratiegrenzen $1/2$ en b , waarbij:

$$b = \frac{z - r \cdot \sin\varphi}{\sin\gamma}$$

Er worden twee gevallen onderscheiden:

a) $p_{\text{mdr.}} \neq (1/2, b)$ én $\dot{\gamma} \neq 0$

b) $p_{\text{mdr.}} = (1/2, b)$ én $\dot{\gamma} \neq 0$

ad a: Het teken van $v_{p\perp}$ voor $p = \varepsilon(1/2, b)$ is konstant.

ad b: Het teken van $v_{p\perp}$ wisselt op het punt $p_{\text{mdr.}}$.

Noem $\dot{r} \cdot \sin\theta + r \cdot \dot{\varphi} \cdot \cos\theta = C$ (is konstant met integratievariabele p)

Geval a):

Als $(p \cdot \dot{\gamma} + C) > 0$ voor $p = \varepsilon(b, 1/2)$ dan is:

$$\begin{aligned} F_d &= - K_d \int_{p=b}^{p=1/2} (p \cdot \dot{\gamma} + C) / (p \cdot \dot{\gamma} + C) \cdot dp \\ &= - K_d \int_{p=b}^{p=1/2} (p \cdot \dot{\gamma} + C)^2 \cdot dp \end{aligned}$$

$$F_d = - 1/3 \cdot K_d \cdot \frac{1}{\dot{\gamma}} \cdot \left\{ (\dot{\gamma} \cdot 1/2 + C)^3 - (b \cdot \dot{\gamma} + C)^3 \right\} ; (p \cdot \dot{\gamma} + C) > 0$$

en

$$F_d = + 1/3 \cdot K_d \cdot \frac{1}{\dot{\gamma}} \cdot \left\{ (\dot{\gamma} \cdot 1/2 + c)^3 - (b \cdot \dot{\gamma} + c)^3 \right\} ; (\dot{p} \cdot \dot{\gamma} + c) < 0$$

Algemeen: voor $\dot{\gamma} \neq 0$ en $p_{\text{mdr.}} \neq \varepsilon(b, 1/2)$ geldt:

$$F_d = - 1/3 \cdot K_d \cdot \frac{1}{\dot{\gamma}} \cdot \left\{ /1/2 \cdot \dot{\gamma} + c/3 - /b \cdot \dot{\gamma} + c/3 \right\}$$

Geval b):

Splits het interval in twee delen $(b, p_{\text{mdr.}})$ en $(p_{\text{mdr.}}, 1/2)$

In elk der intervallen is het teken konstant, doch in de intervallen onderling tegengesteld.

Voor interval $(b, p_{\text{mdr.}})$ geldt:

$$F_{d1} = - 1/3 \cdot K_d \cdot \frac{1}{\dot{\gamma}} \cdot \left\{ /p_{\text{mdr.}} \cdot \dot{\gamma} + c/3 - /b \cdot \dot{\gamma} + c/3 \right\} \quad (\text{geval a})$$

Voor interval $(p_{\text{mdr.}}, 1/2)$ geldt:

$$F_{d2} = - 1/3 \cdot K_d \cdot \frac{1}{\dot{\gamma}} \cdot \left\{ /1/2 \cdot \dot{\gamma} + c/3 - /p_{\text{mdr.}} \cdot \dot{\gamma} + c/3 \right\} \quad (\text{geval b})$$

Echter $p_{\text{mdr.}} \cdot \dot{\gamma} + c =$

$$- \dot{r} \cdot \sin \theta - r \cdot \dot{\varphi} \cdot \cos \theta + \dot{r} \cdot \sin \theta + r \cdot \dot{\varphi} \cdot \cos \theta = 0$$

Zodat voor het gehele interval $(b, 1/2)$ geldt:

$$F_d = F_{d1} + F_{d2} = - 1/3 \cdot K_d \cdot \frac{1}{\dot{\gamma}} \cdot \left\{ /1/2 \cdot \dot{\gamma} + c/3 - /b \cdot \dot{\gamma} + c/3 \right\}$$

Algemeen geldt dus voor $\dot{\gamma} \neq 0$:

$$F_d = - 1/3 \cdot K_d \cdot \frac{1}{\dot{\gamma}} \cdot \left\{ /1/2 \cdot \dot{\gamma} + c/3 - /b \cdot \dot{\gamma} + c/3 \right\}$$

Voor $\dot{\gamma} = 0$ geldt:

$$F_d = - K_d \cdot c / c \cdot (1/2 - b)$$

Het moment t.g.v. de weerstandsterm F_{dm} :

$$F_{dm} = -K_d \int_{p=b}^{p=1/2} (p \cdot \dot{\gamma} + C) \cdot /p \cdot \dot{\gamma} + C / \cdot p \cdot dp$$

Hetzelfde onderscheid wordt gemaakt als bij de berekening van F_d . Uitgewerkt levert dit de volgende algemene formule op voor $\dot{\gamma} \neq 0$:

$$F_{dm} = -K_d \cdot \frac{1}{\dot{\gamma}^2} \cdot \left\{ /1/2 \cdot \dot{\gamma} + C /^3 \cdot (1/8 \cdot \dot{\gamma} - C/12) - /b \cdot \dot{\gamma} + C /^3 \cdot (b/4 \cdot \dot{\gamma} - C/12) \right\}$$

en voor $\dot{\gamma} = 0$ geldt:

$$F_{dm} = -\frac{1}{2} \cdot K_d \cdot C / C / \cdot \left\{ (1/2)^2 - (b)^2 \right\}$$

Weerstandsterm // paalas: F_{1d} (3.b)

Voor het bepalen van deze kracht wordt de evenwijdig aan de paalas ontbonden snelheidskomponent in rekening gebracht.

$$v_{p//} = \dot{r}_p \cdot \bar{e}_R = \dot{r} \cdot \cos \theta - r \cdot \dot{\varphi} \cdot \sin \theta$$

Ook nu zal alleen de vormweerstand in rekening gebracht worden (C_d/C_w , zie fase 2)

Als weerstandsterm in de langsrichting ontstaat de volgende formule:

$$F_{1d} = -\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot \frac{1}{4} \cdot \pi \cdot D^2 \cdot C_d / C_w \cdot (\dot{r} \cdot \cos \theta - r \cdot \dot{\varphi} \cdot \sin \theta) \cdot / \dot{r} \cdot \cos \theta - r \cdot \dot{\varphi} \cdot \sin \theta /$$

Hierin is $\frac{1}{4} \cdot \pi \cdot D^2$ het aanstromingsoppervlak.

Massatraagheidsterm \perp paalas: F_m (3.c)

Voor het bepalen van deze kracht wordt de loodrecht op de paalas ontbonden versnellingskomponent in rekening gebracht.

$$\frac{dv}{dt}^{p\perp} = \ddot{r}_p \cdot \bar{e}_\gamma = (\ddot{r} - r \cdot \dot{\varphi}^2) \sin \theta + (r \cdot \ddot{\varphi} + 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}) \cos \theta + p \cdot \ddot{\gamma}$$

Noem $T = (\ddot{r} - r.\dot{\varphi}^2).\sin\theta + (r.\ddot{\varphi} + 2.\dot{r}.\dot{\varphi})\cos\theta$

is konstant bij integratievariabele p

De massatraagheidsterm wordt:

$$F_m = -K_m \int_{p=b}^{p=l/2} (T + p.\ddot{\gamma}).dp$$

$$= -\frac{1}{2}.K_m.\ddot{\gamma} \left\{ (1/2)^2 - b^2 \right\} - K_m.T.(1/2 - b)$$

of

$$F_m = -K_m \cdot \left\{ \left(\frac{1}{2}.\ddot{\gamma} \cdot (1/2)^2 + T \cdot 1/2 \right) - \left(\frac{1}{2}.\ddot{\gamma} \cdot b^2 + T \cdot b \right) \right\}$$

Het moment t.g.v. de massatraagheidsterm: F_{mm}

$$F_{mm} = -K_m \int_{p=b}^{p=l/2} (T + p.\ddot{\gamma}).p.dp$$

$$F_{mm} = -K_m \cdot \left\{ \left(\frac{1}{3}.\ddot{\gamma} \cdot (1/2)^3 + \frac{1}{2}.T \cdot (1/2)^2 \right) - \left(\frac{1}{3}.\ddot{\gamma} \cdot b^3 + \frac{1}{2}.T \cdot b^2 \right) \right\}$$

waarin: $T = (\ddot{r} - r.\dot{\varphi}^2).\sin\theta + (r.\ddot{\varphi} + 2.\dot{r}.\dot{\varphi}).\cos\theta$

$$b = \frac{z - r.\sin\varphi}{\sin\gamma}$$

$$\theta = \varphi - \gamma$$

Massatraagheidsterm // paalas: F_{lm} (3.d)

Voor het bepalen van deze kracht wordt de loodrecht op de paalas ontbondenversnellingskomponent in rekening gebracht.

$$\frac{dv}{dt} p // = \ddot{r}_p \cdot \bar{e}_R$$

$$\frac{dv}{dt} p // = (\ddot{r} - r \cdot \dot{\varphi}^2) \cdot \cos \theta - (r \cdot \ddot{\varphi} + 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}) \cdot \sin \theta - p \cdot \dot{\gamma}^2$$

Noem $Q = (\ddot{r} - r \cdot \dot{\varphi}^2) \cdot \cos \theta - (r \cdot \ddot{\varphi} + 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}) \cdot \sin \theta$

is konstant bij integratievariabele p

De massa traagheidsterm F_{1m} wordt:

$$F_{1m} = - 0,05 \cdot K_m \int_{p=b}^{p=l/2} (Q - p \cdot \dot{\gamma}^2) \cdot dp$$

$$F_{1m} = - 0,05 \cdot K_m \cdot (1/2 - b) \cdot Q + 0,05 \cdot K_m \cdot \frac{1}{2} \cdot \dot{\gamma}^2 \cdot ((1/2)^2 - b^2)$$

Einde fase 3, begin fase 4 (detektie 3,4)

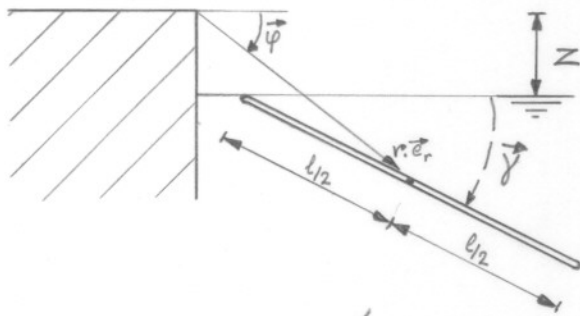


fig. I-28

De detektie van fase 3 is bereikt indien de paal zich juist geheel onder water bevindt. Dit is het geval als de lengte onder water l bedraagt; ofwel indien:

$$\frac{r \cdot \sin \varphi - z}{\sin \gamma} + 1/2 = 1$$

Fase 4 treedt dus in werking indien:

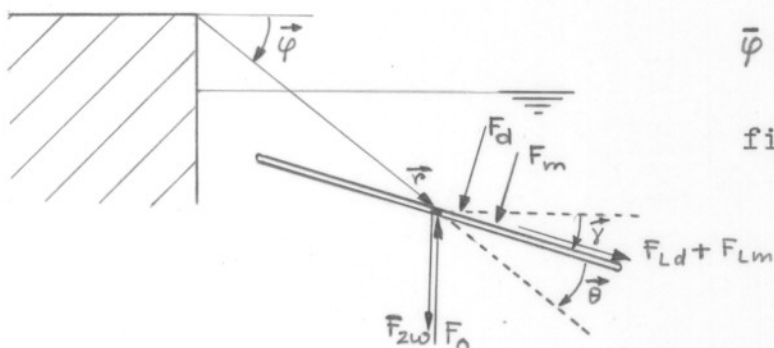
$$\frac{r \cdot \sin \varphi - z}{\sin \gamma} - 1/2 > 0$$

I-3.5 FASE 4

Fase 4 heeft als kenmerken:

- a: vrije beweging
- b: de paal bevindt zich geheel onder water

De krachten, die in deze fase op de paal werken, zijn dezelfde welke in fase 3 werkten.



$$\bar{\varphi} - \bar{\gamma} = \bar{\theta}$$

fig. I-29

Met vergelijkingen 4), 5) en 6) kunnen voor fase 4 de impulsbalansvergelijkingen en de impulsmomentbalansvergelijking opgesteld worden.

IMPULSBALANSVERGELIJKINGEN

$$\bar{e}_r \text{ richting: } \ddot{r} = r \cdot \dot{\varphi}^2 + g \cdot \sin \varphi - \frac{F_o}{m} \cdot \sin \varphi + \frac{F_d + F_m}{m} \cdot \sin \theta + \frac{F_l}{m} \cdot \cos \theta$$

$$\bar{e}_\varphi \text{ richting: } \ddot{\varphi} = - \frac{2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}}{r} + \frac{g}{r} \cdot \cos \varphi - \frac{F_o}{m \cdot r} \cdot \cos \varphi + \frac{F_d + F_m}{m \cdot r} \cdot \cos \theta + \frac{F_l}{m \cdot r} \cdot \sin \theta$$

IMPULSMOMENTBALANSVERGELIJKING

$$\bar{e}_z \text{ richting: } = \frac{F_{dm} + F_{mm}}{I^*}$$

Het is duidelijk dat de impulsvergelijkingen in fase 4 dezelfde zijn als in fase 3, met dit verschil echter, dat de oprijvende kracht in het zwaartepunt aangrijpt zodat de arm $\eta = 0$ én $F_o = K_o \cdot l$

Bovendien zijn de integratiegrenzen voor de hydrodynamische krachten en momenten nu $-1/2$ en $+1/2$, zodat:

$$F_d = -1/3 \cdot K_d \cdot \frac{1}{\dot{\gamma}} \cdot \left\{ /1/2 \cdot \dot{\gamma} + C/3 - /-1/2 \cdot \dot{\gamma} + C/3 \right\} \quad ; \dot{\gamma} \neq 0$$

$$F_d = -K_d \cdot C / C \cdot 1 \quad ; \dot{\gamma} = 0$$

$$F_{dm} = -K_d \cdot \frac{1}{\dot{\gamma}} \cdot \left\{ /1/2 \cdot + C/3 \cdot (1/8 \cdot \dot{\gamma} - C/12) - /-1/2 \cdot \dot{\gamma} + C/3 \cdot (-1/8 \cdot \dot{\gamma} - C/12) \right\} \quad ; \dot{\gamma} \neq 0$$

$$F_{dm} = 0 \quad ; \dot{\gamma} = 0$$

$$F_{ld} = -\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot \frac{1}{4} \cdot \pi \cdot D^2 \cdot C_d / C_w \cdot (\dot{r} \cdot \cos \theta - r \cdot \dot{\varphi} \cdot \sin \theta) \cdot \frac{\dot{r} \cdot \cos \theta - r \cdot \dot{\varphi} \cdot \sin \theta}{}$$

$$F_m = -K_m \cdot T \cdot 1$$

$$F_{mm} = -K_m \cdot 2/3 \cdot \ddot{\gamma} \cdot (1/2)^3$$

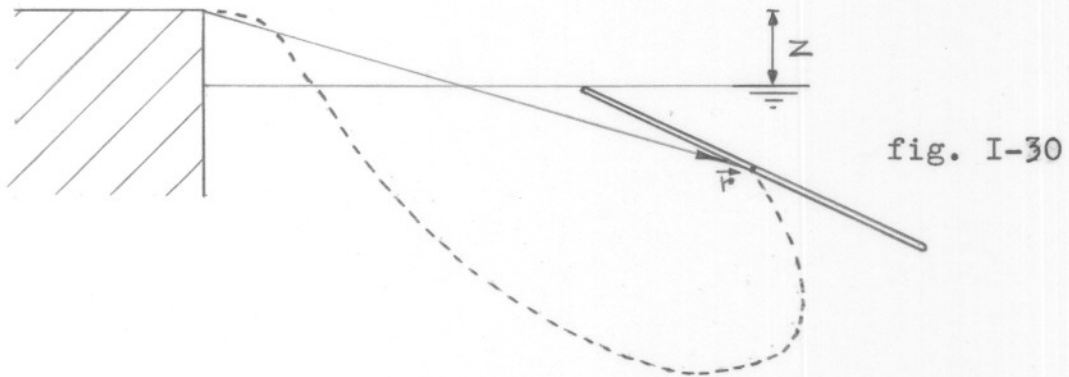
$$F_{lm} = -0,05 \cdot K_m \cdot Q \cdot 1$$

waarin: $C = \dot{r} \cdot \sin \theta + r \cdot \dot{\varphi} \cdot \cos \theta$

$$T = (\ddot{r} - r \cdot \dot{\varphi}^2) \cdot \sin \theta + (r \cdot \ddot{\varphi} + 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}) \cdot \cos \theta$$

$$\theta = \varphi - \gamma$$

Einde fase 4 (detektie 4, einddetektie)



De einddetektie is bereikt wanneer de paal het wateroppervlak doorsnijdt; dus als:

$$\frac{r \cdot \sin \varphi - z}{\sin \gamma} - \frac{1}{2} = 0 \quad (\text{zie detektie 3,4})$$

I-3.6 PALENSYSTEEM

Voor een palensysteem geldt in principe dezelfde opbouw. In het hier na volgende worden alleen de impulsvergelijkingen opgesteld, voor een mogelijke faseverdeling.

a) FASE 1

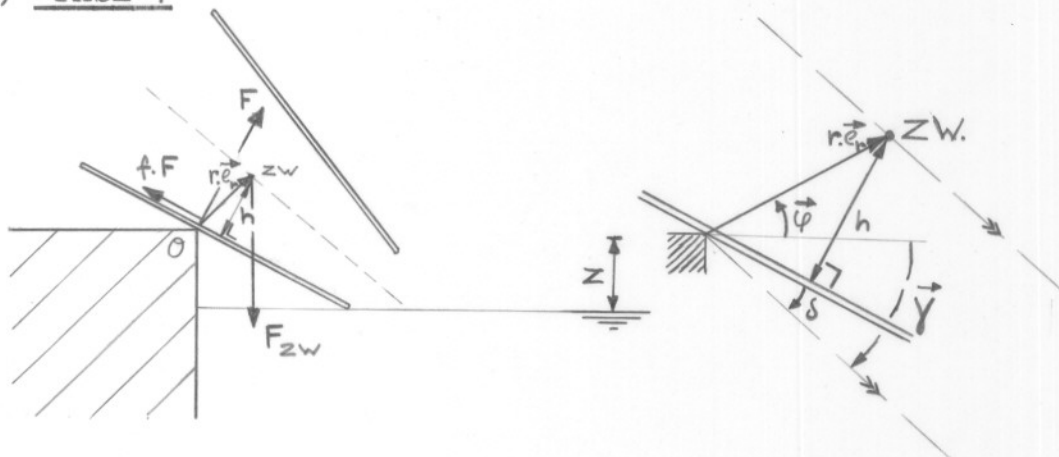


fig. I-31

IMPULSBALANSVERGELIJKINGEN

$$\bar{e}_r \text{ richting : } m \cdot (\ddot{r} - r \cdot \dot{\varphi}^2) = F_{zw} \cdot \sin \varphi + F \cdot \sin(\gamma - \delta - \varphi) - f \cdot F \cdot \cos(\gamma - \delta - \varphi) \quad 1)$$

$$\bar{e}_\varphi \text{ richting : } m \cdot (r \cdot \ddot{\varphi} + 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}) = F_{zw} \cdot \cos \varphi - F \cdot \cos(\gamma - \delta - \varphi) - f \cdot F \cdot \sin(\gamma - \delta - \varphi) \quad 2)$$

IMPULSMOMENTBALANSVERGELIJKING

$$\bar{e}_z \text{ richting : } I^* \cdot \ddot{\gamma} = r \cdot \{ F \cdot \cos(\gamma - \delta - \varphi) + f \cdot F \cdot \sin(\gamma - \delta - \varphi) \} \quad 3)$$

Geometrische voorwaarde:

$$\sin(\gamma - \delta - \varphi) = \frac{h}{r} \quad 4)$$

4 vergelijkingen met als variabelen r, φ, γ, F .
 δ en h zijn bekende grootheden.

b) FASE 2

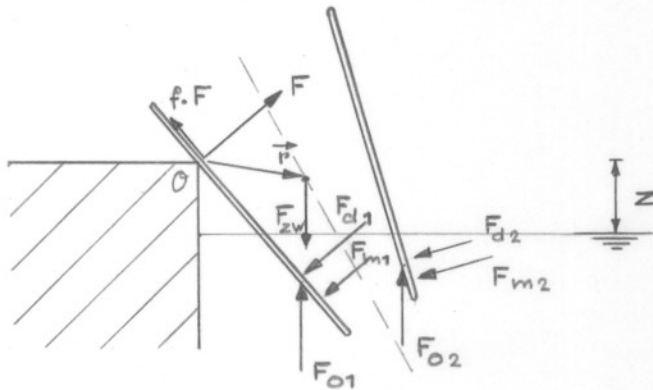


fig. I-32

IMPULSBALANSVERGELIJKINGEN

\bar{e}_r richting : $m \cdot (\ddot{r} - r \cdot \dot{\varphi}^2) =$

$$F_{zw} \cdot \sin \varphi + F \cdot \sin(\gamma - \delta - \varphi) - f \cdot F \cdot \cos(\gamma - \delta - \varphi) - (F_{d1} + F_{m1}) \cdot \sin(\gamma - \delta - \varphi) - (F_{d2} + F_{m2}) \sin(\gamma - \delta - \varphi) - (F_{o1} + F_{o2}) \cdot \sin \varphi$$

\bar{e}_φ richting : $m \cdot (r \cdot \ddot{\varphi} + 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}) =$

$$F_{zw} \cdot \cos \varphi - F \cdot \cos(\gamma - \delta - \varphi) - f \cdot F \cdot \sin(\gamma - \delta - \varphi) + (F_{d1} + F_{m1}) \cdot \cos(\gamma - \delta - \varphi) + (F_{d2} + F_{m2}) \cos(\gamma + \delta - \varphi) - (F_{o1} + F_{o2}) \cdot \cos \varphi$$

IMPULSMOMENTBALANSVERGELIJKING

\bar{e}_z richting : $I^* \cdot \ddot{\gamma} =$

$$r \cdot \{ F \cdot \cos(\gamma - \delta - \varphi) + f \cdot F \cdot \sin(\gamma - \delta - \varphi) \} + (F_{dm1} + F_{mm1}) + (F_{dm2} + F_{mm2}) - (F_{o1} \cdot \eta_1 + F_{o2} \cdot \eta_2)$$

Geometrische voorwaarde:

$$\sin(\gamma - \delta - \varphi) = \frac{h}{r}$$

η_1 en η_2 zijn de bij de oprijvende krachten, F_{o1} en F_{o2} , behorende armen t.o.v. het zwaartepunt.

c) FASE 3

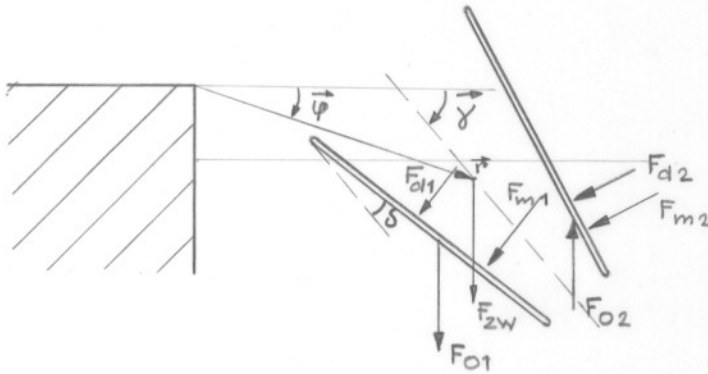


fig. I-33

IMPULSBALANSVERGELIJKINGEN

$$\begin{aligned} \bar{e}_r \text{ richting : } m \cdot (\ddot{r} - r \cdot \dot{\varphi}^2) = \\ F_{zw} \cdot \sin \varphi - (F_{o1} + F_{o2}) \cdot \sin \varphi - \\ (F_{d1} + F_{m1}) \cdot \sin(\gamma - \delta - \varphi) - (F_{d2} + F_{m2}) \sin(\gamma + \delta - \varphi) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{e}_\varphi \text{ richting : } m \cdot (r \cdot \ddot{\varphi} + 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}) = \\ F_{zw} \cdot \cos \varphi - (F_{o1} + F_{o2}) \cdot \cos \varphi + \\ (F_{d1} + F_{m1}) \cdot \cos(\gamma - \delta - \varphi) + (F_{d2} + F_{m2}) \cos(\gamma + \delta - \varphi) \end{aligned}$$

IMPULSMOMENTBALANSVERGELIJKING

$$\begin{aligned} \bar{e}_z \text{ richting : } I^* \cdot \ddot{\gamma} = (F_{dm1} + F_{mm1}) + (F_{dm2} + F_{mm2}) - \\ (F_{o1} \cdot \eta_1 + F_{o2} \cdot \eta_2) \end{aligned}$$

d) FASE 4

Dezelfde bewegingsvergelijkingen gelden als voor fase 3.
Maar nu geldt bovendien:

$$F_{o1} \cdot \eta_1 = F_{o2} \cdot \eta_2 = 0$$

DEEL II

HYBRIEDE VERWERKING MATHEMATISCH MODEL

II-1 HYBRIED REKENEN

1.1 INLEIDING

Vaak wordt er voetstoots aangenomen dat als een probleem door een komputer moet worden opgelost, dat dan door een digitale komputer moet gebeuren. De oorzaak van deze misvatting is deels te verklaren door de onbekendheid van vele technici (o.a. civielen) met andere mogelijkheden nl. de analoge en hybride rekenautomaten. Ook is er vaak alleen maar een digitale machine beschikbaar, waardoor het keuze-probleem niet eens opkomt. Om een juiste beslissing over een komputerkeuze te kunnen maken, is naast kennis van de mogelijkheden van de rekenautomaten, een goed inzicht in het op te lossen probleem vereist. Ook de grootte van het probleem moet i.v.m. de capaciteit van de analoge machine redelijk geschat kunnen worden.

Door achteraf een evaluatie te maken, waarin de resultaten, nauwkeurigheid daarvan, eventuele extra verkregen resultaten, inzicht en kosten moeten meespelen, kan pas goed aangetoond worden dat een beslissing (digitaal of analoog of hybride) goed geweest is.

1.2 VERGELIJKING DIGITAAL - ANALOOG REKENEN

Elektronische rekenautomaten kunnen worden onderverdeeld in drie groepen:

- digitale
- analoge
- hybride

Een hybride rekenautomaat (H.R.A.) bestaat uit een digitale en een analoge computer met daarbij behorende koppelingsapparatuur (interface). Opgemerkt zij dat hybride = bastaard.

Digitale en analoge computers zijn onafhankelijk van elkaar ontwikkeld en hebben o.a. daardoor hun eigen typische eigenschappen, voor- en nadelen en toepassingsgebieden.

De filosofie achter het digitaal rekenen is het sequentiëel rekenen - rekenen zoals men op papier doet; stap na stap. Hierbij wordt met een diskrete representatie van de variabelen gerekend, (waarbij een afrondingsfout ontstaat).

De filosofie achter het analogoog rekenen is het rekenen met elektrische representaties van bepaalde grootheden (bv. snelheid, versnelling), die kontinu voorgesteld worden.

De structuur van de digitale machine is zodanig dat met één centrale rekeneenheid (processor), die alle bewerkingen uitvoert, gerekend wordt. De analoge machine rekent parallel met allerlei verschillende rekenorganen.

Karakteristiek voor de digitale computer is:

- variabelen worden in diskrete vorm voorgesteld
- sequentiëel rekenen
- nauwkeurigheid is afhankelijk van het aantal bits gebruikt voor de representatie van een getal
- relatief lange bewerkingstijd

Dit wordt veroorzaakt doordat een digitale machine slechts een zeer beperkt aantal berekeningen kan uitvoeren (basisbewerkingen). Meestal kan hij alleen optellen en komplementen en worden meer ingewikkelde berekeningen "software"

uitgevoerd (delen, vermenigvuldigen) ofschoon tegenwoordig veel standaardbewerkingen door een aparte logische schakeling worden verwezenlijkt - bv. door floating point processor of vermenigvuldigingsschakeling.

- groot geheugen
- goede mogelijkheid om beslissingen te nemen
- mogelijkheid om schalingsproblemen te ontwijken door met floating point te werken
- programmeertechniek heeft soms weinig overeenkomst met het probleem
- volledig reproduceerbaar rekenproces

Voor wat betreft schaling van een probleem: zie 1.3.3.

Een nadeel van digitaal rekenen is dat de rekestijd toeneemt naarmate een rekenprobleem ingewikkelder wordt, omdat meer bewerkingen moeten worden uitgevoerd en dit sequentieel plaatsvindt.

Karakteristiek voor analoog rekenen zijnde volgende eigenschappen:

- variabelen worden continu voorgesteld
- beperkte nauwkeurigheid
- simultaan of parallel rekenen - hoge rekensnelheid
- beperkte geheugenfaciliteit
- beperkte mogelijkheid voor logische beslissingen
- schakelingsproblematiek (zie 1.3.3)
- programmeertechniek weinig geautomatiseerd
- zeer geschikt voor het oplossen van problemen welke door D.V.'s worden beschreven
- sneller een goed inzicht in het probleem

De fouten die bij analoog rekenen gemaakt worden zijn deels relatief, deels absoluut. In verband met de absolute fout is een ondergrens van toelaatbare waarden noodzakelijk. Vanwege de samenstelling en bouw van de rekencomponenten moet tevens een bovengrens aangehouden worden.

Ondergrens en bovengrens impliceren een schaling van het probleem.

Een analoog rekenproces wordt bestuurd door programmeerbare logica. Het logicagedeelte bestaat evenals het rekengedeelte uit verschillende componenten met ieder specifieke functies.

Het implementeren van een mathematisch model bestaat uit het op de juiste manier schakelen van rekencomponenten en hun besturingscomponenten. Het maken van een schakeling is een niet geautomatiseerd proces. Volgende generaties analoge machines zullen worden uitgevoerd met een meer geautomatiseerd schakelproces (autopatch).

1.3-1 HYBRIED REKENEN

Voor rekenproblemen waarbij volledig digitaal rekenen te langzaam en volledig analoog rekenen te onnauwkeurig is, kan een combinatie van beide rekentechnieken een uitkomst bieden. Ook wanneer een probleem te groot is voor de analoge machine kan overgegaan worden op een hybride verwerking. De combinatie (hybride rekenen) biedt de volgende voordelen:

- toename van de flexibiliteit van een analoge simulatie door gebruik van het digitale geheugen en besturing
- toename van de snelheid van digitaal rekenen door toepassing van analoge subroutines
- verwerking van inkomende gegevens, die gedeeltelijk continu en gedeeltelijk diskreet zijn.

Bij hybride rekenen zal afhankelijk van het probleem een optimale taakverdeling over beide typen computers moeten worden opgesteld. In het algemeen zullen die delen die snel moeten worden uitgevoerd of waarin het oplossen van D.V.'s een overwegende rol speelt analoog opgelost worden. De voornaamste taak van de digitale partner is dan (eventueel na bewerking) het opbergen van tussen- en eindresultaten en het terugspelen daarvan.

De digitale rekenmachine is meestal een kleine of middelgrote komputer.

De combinatie waarmee dit onderzoek gedaan is, is:

analoog : AD 4 (Applied Dynamics)

digitaal : IBM 1800 (International Business Machines)

De organisatie van de hybride rekenautomaat wordt schematisch weergegeven in fig. II-1, blz. 72.

Essentieel voor hybride rekenen is dat er een goede uitwisseling van informatie tussen analoge en digitale machine mogelijk is. Uitwisseling gebeurt d.m.v. de interface.

Het belangrijkste toepassingsgebied van hybride rekenen is de simulatie van continue systemen, vooral in de systeem- en regeltechniek. Hierbij komen ook vaak optimaliseringsproblemen aan de orde.

Simulaties van mens- en machine systemen vinden de laatste jaren veel toepassing; zoals bv. in het Apolloproject van de NASA. Andere toepassingen zijn te vinden op gebieden van:

- mathematische ekonomie (model wereldgrondstoffenprobleem)
- biologische systemen (E.E.G. - onderzoek)
- kommunikatie
- klimaatbeheersing

Samenvattend kan gezegd worden dat het programmeren op een hybride rekenautomaat behelst het ontwerpen van een reenschakeling, een stuurschakeling en een digitaal programma.

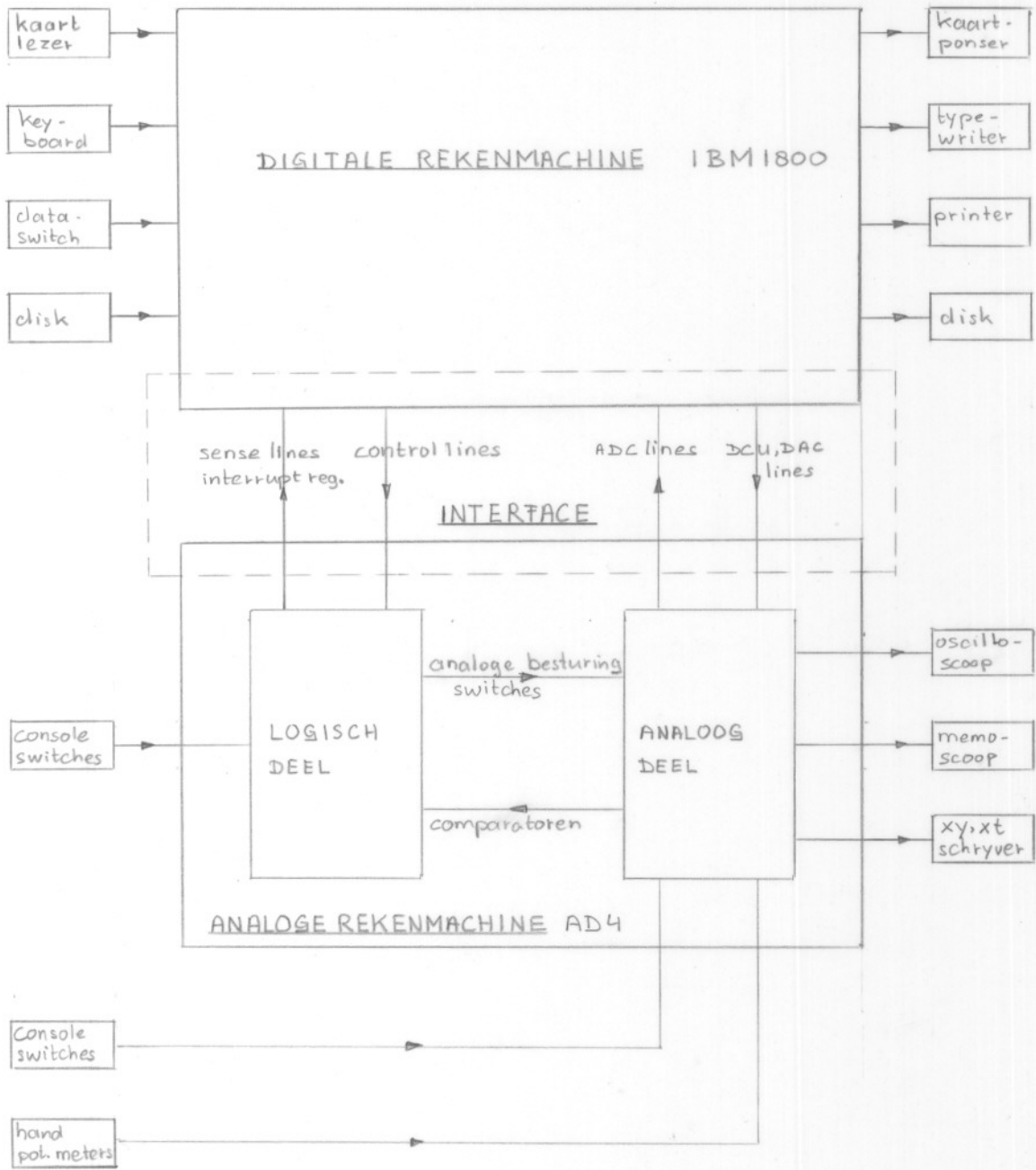


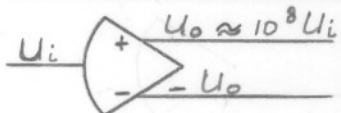
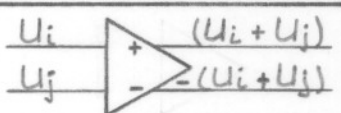
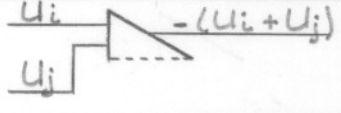
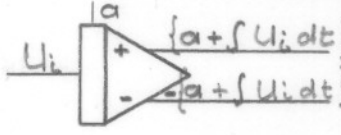
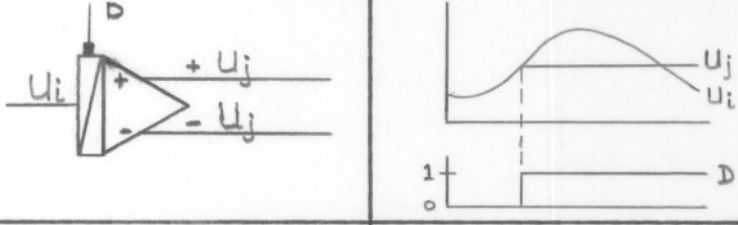
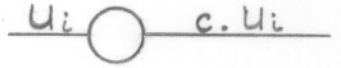
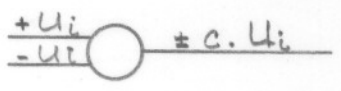
fig. II-1 Schema Hybriede Rekenautomaat

1.3-2 HET ANALOGE EN LOGISCHE REKENGEDEELTE

Op het analoge en logische programmeerbord (A.P.B. en L.P.B.) wordt het eigenlijke rekenproces opgezet d.m.v. verbindingen tussen rekencomponenten. Deze rekencomponenten kunnen in de volgende groepen worden ingedeeld:

- A. Analoge componenten: 1) lineaire
2) niet lineaire
- B. Hybriede componenten
- C. Logische componenten

ad A.1

komponent	symbool	funktie
versterker		versterking van de ingangsspanning
sommator bipolair		sommering met of zonder tekenomkering
sommator separate configuratie		sommering met tekenomkering
integrator		integreren in de tijd
track-store		
digitale coeff. unit (D.C.U.)		faktorvermenigvuldiging
multiplying an. to dig. converter (M.D.A.C.)		faktorvermenigvuldiging (+,-)

ad A.2

komponent	symbool	funktie
vermenigvuldiger		vermenigvuldiging van de twee ingangsspanningen
kwadrateerder		kwadratering van de ingangsspanning
deelschakeling		deling van de ingangsspanningen

ad B

komparator		$U_i + U_j > 0 : D = '1'$ $U_i + U_j < 0 : D = '0'$
elektron. switch		$E = '1' : U_j = U_i$ $E = '0' : U_j = 0$

ad C

differentiator																														
of-poort		<table border="1"> <tr> <td>a\b</td> <td>0</td> <td>1</td> </tr> <tr> <td>0</td> <td>0</td> <td>1</td> </tr> <tr> <td>1</td> <td>1</td> <td>1</td> </tr> </table>	a\b	0	1	0	0	1	1	1	1																			
a\b	0	1																												
0	0	1																												
1	1	1																												
flip-flop		<table border="1"> <tr> <td>S</td> <td>0</td> <td>0</td> <td>1</td> <td>0</td> <td>1</td> <td>1</td> </tr> <tr> <td>C</td> <td>0</td> <td>0</td> <td>0</td> <td>1</td> <td>1</td> <td>1</td> </tr> <tr> <td>A_i</td> <td>1</td> <td>0</td> <td>x</td> <td>x</td> <td>0</td> <td>1</td> </tr> <tr> <td>A_{i+1}</td> <td>1</td> <td>0</td> <td>1</td> <td>0</td> <td>1</td> <td>0</td> </tr> </table>	S	0	0	1	0	1	1	C	0	0	0	1	1	1	A _i	1	0	x	x	0	1	A _{i+1}	1	0	1	0	1	0
S	0	0	1	0	1	1																								
C	0	0	0	1	1	1																								
A _i	1	0	x	x	0	1																								
A _{i+1}	1	0	1	0	1	0																								

1.3-3 SCHALING

Al enkele keren is het schalingsprobleem genoemd. Aan de hand van een voorbeeld wordt uiteengezet hoe een probleem zodanig getransformeerd kan worden dat een berekening op een analoge computer mogelijk is.

Voorbeeld:

Stel dat opgelost moet worden de volgende tweede — orde D.V.:

$$\begin{array}{l} \ddot{y} + 2.\dot{y} + 5.y = 0 \\ y(0) = 10 \\ \dot{y}(0) = 0 \\ t \in T = [0,6] \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} \ddot{y} + 2.\dot{y} + 5.y = 0 \\ y(0) = 10 \\ \dot{y}(0) = 0 \\ t \in T = [0,6] \end{array}} \right\} 1)$$

Stap 1: Amplitudeschaling (normering)

Overgegaan wordt op machinerepresentaties van y en \dot{y} .

De machinerepresentaties zijn: U_y en $U_{\dot{y}}$ volgens,

$$\left. \begin{array}{l} y = S_y \cdot U_y \\ \dot{y} = S_{\dot{y}} \cdot U_{\dot{y}} \end{array} \right\} 2)$$

De coëfficiënten S_y en $S_{\dot{y}}$ zijn de (amplitude) schalingsfactoren. S_y en $S_{\dot{y}}$ moeten zo gekozen worden dat:

$$\left. \begin{array}{l} |U_y(t)| \leq 1 \\ |U_{\dot{y}}(t)| \leq 1 \end{array} \right\} t \in T$$

Een goede keuze is dan:

$$\begin{array}{l} S_y \geq \max_{t \in T} |y(t)| \\ S_{\dot{y}} \geq \max_{t \in T} |\dot{y}(t)| \end{array}$$

Optimaal is het optreden van het gelijkheidsteken i.v.m. de dan zo groot mogelijke machinerepresentatie (-invloed absolute fout is minimaal).

Wanneer $\max |y(t)|$ en $\max |\dot{y}(t)|$ niet bekend zijn, dan moet een schatting hiervan gedaan worden. Zonodig kan later een correctie ingevoerd worden.

In dit voorbeeld zijn $\max |y(t)|$ en $\max |\dot{y}(t)|$ niet bekend.

Schat bv.:

$$\begin{array}{l} S_y = 10 \\ S_{\dot{y}} = 50 \end{array}$$

Uit 2) en 1) volgt het op te lossen stelsel eerste- orde D.V.'s:

$$\dot{U}_y = \frac{S_{\dot{y}}}{S_y} \cdot U_{\dot{y}} \quad 3)$$

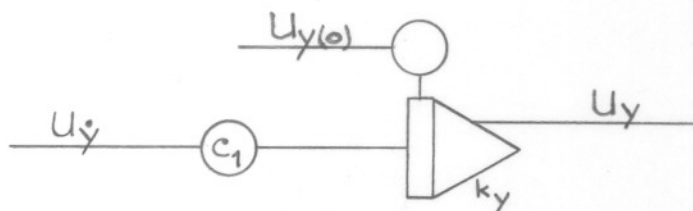
$$\dot{U}_{\dot{y}} = - 2 \cdot \frac{S_{\dot{y}}}{S_y} \cdot U_{\dot{y}} - 5 \cdot \frac{S_y}{S_{\dot{y}}} \cdot U_y \quad 4)$$

met beginvoorwaarden:

$$U_y(0) = \frac{10}{S_y}$$

$$U_{\dot{y}}(0) = 0$$

De schakeling van de oplossing van 3) is als volgt:



zodat moet gelden: $C_1 \cdot k_y = \frac{S_{\dot{y}}}{S_y} \longrightarrow \boxed{C_1 = \frac{S_{\dot{y}}}{S_y} \cdot \frac{1}{k_y}}$

waarin $k_y = \text{gain integrator}$

De gain van een integrator moet beschouwd worden als een versterkingsfaktor die met een faktor 10 oploopt van 0,1 tot bv. 10.000. Deze kan door een logische besturing ingesteld worden (waarbij een bepaalde condensator gekozen wordt).

k_y moet nu zo gekozen worden dat C_1 instelbaar is en zo groot mogelijk.

In dit geval is:

$$C_1 = \frac{50 \cdot 1}{10 k_y} = \frac{5}{k_y}$$

Maximaal instelbare $C_1 \simeq 3$.

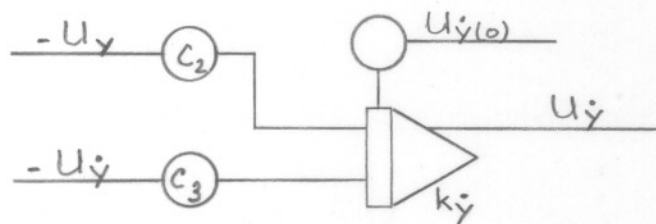
Keuze voor k : 1, 10, 100,

De maximaal instelbare C_1 wordt nu:

$C_1 = \frac{5}{10} = 0,5$	$k_y = 10$
----------------------------	------------

Beginvoorwaarde: $\frac{10}{S_y} = \frac{10}{10} = 1$

Voor de tweede 1-orde D.V., 4), geldt de volgende schakeling



Er moet dus gelden:

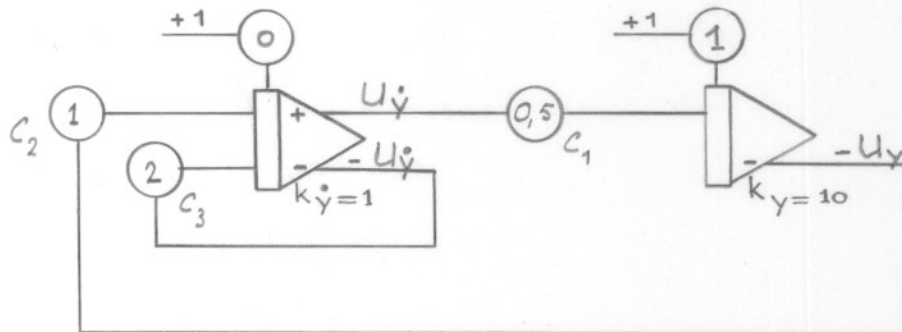
$$C_2 = 5 \cdot \frac{S_y}{S_y} \cdot \frac{1}{k_y} = 5 \cdot \frac{10}{50} \cdot \frac{1}{k_y} = \frac{1}{k_y}$$

$$C_3 = 2 \cdot \frac{S_y}{S_y} \cdot \frac{1}{k_y} = \frac{2}{k_y}$$

De beste oplossing voor C_2 en C_3 is bij $k_y = 1 \rightarrow$

$C_2 = 1$
$C_3 = 2$

De complete schakeling wordt nu:



Stap 2: Tijdschaling

Transformatie: $t = S_t \cdot \tau$

waarin: S_t = tijdschaal

t = werkelijke tijd

τ = machine tijd

Er geldt:

$$\frac{dU_y}{dt} = \frac{1}{S_t} \frac{dU_y}{d\tau}$$

$$\frac{dU_y}{dt} = \frac{1}{S_t} \frac{dU_y}{d\tau}$$

Door de tijdschaalfactor worden de condensatoren van alle integratoren met dezelfde factor vergroot of verkleind. Wanneer de maximaal in te stellen gain 10.000 is, kan in dit voorbeeld $\frac{10.000}{k_y} = 1000$ * real time gerekend worden,

waardoor de D.V. 1000 * sneller wordt opgelost voor $\tau \in [0,6/1000]$

1.3-4 KOMMUNIKATIE TUSSEN ANALOOG EN DIGITAAL GEDEELTE

Kommunikatie tussen beide machines vindt plaats via de interface - zie fig. II-1.

Overdracht van datakan plaatsvinden van digitale naar analoge machine en andersom. De interface dekodeert spanningen zodanig dat ze geschikt zijn voor de partner. Dit gebeurt in de D.A. en A.D. convertors.

Stuurinformatie van digitale naar analoge machine wordt via het control line register (CLR) verzonden. Dit is een 16 bits register op het logisch programmeerbord. Met behulp van hybrid communication routines (HCR) kan een bepaalde code op het CLR gezet worden, waardoor in de logische toestand wordt ingegrepen.

Andersom wordt stuurinformatie uitgewisseld via het sense line register (SLR). Bepaalde logische componenten, die op detekties van het rekenproces reageren, kunnen aan het SLR gekoppeld worden. Zodoende kan de digitale machine op grond van gebeurtenissen in de analoge rekenschakeling beslissingen nemen, bv. een bepaald rekenproces uitvoeren. Wanneer dit digitale (reken)gedeelte uitgevoerd is, worden o.a. via het CLR besturingssignalen en via de DCU's en DAC's data toegespeeld aan de analoge machine, waarna deze een gedeelte van het rekenproces uitvoert.

Deze manier van rekenen, afwisselend analoog digitaal, heet alternerend hybried rekenen.

Parallel hybried rekenen is een wat ingewikkelder proces, waarbij tegelijkertijd analoog en digitaal gerekend wordt. Het rekenproces schuift in elkaar. Beide machines moeten nauwkeurig op elkaar worden afgestemd. Parallel rekenen is niet altijd mogelijk; het hangt af van het rekenproces. Ook is het niet altijd nodig; nl. wanneer de snelheid van het proces niet essentiëel is.

II-2 IMPLEMENTATIE MATHEMATISCH MODEL

2.1 SCHALING EN ANALOGE SCHAKELING

Om tot een schakeling te komen, die de differentiaal-vergelijkingen van resp. fase 1, 2, 3 en 4, zoals die in I-3 zijn ontwikkeld, representeert, zal in de volgende paragraaf vanuit een schalingsprocedure de benodigde schakeling opgesteld worden.

FASE 1; SCHALING

De balansvergelijkingen voor fase 1 leveren de volgende twee D.V.'s op (zie I-3.2).

$$\begin{aligned} \ddot{r} &= r \cdot \dot{\varphi}^2 + g \cdot \sin \varphi - \frac{f \cdot I^*}{I^* + m \cdot r^2} \cdot g \cdot \cos \varphi + \frac{2 \cdot f \cdot I^*}{I^* + m \cdot r^2} \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi} \\ \ddot{\varphi} &= \frac{m \cdot g}{I^* + m \cdot r^2} \cdot r \cdot \cos \varphi - \frac{2 \cdot m}{I^* + m \cdot r^2} \cdot r \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi} \end{aligned} \quad (I)$$

Voor systeem (I) worden ingevoerd voor de lineaire termen:

$$r = S_r \cdot U_r$$

$$\dot{r} = S_{\dot{r}} \cdot U_{\dot{r}}$$

$$\varphi = S_{\varphi} \cdot U_{\varphi}$$

$$\dot{\varphi} = S_{\dot{\varphi}} \cdot U_{\dot{\varphi}}$$

Stel verder voor de niet lineaire termen:

$$I = I^* + m \cdot r^2$$

$$P = \cos \varphi / I$$

$$Q = \dot{r} \cdot \dot{\varphi} / I$$

terwijl:

$$I = S_I \cdot U_I$$

$$P = S_P \cdot U_P$$

$$Q = S_Q \cdot U_Q$$

Met behulp van deze relaties is stelsel (I) in de volgende gedaante te schrijven (machinevergelijkingen).

$$\begin{aligned}\dot{U}_r &= \frac{S_r}{S_r} \cdot U_r \\ \dot{U}_\varphi &= \frac{S_\varphi}{S_\varphi} \cdot U_\varphi \\ \dot{U}_r &= \frac{S_r \cdot S_\varphi^2}{S_r} \cdot U_\varphi^2 \cdot U_r + \frac{g}{S_r} \cdot \sin\varphi - \frac{f \cdot g \cdot I^*}{S_r} \cdot S_P \cdot U_P + \frac{2 \cdot f \cdot I^*}{S_r} \cdot S_Q \cdot U_Q \\ \dot{U}_\varphi &= \frac{m \cdot g}{S_\varphi} \cdot S_r \cdot U_r \cdot S_P \cdot U_P - \frac{2 \cdot m}{S_\varphi} \cdot S_r \cdot U_r \cdot S_Q \cdot U_Q\end{aligned}$$

met:

$$U_I = \frac{I^*}{S_I} + \frac{m}{S_I} \cdot S_r^2 \cdot U_r^2$$

$$U_P = \frac{1}{S_P} \cdot \frac{\cos\varphi}{U_I \cdot S_I}$$

$$U_Q = \frac{1}{S_Q} \cdot \frac{S_r \cdot U_r \cdot S_\varphi \cdot U_\varphi}{S_I \cdot U_I}$$

Definieer de gain van de integratoren resp. als k_r , k_φ , k_r , k_φ .
Het op te lossen stelsel D.V.'s kan dan als volgt geschreven worden:

$$\begin{aligned}\dot{U}_r &= C_1 \cdot U_r \\ \dot{U}_\varphi &= C_8 \cdot U_\varphi \\ \dot{U}_r &= C_2 \cdot \sin\varphi + C_3 \cdot U_r \cdot U_\varphi^2 + C_4 U_Q - C_5 \cdot U_P \\ \dot{U}_\varphi &= -C_6 \cdot U_Q \cdot U_r + C_7 \cdot U_P \cdot U_r\end{aligned}$$

waarin;

$$C_1 = \frac{S_r}{S_r} \cdot \frac{1}{k_r}$$

$$C_2 = \frac{g}{S_r} \cdot \frac{1}{k_r}$$

$$C_3 = \frac{S_r \cdot S_\varphi^2}{S_r} \cdot \frac{1}{k_r}$$

$$C_4 = \frac{2 \cdot f \cdot I^*}{S_r} \cdot \frac{S_Q}{k_r}$$

$$C_5 = \frac{f \cdot g \cdot I^*}{S_r} \cdot \frac{S_P}{k_r}$$

$$C_6 = \frac{2 \cdot m \cdot S_r}{S_\varphi} \cdot \frac{S_Q}{k_\varphi}$$

$$C_7 = \frac{m \cdot g \cdot S_r}{S_\varphi} \cdot \frac{S_P}{k_\varphi}$$

$$C_8 = \frac{S_\varphi}{S_\varphi} \cdot \frac{1}{k_\varphi}$$

verder:

$$U_I = C_{10} + C_{11} \cdot U_r^2$$

$$U_P = C_{12} \cdot \cos \varphi \cdot \frac{1}{U_I}$$

$$U_Q = C_{13} \cdot U_{\dot{r}} \cdot U_{\dot{\varphi}} \cdot \frac{1}{U_I}$$

waarin:

$$C_{10} = \frac{I^*}{S_I} \qquad C_{12} = \frac{1}{S_P \cdot S_I}$$
$$C_{11} = \frac{m \cdot S_r^2}{S_I} \qquad C_{13} = \frac{S_{\dot{r}} \cdot S_{\dot{\varphi}}}{S_Q \cdot S_I}$$

De bijbehorende schakeling is afgebeeld als S.1 op bijlage II-1. In de schakeling is een komparator opgenomen die ervoor zorgt dat indien \dot{r} afneemt tot 0 de wrijvingstermen uitgeschakeld worden. Immers \dot{r} kan fysisch gezien nooit < 0 worden in fase 1,2.

Om een juiste werking van de resolver te verkrijgen moet de hoek ongeschaald en gedeeld door π ingevoerd worden. Een extra coëfficiënt C_9 wordt daartoe aangebracht.

De beginvoorwaarden van de integratoren moeten geschaald ingevoerd worden. De coëfficiënten C_{14} , C_{15} , C_{16} , C_{17} worden daartoe aangebracht.

$$C_{14} = \frac{r_0}{S_r} \qquad C_{16} = \frac{\varphi_0}{S_\varphi}$$
$$C_{15} = \frac{\dot{r}_0}{S_{\dot{r}}} \qquad C_{17} = \frac{\dot{\varphi}_0}{S_{\dot{\varphi}}}$$

De coëfficiënten C_{12} en C_{13} zijn in het gebouwde model aangebracht als onafhankelijke konstanten, uitsluitend ter beveiliging van de deelschakelingen en dus om de uitkomst van de delingen te verkleinen. De schaalfactoren zijn daarom als volgt gekozen:

$$S_P = \frac{S_{PP}}{S_I} \longrightarrow U_P = \frac{\cos\varphi}{U_I} \cdot \frac{1}{S_{PP}}$$

$$S_Q = \frac{S_r \cdot S_{\dot{\varphi}}}{S_I} \cdot S_{QQ} \longrightarrow U_Q = \frac{U_r \cdot U_{\dot{\varphi}}}{U_I} \cdot \frac{1}{S_{QQ}}$$

De koëfficiënten, zoals deze in de schakeling zijn gebruikt, worden dan:

$$C_1 = \frac{S_r \cdot 1}{S_r \cdot \bar{k}_r}$$

$$C_2 = \frac{g \cdot 1}{S_r \cdot \bar{k}_r}$$

$$C_3 = \frac{S_r \cdot S_{\dot{\varphi}}^2}{S_r} \cdot \frac{1}{\bar{k}_r}$$

$$C_4 = \frac{2 \cdot f \cdot I^* \cdot S_{\dot{\varphi}} \cdot S_{QQ}}{S_I} \cdot \frac{1}{\bar{k}_r}$$

$$C_5 = \frac{f \cdot g \cdot I^* \cdot S_{PP}}{S_r \cdot S_I} \cdot \frac{1}{\bar{k}_r}$$

$$C_6 = \frac{2 \cdot m \cdot S_r \cdot S_r \cdot S_{QQ}}{S_I} \cdot \frac{1}{\bar{k}_{\dot{\varphi}}}$$

$$C_7 = \frac{m \cdot g \cdot S_r \cdot S_{PP}}{S_{\dot{\varphi}} \cdot S_I} \cdot \frac{1}{\bar{k}_{\dot{\varphi}}}$$

$$C_8 = \frac{S_{\dot{\varphi}} \cdot 1}{S_{\dot{\varphi}} \cdot \bar{k}_{\dot{\varphi}}}$$

$$C_9 = \frac{S_{\varphi}}{\pi}$$

$$C_{10} = \frac{I^*}{S_I}$$

$$C_{11} = \frac{m \cdot S_r^2}{S_I}$$

$$C_{12} = \frac{1}{S_{PP}}$$

$$C_{13} = \frac{1}{S_{QQ}}$$

$$C_{14} = \frac{r_0}{S_r}$$

$$C_{15} = \frac{\dot{r}_0}{S_r}$$

$$C_{16} = \frac{\varphi_0}{S_{\dot{\varphi}}}$$

$$C_{17} = \frac{\dot{\varphi}_0}{S_{\dot{\varphi}}}$$

DETEKTIE FASE 1 - 2

Fase 1 is geëindigd indien (zie I-3.2):

$$(r + 1/2) \cdot \sin\varphi - z > 0$$

of:

$$\frac{1}{I_r} \cdot \left\{ (r + 1/2) \cdot \sin\varphi - z \right\} > 0$$

of

$$U_r \cdot \sin\varphi + \frac{1/2}{S_r} \cdot \sin\varphi - \frac{z}{S_r} > 0$$

De schakeling hiervoor is getekend in fig.II-2

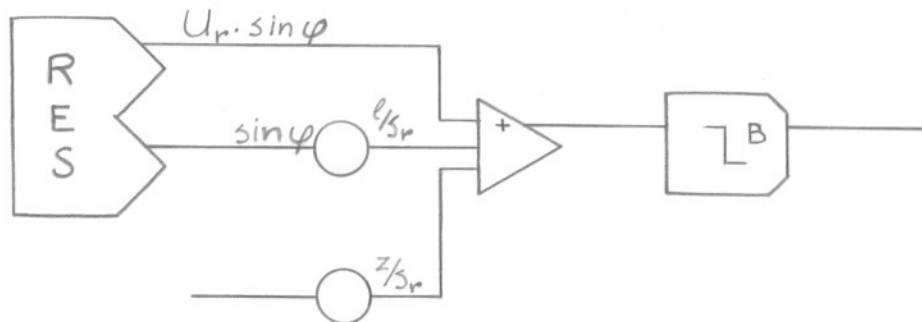


fig.II-2

FASE 2; SCHALING

De balansvergelijkingen voor fase 2 leveren de volgende twee D.V.'s (zie I-3.3 enigszins omgevormd).

$$\ddot{r} = r \cdot \dot{\varphi}^2 + g \cdot \sin \varphi - \frac{f \cdot I^*}{I^* + m \cdot r^2} \cdot (g \cdot \cos \varphi - 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi})$$

$$- \frac{F_o}{m} \cdot \sin \varphi - \frac{f \cdot \eta \cdot F_o}{m \cdot r} \cdot \cos \varphi + \frac{f \cdot I^*}{I^* + m \cdot r^2} \cdot \left(\frac{F_o}{m} \cdot \cos \varphi + \frac{\eta \cdot F_o}{m \cdot r} \cdot \cos \varphi \right)$$

$$+ \frac{F_l}{m} + \frac{f \cdot r \cdot (F_{dm} + F_{mm})}{I^* + m \cdot r^2} - \frac{f \cdot I^* \cdot (F_d + F_m)}{m \cdot (I^* + m \cdot r^2)}$$

$$\ddot{\varphi} = \frac{m \cdot r}{I^* + m \cdot r^2} \cdot (g \cdot \cos \varphi - 2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi})$$

$$- \frac{1}{I^* + m \cdot r^2} \cdot (r \cdot F_o \cdot \cos \varphi + \eta \cdot F_o \cdot \cos \varphi)$$

$$+ \frac{1}{I^* + m \cdot r^2} \cdot \left\{ r \cdot (F_d + F_m) + (F_{dm} + F_{mm}) \right\}$$

Deze bewegingsvergelijkingen kunnen in een eenvoudiger gedaante geschreven worden:

$$\ddot{r} = \ddot{r}_{(I)} + \ddot{r}_{(O)} + \ddot{r}_{(H)}$$

$$\ddot{\varphi} = \ddot{\varphi}_{(I)} + \ddot{\varphi}_{(O)} + \ddot{\varphi}_{(H)}$$

Hierin stellen voor:

- $\ddot{r}_{(I)}$: de versnelling t.g.v. de bewegingsvergl. als in fase 1
- $\ddot{\varphi}_{(I)}$: de rotatieversn. t.g.v. de bewegingsvergl. als in fase 1
- $\ddot{r}_{(O)}$: de versnelling t.g.v. de oprijvende kracht
- $\ddot{\varphi}_{(O)}$: de rotatieversn. t.g.v. de oprijvende kracht
- $\ddot{r}_{(H)}$: de versnelling t.g.v. de hydrodyn. krachten
- $\ddot{\varphi}_{(H)}$: de rotatieversn. t.g.v. de hydrodyn. krachten

De schalingsrelaties voor $\ddot{r}_{(I)}$ en $\ddot{\psi}_{(I)}$ blijven onveranderd (zie fase 1). $\ddot{r}_{(0)}$ en $\ddot{\psi}_{(0)}$ zullen hieronder verder uitgewerkt worden. (zie I-3.3)

$$\begin{aligned} F_0 &= K_0 \left(1/2 + r - \frac{z}{\sin\varphi} \right) \\ &= \frac{1}{2} \left(1/2 - r + \frac{z}{\sin\varphi} \right) \end{aligned}$$

Uit bovenstaande vergelijkingen volgt:

$$\eta \cdot F_0 = \frac{1}{2} \cdot K_0 \cdot \left\{ (1/2)^2 - \left(r - \frac{z}{\sin\varphi} \right)^2 \right\}$$

Dan wordt:

$$\begin{aligned} \ddot{r}_{(0)} &= - \frac{K_0}{m} \left(1/2 + r - \frac{z}{\sin\varphi} \right) \cdot \sin\varphi - \frac{f \cdot K_0}{2 \cdot m \cdot r} \cdot \left\{ (1/2)^2 - \left(r - \frac{z}{\sin\varphi} \right)^2 \right\} \cos\varphi \\ &+ \frac{f \cdot I^*}{I^* + m \cdot r^2} \left\{ \frac{K_0}{m} \left(1/2 + r - \frac{z}{\sin\varphi} \right) \cos\varphi + \frac{K_0}{2 \cdot m \cdot r} \left\{ (1/2)^2 - \left(r - \frac{z}{\sin\varphi} \right)^2 \right\} \cdot \cos\varphi \right\} \end{aligned}$$

en

$$\begin{aligned} \ddot{\psi}_{(0)} &= - \frac{1}{I^* + m \cdot r^2} \left\{ K_0 \cdot r \left(1/2 + r - \frac{z}{\sin\varphi} \right) \cdot \cos\varphi + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \cdot K_0 \cdot \left\{ (1/2)^2 - \left(r - \frac{z}{\sin\varphi} \right)^2 \right\} \cdot \cos\varphi \right\} \end{aligned}$$

Stel voor de niet-lineaire termen:

$$I = I^* + m \cdot r^2$$

$$A = \left(r + 1/2 \right) \cdot \sin\varphi - z$$

$$B = \left(1/2 \right)^2 - \left(r - \frac{z}{\sin\varphi} \right)^2$$

$$C = r + 1/2 - \frac{z}{\sin\varphi}$$

Dan geldt voor $\ddot{r}_{(0)}$ en $\ddot{\psi}_{(0)}$:

$$\ddot{r}(0) = -\frac{K_0}{m} \cdot A - \frac{f \cdot K_0}{2m \cdot r} \cdot B \cdot \cos \varphi + \frac{f \cdot I^* \cdot K_0}{m \cdot I} \cdot C \cdot \cos \varphi + \frac{f \cdot I^* \cdot K_0}{2m \cdot r \cdot I} \cdot B \cdot \cos \varphi$$

$$\ddot{\psi}(0) = -\frac{K_0}{I} \cdot r \cdot C \cdot \cos \varphi - \frac{K_0}{2I} \cdot B \cdot \cos \varphi$$

Als schalingsrelaties worden gekozen:

$$A = S_A \cdot U_A = S_r \cdot U_A$$

$$B = S_B \cdot U_B = S_r^2 \cdot U_B$$

$$C = S_C \cdot U_C = S_r \cdot U_C$$

$$I = S_I \cdot U_I$$

Voorlopig worden dus nog géén nieuwe schalingsfactoren geïntroduceerd; S_r moet echter wel zo gekozen worden dat U_A , U_B en U_C geschaald zijn. Ingevuld geeft dit:

$$\ddot{r}(0) = -e_1 \cdot U_A - e_2 \cdot \frac{U_B}{U_r} \cdot \cos \varphi + e_3 \cdot \frac{U_C}{U_I} \cdot \cos \varphi + e_4 \cdot \frac{U_B}{U_I \cdot U_r} \cdot \cos \varphi$$

$$\ddot{\psi}(0) = -e_5 \cdot \frac{U_C \cdot U_r}{U_I} \cdot \cos \varphi - e_6 \cdot \frac{U_B}{U_I} \cdot \cos \varphi$$

met;

$$e_1 = \frac{K_0 \cdot S_r}{m}$$

$$e_2 = \frac{f \cdot K_0 \cdot S_r}{2 \cdot m}$$

$$e_3 = \frac{f \cdot I^* \cdot K_0 \cdot S_r}{m \cdot S_I}$$

$$e_4 = \frac{f \cdot I^* \cdot K_0 \cdot S_r}{2 \cdot m \cdot S_I} = \frac{1}{2} \cdot e_3$$

$$e_5 = \frac{K_0 \cdot S_r^2}{S_I}$$

$$e_6 = \frac{K_0 \cdot S_r^2}{2 \cdot S_I} = \frac{1}{2} \cdot e_5$$

Getracht zal worden met een minimaal aantal deelschakelingen te volstaan. Stel hiertoe:

$$U_D = D = U_r \cdot U_C \cdot \cos \varphi$$

$$U_E = E = U_B \cdot \cos \varphi$$

dan wordt:

$$\ddot{r}(0) = -e_1 \cdot U_A - e_2 \cdot \frac{U_E}{U_r} + 2 \cdot e_4 \cdot \frac{U_D}{U_r \cdot U_I} + e_4 \cdot \frac{U_E}{U_r \cdot U_I}$$
$$\ddot{\psi}(0) = -2 \cdot e_6 \cdot \frac{U_B}{U_I} - e_6 \cdot \frac{U_E}{U_I}$$

Stel:

$$U_F \cdot S_F = F = \frac{2 \cdot U_D + U_E}{U_I}$$

dan wordt:

$$\ddot{r}(0) = -e_1 \cdot U_A - e_2 \cdot \frac{U_E}{U_r} + e_7 \cdot \frac{U_F}{U_r}$$
$$\ddot{\psi}(0) = -e_8 \cdot U_F$$

met:

$$e_7 = e_4 \cdot S_F \quad \text{en} \quad e_8 = e_6 \cdot S_F$$

Stel :

$$U_H \cdot S_H = H = (e_2 \cdot \frac{U_E}{U_r} - e_7 \cdot \frac{U_F}{U_r})$$

dan wordt:

$$\ddot{r}(0) = -e_1 \cdot U_A - S_H \cdot U_H$$
$$\ddot{\psi}(0) = -e_8 \cdot U_F$$

Uiteindelijk kan dan nog gesteld worden:

$$U_G \cdot S_G = G = -e_1 \cdot U_A - S_H \cdot U_H$$

dan wordt:

$$\ddot{r}(0) = S_G \cdot U_G$$
$$\ddot{\psi}(0) = -e_8 \cdot U_F$$

Bij het koppelen aan de schakeling zoals die voor $\ddot{r}_{(I)}$ geldt moeten nog de factoren $\frac{1}{s_r \cdot k_r}$ resp. $\frac{1}{s_{\dot{\psi}} \cdot k_{\dot{\psi}}}$ toegevoegd worden. De bijbehorende schakeling is afgebeeld als S.2 op bijlage II-2. De koëfficiënten zijn genummerd f_1 tot en met f_{12} . In de schakeling is een komparator aangebracht die de deelschakeling moet beveiligen gedurende de werking van fase 1. (Deelschakeling gaat werken indien geldt:

$$(r + 1/2) \cdot \sin\varphi > z' \quad)$$

Resumerend gelden de volgende koëfficiëntwaarden:

$$f_1 = \frac{z'}{s_r}$$

$$f_2 = \frac{1/2}{s_r}$$

$$f_3 = \frac{z}{s_r}$$

$$f_4 = \frac{(1/2)^2}{s_r^2}$$

$$f_5 = \frac{1}{s_F}$$

$$f_6 = \frac{1}{s_F}$$

$$f_7 = \frac{e_2}{s_H} = \frac{f \cdot K_0 \cdot s_r}{2m \cdot s_H}$$

$$f_8 = \frac{s_H}{s_G}$$

$$f_9 = \frac{e_1}{s_G} = \frac{K_0 \cdot s_r}{m \cdot s_G}$$

$$f_{10} = \frac{e_7}{s_H} = e_4 \cdot \frac{s_F}{s_H} = \frac{f \cdot I^* \cdot K_0 \cdot s_F \cdot s_r}{2m \cdot s_I \cdot s_H}$$

$$f_{11} = e_8 \cdot \frac{1}{s_{\dot{\psi}}} \cdot \frac{1}{k_{\dot{\psi}}} = \frac{e_6 \cdot s_F}{s_{\dot{\psi}} \cdot k_{\dot{\psi}}} = \frac{K_0 \cdot s_r^2 \cdot s_F}{2s_I \cdot s_{\dot{\psi}} \cdot k_{\dot{\psi}}}$$

$$f_{12} = s_G \cdot \frac{1}{s_r} \cdot \frac{1}{k_r}$$

HYDRODYNAMISCHE INVLOED $\ddot{r}_{(H)}$, $\ddot{\psi}_{(H)}$ IN FASE 2

Wegens de beperkte capaciteit van het analoge rekengedeelte is het niet mogelijk de hydrodynamische invloed van het systeem zuiver analoog te berekenen. Het digitale deel van de hybride machine zal ingeschakeld moeten worden.

De formules voor F_l , F_d , F_m , F_{dm} en F_{mm} zijn te vinden in I-3. Deze vijf krachten en momenten kunnen dan m.b.v. de via de ADC.-lijnen uitgelezen grootheden ($r, \varphi, \dot{r}, \dot{\psi}$ etc) berekend worden.

$\ddot{r}_{(H)}$ en $\ddot{\psi}_{(H)}$ zijn dan te bepalen namelijk m.b.v.:

$$\begin{aligned} \ddot{r}_{(H)} &= \frac{F_l}{m} + \frac{f \cdot r}{I(r)} \cdot (F_{dm} + F_{mm}) - \frac{f \cdot I^*}{m \cdot I(r)} \cdot (F_d + F_m) \\ \ddot{\psi}_{(H)} &= \frac{r}{I(r)} \cdot (F_d + F_m) + \frac{1}{I(r)} \cdot (F_{dm} + F_{mm}) \end{aligned}$$

Worden deze digitaal berekende invloeden via MDAC's gekoppeld aan de schakeling zoals die voor $\ddot{r}_{(I)}$ en $\ddot{r}_{(O)}$ geldt, dan moeten nog de factoren $\frac{1}{S_r} \cdot \frac{1}{k_r}$ resp. $\frac{1}{S_\psi} \cdot \frac{1}{k_\psi}$ toegevoegd worden.

Het doorspelen van de hydrodynamische invloed kan niet continue gebeuren maar zal stapsgewijs gedaan moeten worden (zie dig.prog. RW347 en RB347). Dit kan b.v. gedaan worden op equidistante tijdstippen.

KEUZE VAN DE SCHALINGSFAKTOREN.

Fase 1 en 2 zullen gekoppeld worden, zodat de schalingsfactoren voor beide fases dezelfde gehouden zullen worden.

S_r

Fase 2 eindigt bij $r = 1/2$ zodat $S_r = 1/2$ genomen kan worden. Evenwel in de funkties A en C zitten de termen $(r + 1/2)$, welke ook als schalfaktor S_r hebben. Voor S_r kan dus gekozen worden $S_r = 1$.

S

De schakeling voor beide fases is dat

Dit is gebaseerd op de aangenomen niveaoverschillen.

Gekozen wordt dus $S = 1/4$.

S_ψ

De verwachting voor beide fases is, dat $\psi < \frac{\pi}{4}$
Dit is gebaseerd op de aangenomen niveauverschillen.
Gekozen wordt dus $S_{\psi} = \pi/4$.

S_I

$I(r) = I^* + m \cdot r^2$ I wordt dus maximaal aan het einde
van fase 2 voor $r = 1/2$.

Genomen wordt dus $S_I = I^* + m \cdot (1/2)^2$

S_{ṙ}, S_{ψ̇}, S_Q, S_{QQ}

Hiervan kan weinig zinvol gezegd worden. Wel kunnen we
S_Q laten afhangen van S_{ṙ} en S_{ψ̇}, immers:

$$Q = \frac{\dot{r} \cdot \dot{\psi}}{I} = \frac{S_{\dot{r}} \cdot S_{\dot{\psi}}}{S_I} \cdot \frac{U_{\dot{r}} \cdot U_{\dot{\psi}}}{U_I} \quad Q_{\max} \leq \frac{\max(\dot{r} \cdot \dot{\psi})}{I^*} \leq \frac{S_{\dot{r}} \cdot S_{\dot{\psi}}}{I^*}$$

Genomen kan dus worden: $S_Q = \frac{S_{\dot{r}} \cdot S_{\dot{\psi}}}{I^*}$ en dus $S_{QQ} = \frac{S_I}{I^*}$

S_P en S_{PP}

Het maximum van P zal zijn bij $r = 0$ en $\psi = 0$ nl.:

$\max/P/ = \frac{1}{I^*}$. Genomen kan dus worden $S_P = \frac{1}{I^*}$ en dus $S_{PP} = \frac{S_I}{I^*}$

S_F, S_H, S_G, S_{ṙ} en S_{ψ̇}

Deze schaalfactoren moeten geschat worden en eventueel
gecorrigeerd.

DETEKTIE FASE 2 - 3

Fase 2 is geëindigd indien (zie I-3.3):

$$r > 1/2 \quad \text{of} \quad r - 1/2 > 0$$
$$\text{of} \quad U_r - \frac{1/2}{S_r} > 0$$

De schakeling is getekend in fig.II-3

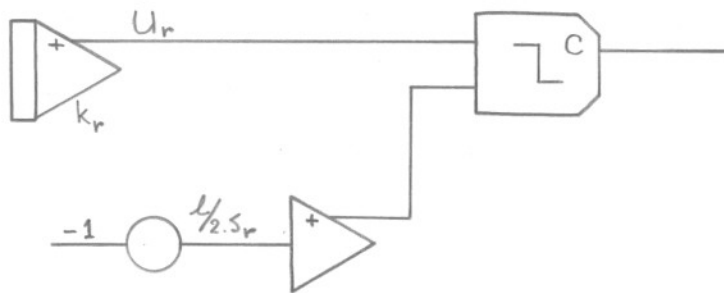


fig II-3

FASE 3; SCHALING

Fsae 3 heeft de volgende drie D.V.'s als bewegingsvergelijkingen:

$$\begin{aligned} \ddot{r} &= r \cdot \dot{\psi}^2 + g \cdot \sin\psi - \frac{F_o}{m} \cdot \sin\psi + \left(\frac{F_d + F_m}{m}\right) \cdot \sin\theta + \frac{F_l}{m} \cdot \cos\theta \\ \ddot{\psi} &= -\frac{2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\psi}}{r} + \frac{g}{r} \cdot \cos\psi - \frac{F_o}{m \cdot r} \cdot \cos\psi + \left(\frac{F_d + F_m}{m \cdot r}\right) \cdot \cos\theta + \frac{F_l}{m \cdot r} \cdot \sin\theta \\ \ddot{\gamma} &= -\frac{F_o}{I^*} \cdot \cos\gamma + \frac{F_{dm} + F_{mm}}{I^*} \end{aligned}$$

Deze vergelijkingen kunnen weer in een eenvoudiger gedaante geschreven worden:

$$\begin{aligned} \ddot{r} &= \ddot{r}(Z) + \ddot{r}(O) + \ddot{r}(H) \\ \ddot{\psi} &= \ddot{\psi}(Z) + \ddot{\psi}(O) + \ddot{\psi}(H) \\ \ddot{\gamma} &= \ddot{\gamma}(O) + \ddot{\gamma}(H) \end{aligned}$$

Hierin stellen voor:

- $\ddot{r}(Z)$: versnelling t.g.v. de zwaartekracht
- $\ddot{\psi}(Z)$: rotatieversnelling t.g.v. de zwaartekracht
- $\ddot{r}(O)$: versnelling t.g.v. de oprijvende kracht
- $\ddot{\psi}(O)$: rotatieversnelling t.g.v. de oprijvende kracht
- $\ddot{\gamma}(O)$: rotatieversnelling t.g.v. de oprijvende kracht
- $\ddot{r}(H)$: versnelling t.g.v. de hydrodyn. krachten
- $\ddot{\psi}(H)$: rotatieversnelling t.g.v. de hydrodyn. krachten
- $\ddot{\gamma}(H)$: rotatieversnelling t.g.v. de hydrodyn. krachten

Schalingsrelaties voor $\ddot{r}_{(z+0)}$ en $\ddot{\psi}_{(z+0)}$ en $\ddot{\gamma}_{(z+0)}$:

$$\begin{aligned} \ddot{r}_{(z+0)} &= r \cdot \dot{\psi}^2 + g \cdot \sin\varphi - \frac{F_0}{m} \cdot \sin\varphi \\ \ddot{\psi}_{(z+0)} &= -\frac{2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\psi}}{r} + \frac{g}{r} \cdot \cos\varphi - \frac{F_0}{m \cdot r} \cdot \cos\varphi \\ \ddot{\gamma}_{(z+0)} &= -\frac{\eta \cdot F_0}{I^*} \cdot \cos\gamma \end{aligned} \quad (\text{II})$$

Voor F_0 en η kan resp. geschreven worden (zie I-3.4)

$$F_0 = K_0 \left(\frac{1}{2} + \frac{r \cdot \sin\varphi - z}{\sin\gamma} \right)$$

$$\eta = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{1}{2} - \frac{r \cdot \sin\varphi - z}{\sin\gamma} \right)$$

De volgende relaties worden ingevoerd:

$$\begin{aligned} r &= S_r \cdot U_r & \varphi &= S_\varphi \cdot U_\varphi & \gamma &= S_\gamma \cdot U_\gamma \\ \dot{r} &= S_{\dot{r}} \cdot U_{\dot{r}} & \dot{\varphi} &= S_{\dot{\varphi}} \cdot U_{\dot{\varphi}} & \dot{\gamma} &= S_{\dot{\gamma}} \cdot U_{\dot{\gamma}} \end{aligned}$$

Bovendien:

$$K = S_r \cdot U_K = r \cdot \sin\varphi - z$$

$$L = S_L \cdot U_L = \frac{K}{\sin\gamma} = \frac{r \cdot \sin\varphi - z}{\sin\gamma}$$

$$X = S_X \cdot U_X = \frac{1}{2} + L = \frac{1}{2} + \frac{r \cdot \sin\varphi - z}{\sin\gamma}$$

$$Y = S_Y \cdot U_Y = \frac{1}{2} - L = \frac{1}{2} - \frac{r \cdot \sin\varphi - z}{\sin\gamma}$$

S_r moet zo gekozen worden dat U_K , U_L , U_X en U_Y geschaald zijn. Stelsel (II) kan nu in de volgende gedaante geschreven worden:

$$\begin{aligned} \dot{U}_r &= \frac{S_{\dot{r}} \cdot U_{\dot{r}}}{S_r} \\ \dot{U}_\varphi &= \frac{S_{\dot{\varphi}} \cdot U_{\dot{\varphi}}}{S_\varphi} \\ \dot{U}_\gamma &= \frac{S_{\dot{\gamma}} \cdot U_{\dot{\gamma}}}{S_\gamma} \end{aligned}$$

Om het aantal deelschakelingen te minimaliseren worden de volgende relaties geïntroduceerd.

$$Z = S_Z \cdot U_Z = -d_{30} \cdot U_r \cdot U_{\dot{\varphi}} + d_{31} \cdot \cos \varphi - d_{32} \cdot U_X \cdot \cos \varphi$$

$$\text{of } U_Z = -d_{16} \cdot U_r \cdot U_{\dot{\varphi}} + d_{17} \cdot \cos \varphi - d_{15} \cdot U_X \cdot \cos \varphi$$

waarin:

$$d_{15} = \frac{d_{32}}{S_Z} \quad ; \quad d_{16} = \frac{d_{30}}{S_Z} \quad \quad d_{17} = \frac{d_{31}}{S_Z}$$

Bovendien:

$$T = S_T \cdot U_T = \frac{Z}{U_r} = S_Z \cdot \frac{U_Z}{U_r}$$

$$\text{of } U_T = \frac{S_Z}{S_T} \cdot \frac{U_Z}{U_r} = d_{18} \cdot \frac{U_Z}{U_r} \quad \text{dus met } d_{18} = \frac{S_Z}{S_T}$$

Uiteindelijk wordt:

$$U_{\dot{\varphi}} = d_5 \cdot U_T \quad \text{met } d_5 = \frac{S_T}{S_{\dot{\varphi}}} \cdot \frac{1}{k_{\dot{\varphi}}}$$

S_L is zodanig gekozen dat de uitkomst van de deling met een konstante faktor wordt verkleind. Hiertoe is genomen $S_L = S_r \cdot S_{LL}$, zodat $U_L = \frac{1}{S_{LL}} \cdot \frac{U_K}{\sin \gamma}$. Dit is gedaan met een mogelijk kleine waarde van $\sin \gamma$. ($d_{12} = \frac{1}{S_{LL}}$)

X en Y zullen op dezelfde schaal gehouden worden als L.

Zodat $S_X = S_r \cdot S_{LL}$ en $S_Y = S_r \cdot S_{LL}$.

In Z zal de verkleiningsfaktor S_{LL} ook nog aanwezig blijven, evenals dit in T zal gebeuren.

Zodat $S_Z = S_{ZZ} \cdot S_{LL}$ wordt genomen.

Voor S_T geldt dezelfde redenering als voor S_L .

Zodat $S_T = S_Z \cdot S_{TT} = S_{ZZ} \cdot S_{LL} \cdot S_{TT}$.

Tenslotte is de schalingsfaktor S_r in d_{16} , d_{17} en d_{15} verplaatst van deze coëfficiënten naar d_5 , hetgeen in dit geval mogelijk is. De resterende coëfficiëntwaarden spreken verder voor zich. (zie tabel) Zie voor de schakeling S-3a en S-3b resp. bijlage II-3 en II-4.

$$d_1 = \frac{g}{S_r} \frac{1}{k_r}$$

$$d_2 = \frac{K_o}{m} \frac{S_r \cdot S_{LL}}{S_r} \frac{1}{k_r}$$

$$d_3 = \frac{S_r \cdot S_{\dot{\psi}}^2}{S_r} \frac{1}{k_r}$$

$$d_4 = \frac{S_r}{S_r} \frac{1}{k_r}$$

$$d_5 = \frac{S_{ZZ} \cdot S_{TT} \cdot S_{LL}}{S_{\dot{\psi}} \cdot S_r} \frac{1}{k_{\dot{\psi}}}$$

$$d_6 = \frac{S_{\dot{\psi}}}{S_{\psi}} \frac{1}{k_{\psi}}$$

$$d_7 = \frac{K_o}{2I^*} \frac{S_r^2 \cdot S_{LL}^2}{S_{\dot{\gamma}}} \frac{1}{k_{\dot{\gamma}}}$$

$$d_8 = \frac{S_{\dot{\gamma}}}{S_{\gamma}} \frac{1}{k_{\gamma}}$$

$$d_9 = \frac{S_{\psi}}{\pi}$$

$$d_{10} = \frac{S_{\gamma}}{\pi}$$

$$d_{11} = \frac{z}{S_r}$$

$$d_{12} = \frac{1}{S_{LL}}$$

$$d_{13} = \frac{1/2}{S_r \cdot S_{LL}}$$

$$d_{14} = \frac{1/2}{S_r \cdot S_{LL}}$$

$$d_{15} = \frac{K_o}{m} \frac{S_r}{S_{ZZ}}$$

$$d_{16} = \frac{2 \cdot S_r \cdot S_{\dot{\psi}}}{S_{ZZ} \cdot S_{LL}}$$

$$d_{17} = \frac{g}{S_{ZZ} \cdot S_{LL}}$$

$$d_{18} = \frac{1}{S_{TT}}$$

$$d_{19} = \frac{\dot{r}_2}{S_r}$$

$$d_{20} = \frac{r_2}{S_r}$$

$$d_{21} = \frac{\dot{\psi}_2}{S_{\dot{\psi}}}$$

$$d_{22} = \frac{\psi_2}{S_{\psi}}$$

$$d_{23} = \frac{\dot{\gamma}_2}{S_{\dot{\gamma}}}$$

$$d_{24} = \frac{\gamma_2}{S_{\gamma}}$$

HYDRODYNAMISCHE INVLOED $\ddot{r}_{(H)}$, $\ddot{\varphi}_{(H)}$, $\ddot{\gamma}_{(H)}$ IN FASE 3 EN 4

Wegens dezelfde reden als genoemd bij fase 2 wordt de hydrodynamische invloed op het systeem digitaal toegevoerd. Er geldt:

$$\ddot{r}_{(H)} = \frac{F_l}{m} \cdot \cos\theta + \frac{(F_d + F_m)}{m} \cdot \sin\theta$$

$$\ddot{\varphi}_{(H)} = \frac{F_l}{m \cdot r} \cdot \sin\theta + \frac{(F_d + F_m)}{m \cdot r} \cdot \cos\theta$$

$$\ddot{\gamma}_{(H)} = \frac{(F_{dm} + F_{mm})}{I^*}$$

Bij koppeling via MDAC's van deze digitaal berekende invloeden aan de schakeling, zoals die geldt voor $\ddot{r}_{(I)}$ en $\ddot{r}_{(O)}$, moeten nog toegevoegd worden de factoren

$$\frac{1}{S_r \cdot k_r} \text{ resp. } \frac{1}{S_{\dot{\varphi}} \cdot k_{\dot{\varphi}}} \text{ resp. } \frac{1}{S_{\dot{\gamma}} \cdot k_{\dot{\gamma}}}$$

Ook in deze fase zal op equidistante tijdstippen de hydrodynamische invloed toegevoerd worden (zie RH347 en RE347).

DETEKTIE FASE 3 - 4

Fase 3 is beëindigd indien (zie I - 3.4):

$$\frac{r \cdot \sin\theta - z}{\sin\gamma} - l/2 > 0$$

Dit betekend dat er een komparator aan $-U_Y$ wordt gekoppeld (zie fig.II-4).



fig.II-4

FASE 4; SCHALING

Fase 4 heeft de volgende drie D.V.'s als bewegingsvergelijkingen:

$$\ddot{r} = r \cdot \dot{\varphi}^2 + g \cdot \sin\varphi - \frac{K_o}{m} \cdot \sin\varphi + \frac{(F_d + F_m)}{m} \cdot \sin\theta + \frac{F_l}{m} \cdot \cos\theta$$

$$\ddot{\varphi} = - \frac{2 \cdot \dot{r} \cdot \dot{\varphi}}{r} + \frac{g}{r} \cdot \cos\varphi - \frac{K_o}{m \cdot r} \cdot \cos\varphi + \frac{(F_d + F_m)}{m \cdot r} \cdot \cos\theta + \frac{F_l}{m} \cdot \sin\theta$$

$$\ddot{\gamma} = \frac{(F_{dm} + F_{mm})}{I^*}$$

Een eenvoudiger gedaante is weer:

$$\ddot{r} = \ddot{r}(z) + \ddot{r}(o) + \ddot{r}(H)$$

$$\ddot{\varphi} = \ddot{\varphi}(z) + \ddot{\varphi}(o) + \ddot{\varphi}(H)$$

$$\ddot{\gamma} = \ddot{\gamma}(H)$$

Deze vergelijkingen zijn identiek aan die van fase 3. Met die verstande dat in fase 4 de term $\frac{r \cdot \sin\varphi - z}{\sin\gamma}$ gelijk geworden is aan 1/2 en in de hele fase 4 zo dient te blijven. Dit houdt dan ook tevens in dat $\ddot{\gamma}(o) = 0$. Voor fase 4 kan dus met dezelfde schakeling volstaan worden als die van fase 3. Er moet echter een voorziening getroffen worden zodanig dat U_L van het einde van fase 3 behouden blijft (de waarde moet $\frac{1}{2} \frac{S_L}{S}$ zijn) en in fase 4 konstant op deze waarde blijft (b.v. met een trackstore of een extra koëfficiënt met een logische besturing). Fase 3 en 4 kunnen gekoppeld worden terwijl de schalingsfactoren voor beide fases dezelfde gehouden zullen worden. Wat betreft de invloed van de hydrodynamische krachten kan opgemerkt worden dat deze identiek aan fase 3 verwerkt worden. Fase 3 kan dus in zijn geheel overgaan in fase 4 met de enkele restrictie dat de term $\frac{r \cdot \sin\varphi - z}{\sin\gamma}$ in fase 4

konstant en wel $1/2$ gehouden wordt.

DETEKTIE FASE 4 (EINDDETEKTIE)

Fase 4 wordt als geëindigd beschouwd indien r een bepaalde waarde heeft bereikt, b.v. $S_r - 1/2$. Voor de schakeling wordt verwezen naar fig.II-5

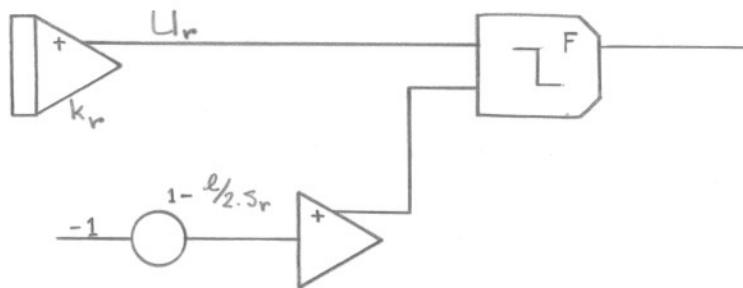


fig.II-5

Fase 4 kan ook als geëindigd beschouwd worden indien de voor- of achterkant van de paal het wateroppervlak weer doorsnijdt. Deze detektie zal digitaal gebeuren.

KEUZE VAN DE SCHAALFAKTOREN

Geen enkele van de schaalfactoren is nauwkeurig te bepalen. Een schatting van de maxima voor de diverse grootheden is noodzakelijk. De schaalfactoren kunnen daarna iteratief gekorrigeerd worden.

De eerste schattingen zijn:

$$S_r = 4$$

$$S_{LL} = 1$$

$$S_{\dot{r}} = 3$$

$$S_{ZZ} = 25$$

$$S_{\varphi} = 1$$

$$S_{TT} = 2$$

$$S_{\dot{\varphi}} = 3$$

$$S_{\gamma} = 1$$

$$S_{\dot{\gamma}} = 3$$

Deze schaalfactoren blijken in de praktijk reeds te voldoen. Ze kunnen echter nog geoptimaliseerd worden.

BEVEILIGING DEELSCHAKELINGEN

Het is nodig om de deelschakelingen te beveiligen, omdat, indien de betreffende fase niet in werking is, het deeltal tot 0 kan naderen waardoor overload ontstaat. Een mogelijkheid is om d.m.v. switches de high gains kort te sluiten wanneer de betreffende fase niet in werking is.

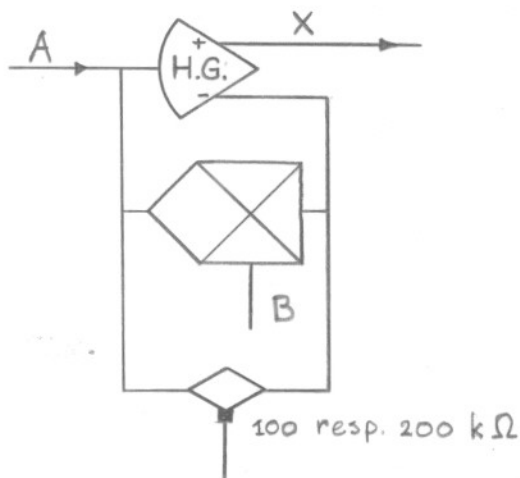


fig.II-6

In de situatie volgens fig.II-6 geldt:

$$A - X.B - X = 0$$

of
of $X = \frac{A}{B + 1}$

Indien $B \rightarrow 0$ dan

$$X \rightarrow A$$

Er zal dan geen overload optreden indien A goed geschaald is. De situatie wordt echter kritiek indien $B \rightarrow -1$ tijdens de beveiligingsperiode. Er zal dan juist wel overload optreden. In het geval waarbij dit te verwachten valt, zal een andere beveiliging gezocht moeten worden. Bijvoorbeeld door dual switches te gebruiken. In die situatie geldt dan:

$$A - X.B - 2.A = 0 \quad \text{of} \quad X = \frac{A}{B + 2}$$

dus indien $B \rightarrow 0$ dan $X \rightarrow \frac{A}{2}$

Aangezien B geschaald moet zijn, zal de kritieke situatie $B \rightarrow -2$ zich niet voordoen.

2.2 LOGISCHE BESTURING

A. Fase 1 en 2

Het blijkt van praktisch nut te zijn om de schakeling zowel manueel als digitaal te kunnen besturen. Om deze mogelijkheid in te bouwen wordt gebruik gemaakt van een switch op het controlpanel.

De volgende relaties voor de signalen operate resp. hold kunnen opgesteld worden.

$$\begin{aligned}\text{OPERATE} &= (\text{MAN.OP} \cdot \text{SWA}) + (\text{DIG.OP} \cdot \overline{\text{SWA}}) \\ &= \overline{(\overline{\text{MAN.OP}} + \overline{\text{SWA}})} + \overline{(\overline{\text{DIG.OP}} + \text{SWA})}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\text{HOLD} &= (\text{MAN.HLD} \cdot \text{SWA}) + (\text{DIG.HLD} \cdot \overline{\text{SWA}}) \\ &= \overline{(\overline{\text{MAN.HLD}} + \overline{\text{SWA}})} + \overline{(\overline{\text{DIG.HLD}} + \text{SWA})}\end{aligned}$$

Zie voor schakeling: L.1, bijlage II-5

Voor de manuele besturing kan b.v. genomen worden:

$$\text{MAN.OP} = \text{ITB}$$

$$\text{MAN.HLD} = \text{ITC}$$

Voor de digitale besturing kan dit zijn:

$$\text{DIG.OP} = \text{DGC17}$$

$$\text{DIG.HLD} = \text{D.H}_{1-2}$$

Hierin is D.H een nog te maken signaal.

De fase's 1 en 2 (later ook 3 en 4) zullen op equidistante tijdstippen bemonsterd worden om een display van de paal op de memoscoop mogelijk te maken. Voor fase 2, 3 en 4 was dit toch noodzakelijk, om de hydrodynamische invloed in te voeren.

Om de hydrodynamische invloed te verwerken moet de schakeling in hold gezet worden om de digitale berekening mogelijk te maken. In fase 1 is dit niet noodzakelijk en kan de bemonstering b.v. plaats vinden m.b.v. een track-store terwijl de analoge berekening een continue doorgang heeft. Dit geeft geen tijdverlies. Vanwege de eenvormigheid is voor fase 1 echter gekozen voor dezelfde methode als die voor fase 2 gebruikt zal worden.

De tijdstappen.

Het tijdsverloop wordt bijgehouden m.b.v. een integrator (I). Het einde van de tijdstap wordt bepaald m.b.v. komparator A. Het einde van fase 1 wordt bepaald door komparator B; dat van fase 2 door komparator C.

Het operate signaal zal zijn DGC17 terwijl DGC15 bepalend is voor fase 1 en DGC11 voor fase 2.

Voor het sein $D.H_{1-2}$ kan nu geschreven worden:

$$\begin{aligned} D.H_{1-2} &= (DGC15 \times KOMP.B) + (DGC11 \times KOMP.C) + KOMP.A \\ &= (\overline{DGC15} + \overline{KOMP.B}) + (\overline{DGC11} + \overline{KOMP.C}) + KOMP.A \end{aligned}$$

Zie voor de schakeling: L.2 bijlage II-6.

Wanneer integrator (I) als hold signaal een logische '0' krijgt zal als operate signaal gelden:

$$\begin{aligned} OP(I) &= (DGC15 \times \overline{KOMP.A} \times \overline{KOMP.B}) + (DGC11 \times \overline{KOMP.A} \\ &\quad \times \overline{KOMP.C}) \\ &= \left[(\overline{DGC15} + \overline{KOMP.B}) + (\overline{DGC11} + \overline{KOMP.C}) \right] + \overline{KOMP.A} \\ &= (\overline{DGC15} + \overline{KOMP.B}) + \overline{KOMP.A} + (\overline{DGC11} + \overline{KOMP.C} + \overline{KOMP.A}) \end{aligned}$$

Zie voor de schakeling: L.2 bijlage II-6.

B. Fase 3 en 4

Voor fase 3 en 4 geldt eenzelfde betoog als geldt voor fase 1 en 2.

$$\text{OPERATE} = (\overline{\text{MAN.OP}} + \overline{\text{SWB}}) + (\overline{\text{DIG.OP}} + \overline{\text{SWB}})$$

$$\text{HOLD} = (\overline{\text{MAN.HLD}} + \overline{\text{SWB}}) + (\overline{\text{DIG.HLD}} + \overline{\text{SWB}})$$

Zie voor de schakeling: L.3 bijlage II-7

Hierin kan b.v. zijn:

$$\text{MAN.OP} = \text{ITB}$$

$$\text{MAN.HLD} = \text{ITC}$$

$$\text{DIG.OP} = \text{DGC14}$$

$$\text{DIG.HLD} = \text{D.H}_{3-4}$$

Waarin D.H_{3-4} een nog te maken signaal is.

De tijdstappen.

Het tijdsverloop wordt bijgehouden door integrator (J).

Het einde van de tijdstap wordt bepaald door komparator D.

Het einde van fase 3 door komparator E en dat van fase 4 door komparator F.

Het algemene operate signaal zal zijn DGC14.

Voor het sein D.H_{3-4} geldend in fase 3 kan ~~geschre-
ven~~ worden:

$$\text{D.H}_{3-4} = \text{KOMP.E} + \text{KOMP.D}$$

Voor fase 4 zou dit zijn:

$$\text{D.H}_{3-4} = \text{KOMP.F} + \text{KOMP.D}$$

De schakeling volgens L.4 bijlage II-8 kan gebruikt worden voor fase 3 en 4 gezamenlijk.

De uitgang van flipflop Z moet bij detektie van fase 3 een '1' zijn, doch moet bij vervolg in fase 4 '0' zijn.

Vandaar de uitbreiding met een flipflop en een differentiator.

Wanneer integrator (J) als hold signaal een logische '0' krijgt, dan wordt het operate signaal:

$$OP(J) = \overline{KOMP.E} \times \overline{KOMP.D} \times \overline{FF.Z} \times DGC14 \\ = \overline{\{(KOMP.E + KOMP.D + FF.Z) + \overline{DGC14}\}}$$

Zie voor de schakeling L.4 bijlage II-8.

Display zwaartepunt.

Door op twee kanalen r.sin resp. r.cos tegen elkaar uit te zetten kan het zwaartepunt van de paal op de oscilloscoop (en memoscoop) zichtbaar gemaakt worden.

De blanking kan dan bestaan uit:

$$BL = (SWA \times \overline{ITB}) + (\overline{SWA} \times \overline{DIG.OP}) \\ = (\overline{SWA} + \overline{ITB}) + (\overline{SWA} + \overline{DIG.OP}) \quad \text{voor fase 1 en 2}$$

Voor fase 3 en 4 kan de blanking zijn:

$$BL = (\overline{SWB} + \overline{ITB}) + (\overline{SWB} + \overline{DIG.OP})$$

Zie voor de schakeling fig.II-7.

Display gehele paal. (alleen in fase 1 en 2)

Om de paal tijdens de valbeweging zichtbaar te maken is de volgende schakeling ontworpen (zie ook fig.II-7).

De uitgangen van de twee integratoren worden tegen elkaar uitgezet. De schakeling werkt indien signaal D = 1. De blanking gebeurt bij $(\overline{ITB} + \overline{D})$.

Bij D = 1 geldt als beginpunt de voorkant paal nl.

$$\left\{ (r + 1/2)\cos\varphi ; (r + 1/2)\sin\varphi \right\}.$$

Bij een integratietijd van Δt seconde is de eindwaarde:

$$\left\{ (r + 1/2)\cos\varphi - \alpha.\Delta t.GAIN.\cos\varphi ; (r + 1/2)\sin\varphi - \alpha.\Delta t.GAIN.\sin\varphi \right\}.$$

Dit punt moet de achterkant van de paal voorstellen, dus:

$$\left\{ (r - 1/2)\cos\varphi ; (r - 1/2)\sin\varphi \right\}.$$

Er geldt derhalve: $\alpha.\Delta t.GAIN = 1 \longrightarrow \alpha = \frac{1}{\Delta t.GAIN}$

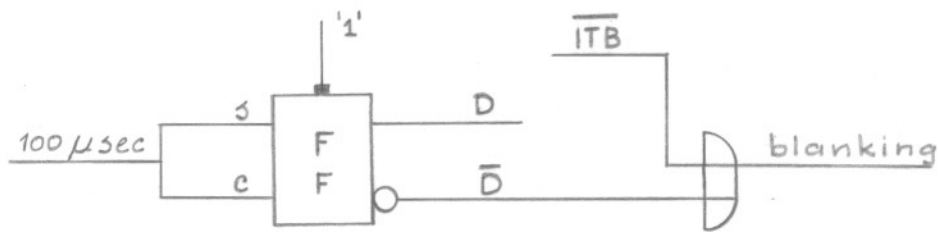
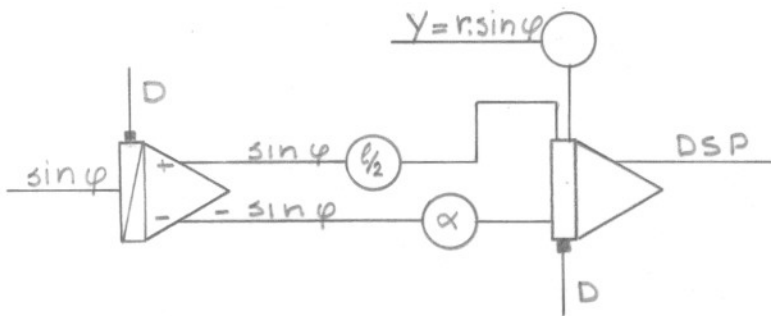
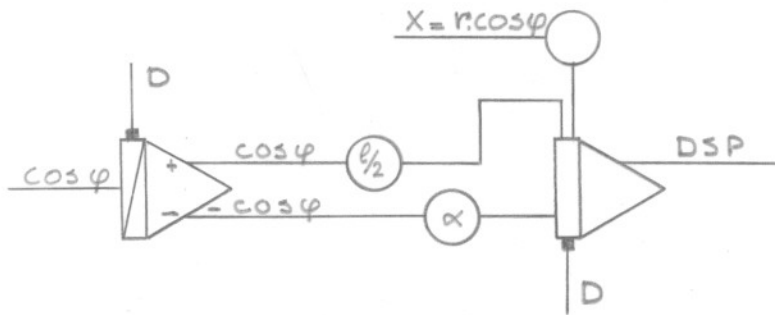
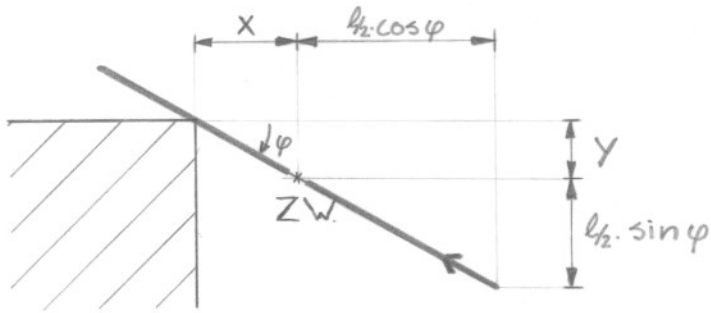


fig.II-7.

2.3 VERWERKING HYDRODYNAMISCHE INVLOED

Hydrodyn.krachten en momenten worden, zoals vermeld, digitaal berekend en dus diskreet ingebracht in de schakeling. Hierbij worden, bij welke methode dan ook, fouten geïntroduceerd.

Er zijn twee iteratiemethoden ontwikkeld.

- 1) iteratie per stap
- 2) iteratie per fase (baan)

Na evaluatie van resultaten van beide methodes, waarbij naar de baan en rekentijd gekeken wordt, kan aan één van de methoden de voorkeur gegeven worden.

(Beide methoden werken met dezelfde analoge en logische schakeling.)

Voor tijdstapgrootte zij verwezen naar 2.4

ad 1) ITERATIE PER STAP (Δt)

Digitale subroutines: fase 2 ; RW247 bijlage II-14
fase 3,4; RH347 bijlage II-17

Uitgangspunt is een bepaalde toestand van het gehele systeem op tijdstip $t = t_i$, voorgesteld door $T_i = T_i(r, \dot{r}, \ddot{r}, \varphi, \dots)$, die als juist wordt aangenomen.

Om de toestand op tijdstip $t_i + t$, T_{i+1} , te bepalen, zodanig dat de uiteindelijke fout beperkt blijft, wordt een iteratiemethode toegepast.

Om T_{i+1} te bereiken wordt vanuit T_i een stap Δt analoog doorgerekend, zodanig dat er een bepaalde digitale (= hydrodyn.) invloed op het systeem werkt. Deze digitale invloed (S) wordt in eerste instantie bepaald uit de vorige stap, $T_{i-1} - T_i$, namelijk die digitale invloed, die de als juist beschouwde toestand T_i heeft opgeleverd.

Noem deze invloed S_i .

Na de eerste stap wordt de gemiddelde hydrodyn. invloed (S_{i+1}^1) over stap $T_i - T_{i+1}^1$ uitgerekend uit het gemiddelde van de toestandsvariabelen op T_i en T_{i+1}^1 , volgens de formules afgeleid in I-3. Met de nieuwe invloed S_{i+1}^1 wordt vanuit T_i dezelfde stap herhaald. Dit levert in het algemeen een

nieuwe toestand op: T_{i+1}^2 . Weer wordt nu een gemiddelde hydrodyn. invloed bepaald uit T_i en $T_{i+1}^2 (S_{i+1}^2)$, waarmee de stap nog eens herhaald wordt. Hieruit volgt dan T_{i+1}^3 . Voor verduidelijking zie figuur.II-8

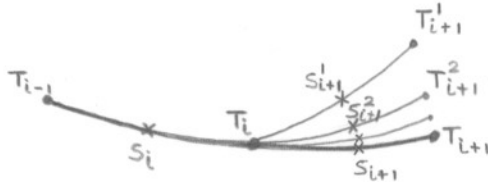


fig.II-8 Toestandsruimte

Dit proces wordt zolang uitgevoerd totdat er aan een stopkriterium wordt voldaan. Dit stopkriterium kan zijn de mate van verandering tussen twee iteraties van de eindtoestand op $i+1$, of, zoals hier toegepast, de mate van verandering van de hydrodyn. invloeden S van de opvolgende iteraties.

Meer concreter betekent dit het volgende.

Uit fase 1 wordt een exakte begintoestand voor fase 2 gevonden. In fase 2 beginnen zich plotseling hydrodyn. invloeden te ontwikkelen. Tijdens de eerste iteratiestap van fase 2 wordt de hydrodyn. invloed verwaarloosd. Wel wordt naan het eind van de eerste stap een gemiddelde hydrodyn. invloed berekend uit het gemiddelde van de oude en nieuwe toestand. Vervolgens wordt het boven omschreven proces uitgevoerd, totdat er een einddetektie van een fase optreedt.

De gemiddelde hydrodyn. invloed zou berekend moeten worden met het gemiddelde van de oude en nieuwe toestandsvariabele. Voor de komponent b.v.:

$$\ddot{\psi}_g = \frac{\ddot{\psi}_1 + \ddot{\psi}_2}{2} \quad \text{of} \quad \ddot{\psi}_g = \ddot{\psi}_1 + \frac{\Delta \ddot{\psi}_{2-1}}{2}$$

Omdat gebleken is dat de hydrodyn. invloeden zeer sterk van $\ddot{\psi}$ afhankelijk zijn en in veel mindere mate van de andere componenten, is alleen $\ddot{\psi}_g$ bepaald. Voor de andere komponenten-

ten wordt de (voorlopige) eindwaarde genomen. (Dit geldt voor fase 2.)

In fase 3 en 4 is het gemiddelde van alle 2^{de}- afgeleiden bepaald. Om de berekening wat snelheid betreft te kunnen beïnvloeden kan de criteriumwaarde willekeurig ingesteld worden. Als criterium wordt beschouwd het verschil van de in te stellen MDAC-waarden bij de opvolgende iteraties. Wanneer het proces oscilleert of niet snel genoeg convergeert (of misschien divergeert) treedt een rigoureuze oplossingsmethode in werking. Dan wordt namelijk het gemiddelde van de laatste twee hydrodyn. invloeden berekend en ingesteld en hiermee wordt dan de stap voor de laatste keer herhaald. Een andere methode in dit geval zou zijn de tijdstapjes te verkleinen. Vervolgens wordt de normale berekeningswijze voortgezet. Deze aanpak heeft geen konstateerbare diskontinuiteiten veroorzaakt in de uitvoer. De totale tijd van de gehele berekening bedraagt ca.100 s. (bij een berekeningsgeval van $h = 0,34$ m, $P = 85\%$)

Opgemerkt wordt dat de schaling van fase 2 naar fase 3,4 verandert, zodat omschalingsfactoren nodig zijn. In fase 3 heeft en de hydrodyn. invloed op (MDAC5) t.o.v. de instelnaauwkeurigheid een relatief grote waarde. In fase 4 echter niet meer, waardoor relatief grote afwijkingen kunnen ontstaan. Door een omschaling onder andere m.b.v. een logische ingreep wordt dit probleem elegant opgelost, zie fig. II-9 en Handleiding Hybriede Installatie blz.4-6.

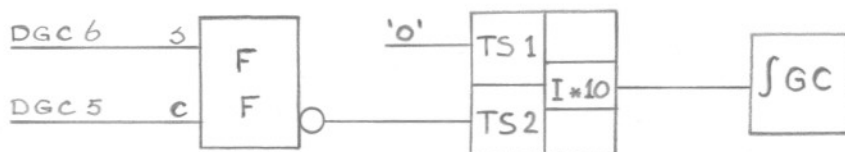


fig.II-9

	analoog	digitaal
fase 3	DGC5 = 1 I x 10 = 0,01 F k = 100 DGC6 = 0	SM = SM3
fase 4	DGC5 = 0 I x 10 = 1 F k = 1 DGC6 = 1	SM = SM3 x 100

ad 2) ITERATIE PER BAAN

Digitale subroutines: fase 2 ; RB347 bijlage II-15
 fase 3,4; RE347 bijlage II-18a-b

Als uitgangspunt voor deze berekeningswijze wordt genomen de toestand op $t = t_0$; T_0 . Dit is de toestand waarin de hydrodyn. krachten en momenten een rol gaan spelen (begin fase 2).

Om van toestand T_0 in toestand T_e - dit is de eindtoestand van fase 2, wat die ook moge zijn - te geraken, worden behalve de bekende invloeden van de beweging ook de invloed van de hydrodyn. krachten en momenten toegevoerd. Die laatste invloed wordt $S(t)$ genoemd.

$T(t)$ = toestand als functie van de tijd.

$S(t)$ = hydrodyn. invloed als functie van de tijd.

Omdat $T(t)$ en dus ook $S(t)$ nog niet bekend zijn, wordt de functie $S(t)$ geschat $\rightarrow S^0(t)$, zie fig.II-10, blz.113.

De toestand op $T^0(t)$ en dus ook T_e^0 van fase 2 worden bepaald met de geschatte hydrodyn. invloed $S^0(t)$.

Met behulp van de gevonden toestand $T^0(t)$ kan evenwel een nieuwe gekorrigeerde $S^1(t)$ berekend worden en hiermee weer een nieuwe $T^1(t)$ en dus ook T_e^1 .

Dit proces kan zich herhalen tot een bepaald gesteld criterium bereikt wordt. Bij dit criterium moet dus gelden dat wanneer $S^k(t)$ als hydrodyn. invloed ingevoerd wordt, een toestand $T^k(t)$ ontstaat, zodanig dat de aan de hand

van deze toestand berekende hydrodyn. invloed weer gelijk moet zijn aan $S_{(t)}^k$. In het ontworpen programma is $S_{(t)}$ gediskretiseerd en bepaald op equidistante tijdstippen. Dit is een benadering van de continue funktie, zie fig.II-10.

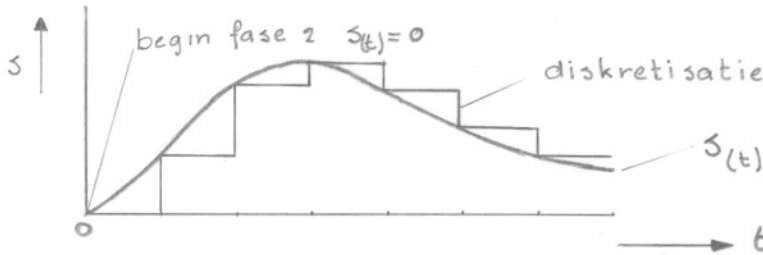


fig. II-10 Schatting hydrodyn.invloed

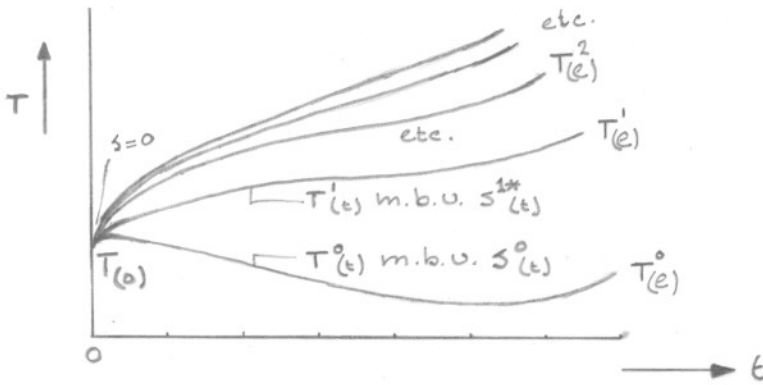


fig. II-11 Toestandsruimte

Ook is om naar de goede oplossing te kruipen niet $S_{(t)}^i$ ingevoerd, maar $S_{(t)}^{i*}$ en wel met

$$S_{(t)}^{i*} = \beta \cdot S_{(t)}^i + (1 - \beta) \cdot S_{(t)}^{i-1}$$

Als criterium is voor fase 2 toegepast:

indien $|S_{(t)}^{i*} - S^{i+1}| < \epsilon_1$, dan stoppen

voor fase 3 en 4:

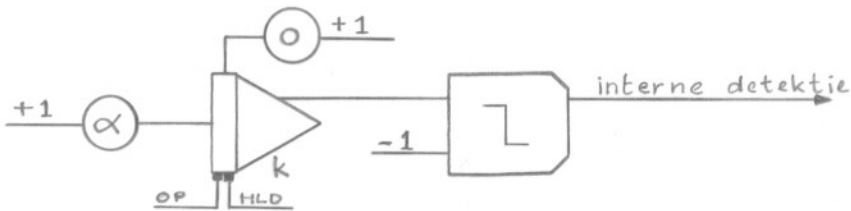
indien $|T_e^i - T_e^{i+1}| < \epsilon_2$, dan stoppen

De totale tijd van de berekening bedraagt 200-300 s.

2.4 STAPGROOTTE Δt

Zie logische schakelingen bijlagen II-6, II-8.

In principe geldt de onderstaande schakeling



α : in te stellen koëfficiënt

k : gain integrator

De integrator start op het operate-sigitaal voor een fase. Geïntegreerd wordt:

$$\int_0^{t_1} \alpha \cdot \frac{1}{k} \cdot dt = \frac{\alpha}{k} \int_0^{t_1} dt = \frac{\alpha}{k} \cdot t_1$$

Wanneer: $\frac{\alpha}{k} \cdot t_1 = +1$ dan is een interne detektie bereikt, want de komparator slaat om en grijpt in de logische schakeling in. Er zijn dus twee mogelijkheden om tijdstap $t = 0$ tot $t = t_1 (= \Delta t)$ te bepalen, namelijk met de koëfficiëntwaarde α en met de gain van de integrator. Deze gain hangt overigens wel af van de gain van de rekenintegratoren.

Als voorbeeld: gewenst wordt $\Delta t = 0,01S$

keuze gain $k = 100$

hieruit volgt dus $\alpha = \frac{100}{0,01} = 10000$

De invloed van Δt is onderzocht. Dit bleek noodzakelijk te zijn, omdat vrij grote afwijkingen bij verschillende Δt gekonstateerd werden. Bij voorwaartse differentiemethoden wordt met de voorafgaande fout doorgerekend. Bij te kleine Δt wordt het analoge gedeelte onbetrouwbaarder, omdat afrondings- en uitleesfouten een grotere invloed krijgen. Kulminerend kan de fout dan groot worden.

De invloed van Δt is bekeken door de eindwaarden van fasen 2 en 4 uit te zetten tegen de tijdstapgrootte bij een bepaalde proefopstelling ($\Delta h = 0,34$ m, $P = 85\%$, $I^* = 0,1371$), zie fig.II-12 en II-13.

Als optimum tijdstap wordt beschouwd de grootste Δt (kleinste α) in het voor Δt ongevoelige gebied. Voor fase 2 blijkt $\Delta t = \frac{1}{50}$ s te voldoen. Voor fase 3, 4 is de keuze wat meer arbitrair. Berekeningen zullen worden uitgevoerd met Δt tussen $\frac{1}{160}$ en $\frac{1}{170}$ s.

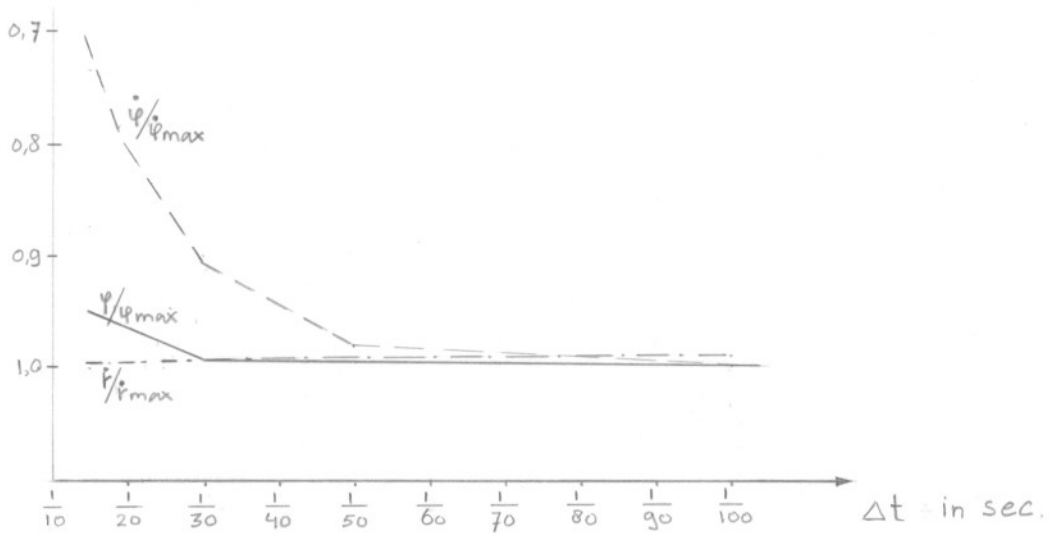


fig. II -12 Invloed tydstappen op detectiewaarden 2-3

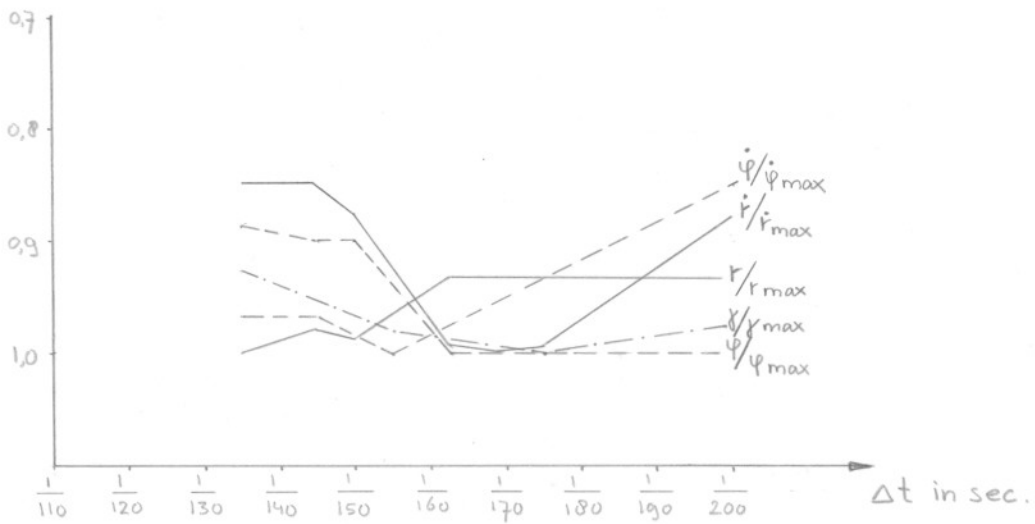


fig. II -13 Invloed tydstappen op eindwaarden fase 4

2.5 AANVULLINGEN EN OPMERKINGEN

- 1) In stroomdiagrammen en digitale programma's wordt de plaats aangegeven waar een eventuele automatische schaling in het programma zou kunnen worden opgenomen. Door een automatische schalingsprocedure wordt het probleem algemener en sneller toegankelijk voor gebruikers. Omdat het schalingsprobleem aanzienlijke moeilijkheden bleek op te leveren (i.v.m. deelschakelingen) en niet direkt met het doel van deze studie samenhangt is geen automatische schaling toegepast.
- 2) Vooral in het digitale gedeelte van het rekenproces is de opbouw van het gehele rekenproces goed zichtbaar. Bij een definitief digitaal programma, dat sterk gecomprimeerd en sneller kan zijn, zal de opbouw minder duidelijk zijn. Behalve de extra tijd, die een herprogrammering zou vergen, is de duidelijkheid in de opbouw de reden dat het digitale gedeelte zo gehandhaafd is.
- 3) Fase 3 en 4 wordt verwerkt als één geheel, zowel analoog als digitaal. Bij de opbouw van het programma leek dit eenvoudiger dan een aparte behandeling, omdat dezelfde analoge schakeling (met slechts enkele aanpassingen voor fase 4) gebruikt kon worden. Achteraf moet gezegd worden dat een splitsing tussen fase 3 en 4, zoals bij fase 1, 2 en 3 onderling wel uitgevoerd is, waarschijnlijker zou zijn geweest. Vooral de problemen bij de besturing en in mindere mate bij het digitale gedeelte hebben tot deze konklusie geleid.
- 4) Testprogramma.
Er zijn twee testprogramma's ontwikkeld, die de schakeling in een statische toestand testen op onvolkomenheden (b.v. patchfouten, defekte componenten). Vóór met de eigenlijke berekeningen te beginnen kan deze test uitgevoerd worden, zodat zekerheid verkregen wordt

over de toestand van de schakeling en componenten.
Opgemerkt zij dat deze test een statische test is en
dus niet de werking van de integratoren controleert.

Fase 1,2 wordt getest m.b.v. ST347, zie bijlage dig.prog.

Fase 3,4 wordt getest m.b.v. SU347, " " " "

Beide testprogramma's geven digitale uitvoer, wanneer
afwijkingen, groter dan een bepaalde waarde, optreden.
Uitgevoerd wordt dan achtereenvolgens;

voor DCU's:

DCU-nummer (LTC)
berekende waarde (LBC)
gemeten waarde (LMC)
verschil (IVC)

voor versterkers:

versterkernummer (LTM)
berekende waarde (LVB)
gemeten waarde (LVM)
verschil (IVM)

5) Lijst subroutines

	bijlage
a) <u>Hoofdprogramma</u>	II-9
1) PK347 : inlezen en uitvoer	II-10
2) S1347 : schalingskeuze fase 1	II-11
3) A1347 : berekening koëfficiënten fase 1	II-11
4) B1347 : berekening koëfficiënten t.b.v. display paal in fase 1	II-11
5) R9347 : fase 1	II-12
6) S2347 : schalingskeuze fase 2	II-13
7) A2347 : berekening koëfficiënten fase 2	II-13
8) RW347 : fase 2 (iteratie per stap)	II-14
9) RB347 : fase 2 (iteratie per baan)	II-15
10) S3347 : schalingskeuze fase 3,4	II-16
11) A3347 : berekening koëfficiënten fase 3,4	II-16
12) RH347 : fase 3,4 (iteratie per stap)	II-17
13) RE347 : fase 3,4 (iteratie per baan)	II-18a,b
b) <u>Hoofdprogramma gevoeligheidsonderzoek</u> naar wrijving en beginsnelheid in fase 1	II-19
14) SENS1 : bepaling $\dot{x}(0),f$	II-19
15) R1347 : fase 1 - in principe = R9347	II-12
16) PO347 : ponsen	II-20
c) <u>Hoofdprogramma display</u> PL347	II-21
17) P1347 : baan Z fase 1	
18) P2347 : palen fase 1	
19) P3347 : baan fase 1-4	
20) P4347 : palen fase 1-4	
21) RP347 : referentiesysteem	
22) DS347 : tekst op plaatje	

DEEL III

KONTROLEPROEVEN

III-1

KONTROLEPROEVEN

Kontroleproeven zijn in het algemeen noodzakelijk om theoretische experimenten te verifiëren, of wanneer uitkomsten moeilijk te analyseren zijn of geschat kunnen worden. Zo ook bij dit onderzoek. Het gekompliceerde komputerprogramma levert nu een baan op, waarvan moeilijk te zeggen valt of dit wel een juiste benadering is. Vooral de waarde, die aan de hydrodynamische koëfficiënten C_d en C_m gegeven moet worden, is belangrijk. Uit een vergelijking tussen komputermodel en de controleproeven zullen de waarden van C_d en C_m moeten volgen. Deze waarden moeten verklaarbare grootten hebben, d.w.z. niet te veel verschillen van die waarden die in hoofdstuk I-2 blz.33 zijn beredeneerd. Er kan eveneens een gevoeligheidsonderzoek van b.v. C_d gedaan worden. Zoals bij ieder onderzoek en iedere proef moet zo nauwkeurig en eerlijk mogelijk gewerkt en vergeleken worden. Daarom zal er voor gezorgd moeten worden, dat de grootheden en aannamen in komputermodel en controleproef zoveel mogelijk overeenstemmen. De nauwkeurigheid waarmee de proeven uitgevoerd en vastgelegd zullen worden, moet wel gezien worden tegen de achtergrond van de niet geheel exakte Morison-vergelijking. Het is voldoende om een goede baanbenadering te verkrijgen met goed verklaarbare koëfficiënten. Onder een goede baanbenadering wordt verstaan een baan van het komputermodel, die zeker wat betreft diepste punt en eindpunt niet meer dan 5% afwijkt van de controleproef. Ook de stand van de paal (γ) zal niet te veel mogen afwijken. De proeven zijn uitgevoerd in het verdiepte gedeelte van de sleeptank van de afd. Scheepsbouwkunde T.H.Delft. De afmetingen van dit gedeelte zijn ongeveer 5x4x3m (=lxbxd); juist voldoende voor de proeven.

Eisen waaraan de proeven moeten voldoen:

Samengevat kan gezegd worden, dat de eis is, dat het controlemodel overeen moet komen met het komputermodel. Meer uitgebreid zijn de eisen:

1): betreffende modelpaal

- buigstijf
- konstante massa en traagheidsmoment tijdens uitvoering; dit betekent een waterdichte en niet wateropnemende paal
- konstante oppervlakteruwheid
- gladde aansluitingen van onderdelen
- gestroomlijnde voor- en achterkant
- mogelijkheid tot eenvoudig instellen van gewenste massa en traagheidsmoment

2): betreffende lanceerinrichting en afmetingen goot

- gecontroleerde (instelbare) beginvoorwaarden
- bekende wrijvingscoëfficiënt (f)

3): betreffende registratie en verwerking van gegevens

- redelijke registratienauwkeurigheid
- geen beïnvloeding registratieapparatuur op de baan
- goed coördinatensysteem

ad1) Als materiaal voor de paal is gekozen voor hard p.v.c. met afmetingen:

buitendiameter $D = 40 \text{ mm.}$
wanddikte $S = 3 \text{ mm.}$
binnendiameter $d = 34 \text{ mm.}$
s.g. p.v.c. $= 1,4 \text{ kg/m}^3$
buislengte $= 1.00 \text{ m.}$

De eis van een stroomlijning wordt gehaald door bolvormige doppen op de uiteinden te zetten.

Door de doppen onderling te verbinden met een staaf met schroefdraad ontstaat de mogelijkheid om de massa en

traagheidsmoment te veranderen door gewichtjes op bepaalde plaatsen te draaien.

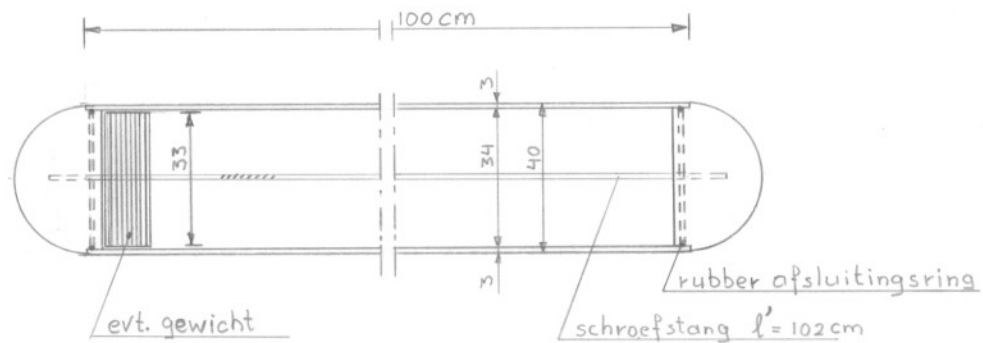


fig. III-1 modelpaal.

Gewichten van de onderdelen

p.v.c.-buis	l = 100 cm	: 501,0 gr
2 p.v.c.-doppen	r = 2 cm	: 63,0 gr
messing schroefstang l' = 102 cm		: <u>82,0 gr</u>
eigen gewicht totaal:		646,0 gr = 6,34 N

Opdrijvend vermogen

$$F_{op} = \left(\frac{1}{4} \cdot \pi \cdot D^2 \cdot l + \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r^3 \right) \cdot \rho_w \cdot g = 12,69 \text{ N}$$

Het percentage eigen gewicht t.o.v. opdrijvend vermogen is: P = 50,0% (toeval)

Om de massa en het traagheidsmoment te kunnen variëren zijn 4 sets van 3 gewichtjes gemaakt:

- 1) 3 * 29 gr = 3 * 0,284 N ; P = 56,7%
- 2) 3 * 85 gr = 3 * 0,834 N ; P = 69,7%
- 3) 3 * 150 gr = 3 * 1,475 N ; P = 84,8%
- 4) 3 * 179 gr = 3 * 1,755 N ; P = 91,3%

Opmerkingen:

- A) De diameter van de paal heeft een belangrijke invloed op de verhouding tussen de weerstandsterm en massa-traagheidsterm immers:

$$F_d = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v \cdot |v| \cdot C_d \cdot f(\gamma) \cdot D$$

$$F_m = \frac{1}{4} \cdot \pi \cdot \rho \cdot \frac{dv}{dt} \cdot C_m \cdot f(\gamma) \cdot D^2$$

- B) De diameter bepaalt mede het getal van Reynolds:

$$Re = \frac{v \cdot D}{\nu}$$

ad2) De afmetingen van paal en goot hangen natuurlijk samen. Verondersteld is dat de goot van 5 * 4 * 3 m voldoende diep en lang is om de experimenten uit te kunnen voeren.

De modelpaal moet onder vooraf instelbare, gecontroleerde omstandigheden (konstante beginvoorwaarden) gelanceerd kunnen worden. Daartoe is een rollenbaan ontworpen, waarvan de middelste van de 3 rollen aangedreven wordt door een motor met variabel toerental, waardoor beginsnelheden van 0 - 50 cm/s ingesteld kunnen worden. De overige rollen kunnen zeer soepel draaien. (fig. III-2) Door de plaats van de rollen houdt de aandrijving op, op het moment van kantelen.

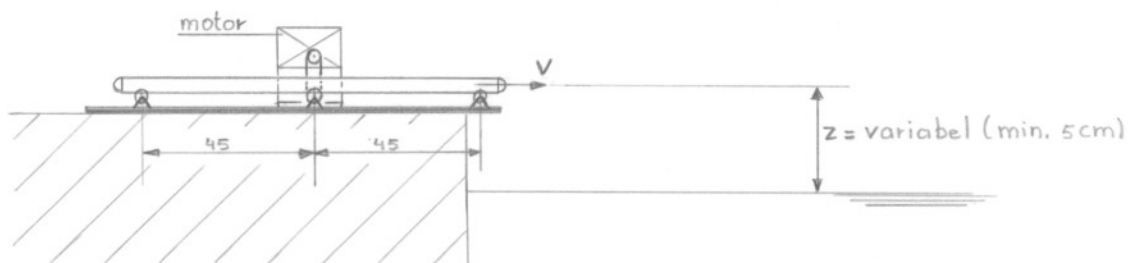
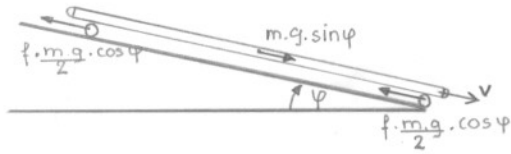


fig. III-2 lanceerinrichting

De wrijvingscoëfficiënt f van de rollen wordt bepaald door de hoek te meten, waarbij de paal begint te rollen zonder aanwezigheid van de aandrijfrol. (fig. III-3)



Wrijving per rol is:

$$m \cdot g \cdot \sin \varphi = m \cdot g \cdot f \cdot \cos \varphi$$

$$f = \tan \varphi$$

$$\text{gemeten is: } \arcsin \varphi = \frac{1,8}{90,7}$$

$$\underline{f = 0,01}$$

fig. III-3

De ordegröte van deze wrijvingscoëfficiënt komt overeen met de in de praktijk geldende wrijvingscoëfficiënt voor b.v. teflon.

Van de vier beginvoorwaarden - plaats, snelheid, hoek en hoeksnelheid - kunnen de plaats en de hoek ingesteld worden door de stand van de lanceerinrichting. De invloed van de hoogte zal bekeken worden. De hoek en hoeksnelheid worden niet gevarieerd en op nul gehouden.

ad3) De registratie van het baanverloop moet zodanig geschieden, dat de baan er niet door beïnvloed wordt. Dit houdt in dat er geen meetinstrumenten op de paal bevestigd mogen worden. Hoogstens in de paal, als dit geen asymmetrische massaverdeling geeft.

Als toegepaste registratiemethode is gekozen voor een registratie m.b.v. een onderwaterkamera met video-recorder. Het plaatsbepalingssysteem is een wapenings-net met staafafstanden van 20 cm.

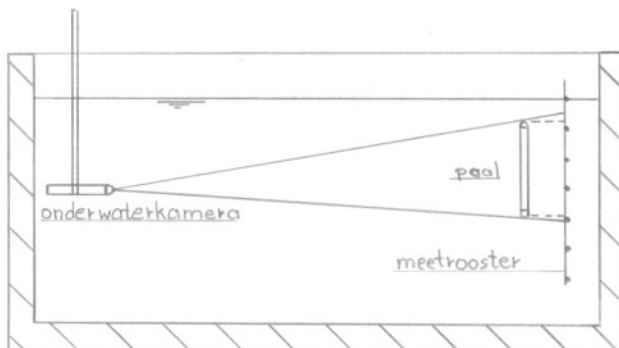


fig. III-4
parallax

Door opname van de baan tegen de achtergrond van het meetrooster ontstaat parallax. (fig. III-4) Naarmate de afstand tussen paal en rooster groter wordt, neemt de vertekening toe. Eveneens neemt de vertekening toe bij een kleinere afstand kamera - paal en bij sterkere groothoeklens van de kamera. Het probleem kan opgelost worden door een parallax-formule op te stellen, maar ook op de volgende manier, nl. door gebruik te maken van de videorecorder. Neem een beeld op van het meetrooster, teken dit beeld over op doorzichtig papier of plastic. (fig. III-7) Dit overgenomen rooster komt nu op de monitor te liggen. Nu worden vervolgens de proeven gedaan, zodanig dat de paal valt in het vlak waar het rooster stond. De baan van de paal wordt overgenomen op het papier en daarna wordt het monitorrooster weer omgezet in een rechtlijnig rooster. Eenvoudiger, maar hier niet mogelijk, zou zijn geweest het beeld van de paal af te spelen over het beeld van het meetrooster.

Door de overnamebewerkingen is de nauwkeurigheid afgenomen. Dit kan wel worden geaccepteerd i.v.m. de aard van het onderzoek. Tijdens de lancering wordt het tijdsverloop vastgelegd m.b.v. een digitale klok, die daarvoor in een waterdichte bak onder de waterspiegel werd opgesteld. Door een tijdschaal op te nemen kunnen de eerste afgeleiden bepaald worden.

Voor de situatie: fig. III-5

Opmerkingen:

- C) Het vlak waarin de paal valt moet voldoende ver van de wand afliggen om baanafwijkingen te voorkomen. Ligt dit vlak te dichtbij dan wordt het loslaatpunt van de grenslaag beïnvloed en treedt een asymmetrische situatie wat betreft loslaatpunt op. De paal zal dan niet in het meetroostervlak blijven. De beweging is niet meer 2-dimensionaal, terwijl dit wel één van de uitgangspunten is (I-1 blz.12).

als afstand

Als afstand waar geen beïnvloeding merkbaar is, wordt in het algemeen 8 maal de diameter aangenomen. Dit komt hier neer op $8 * 4 = 32$ cm.

De afstand kamera - meetrooster bedraagt hierbij ongeveer 3 m.

- D) Modelwetten komen hier niet in het geding (I-1 blz.12) Het getal van Reynolds wordt gebruikt ter bepaling van de C_d -waarde en niet als mechanisch gelijkvormigheidskriterium.

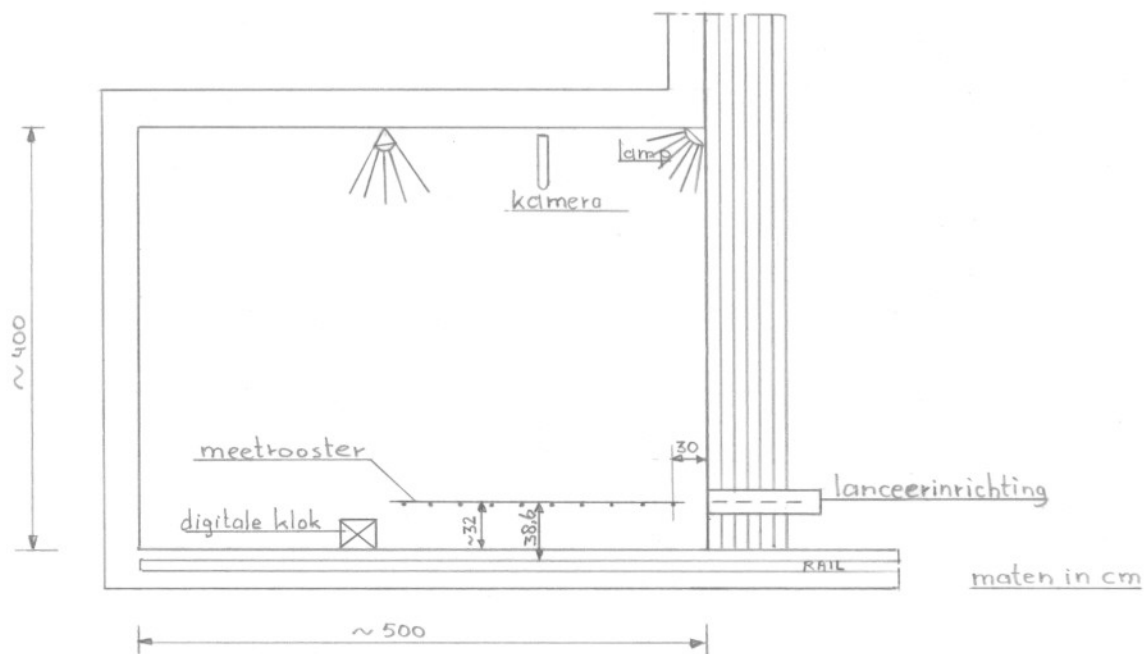


fig. III-5 situatie proefopstelling

Uitvoering proeven

Uitgegaan wordt van 2 verschillende beginsnelheden 15 en 30 cm/s en 3 verschillende hoogtes Δh : 13, 22 en 34 cm.

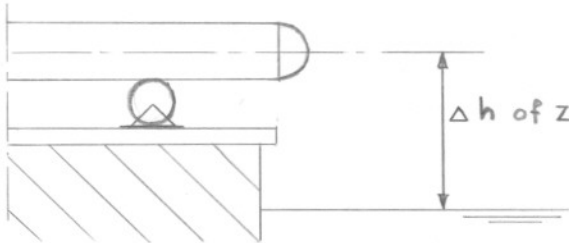


fig. III-6
niveauverschil

In tabel 1 worden de massa's en traagheidsmomenten vermeld. Opgemerkt wordt dat de werkelijke gewichten iets afwaken van de gewenste.

<u>Gewenst</u>	<u>Werkelijk</u>
30	29
90	85
150	150
180	179

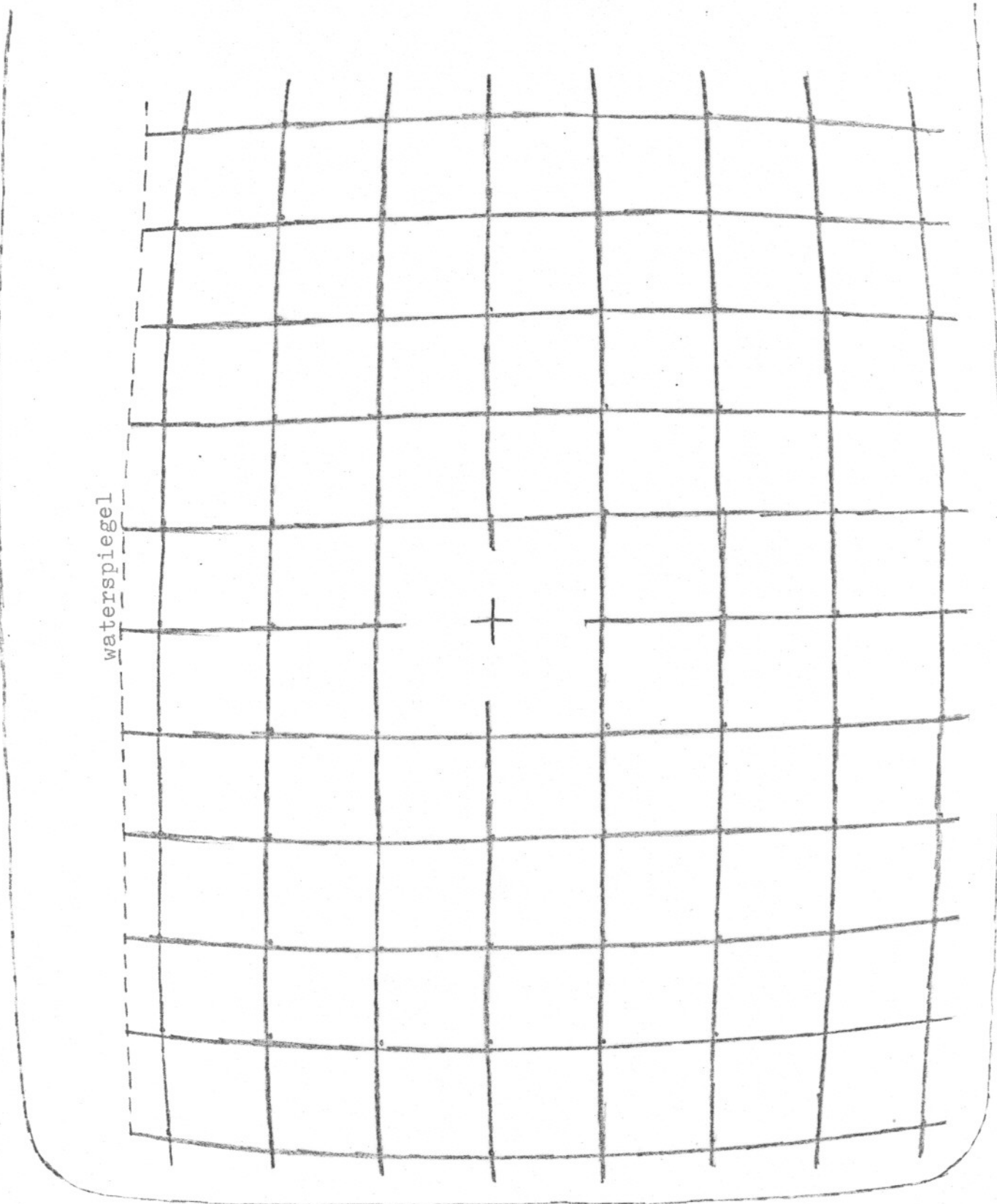
Gerekend is met de werkelijke gewichten; genoemd worden de gewenste.

De aanduiding 90 — 90 — 90 betekent dat de gewichten van 85 gr (gewenst 90 gr) aan de uiteinden en in het midden bevestigd zijn.

De aanduiding — 90,90,90 — geeft aan dat de betreffende 3 gewichten in het midden bevestigd zijn.

De banen zijn te vinden op de bijlagen III-1 t/m 12
De bijgevoegde getallen zijn de tijdstippen in 1/10 sec vanaf het moment dat het zwaartepunt onder de waterspiegel zichtbaar is ($t = 0$).

De einddetektie is gedefiniëerd als zijnde het moment waarop een paaluiteinde de waterspiegel weer bereikt.

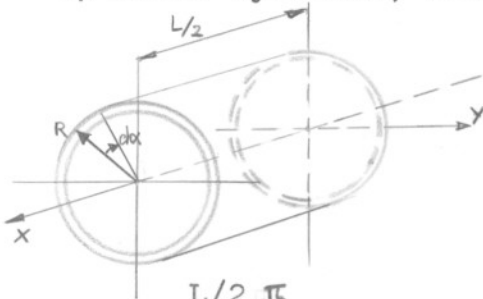


Monitorrooster

fig. III-7

Berekening massatraagheidsmomenten holle en massieve
cylinders

1) Holle cylinder; dunne wand



wanddikte δ
straal R

$$\begin{aligned}
 I_x &= 4 \cdot \int_0^{L/2} \int_0^\pi \delta \cdot \rho \cdot R \cdot d\alpha \cdot dx \cdot (x^2 + R^2 \cdot \sin^2 \alpha) \\
 &= 4 \cdot \rho \cdot \delta \cdot R \int_0^{L/2} \int_0^\pi (x^2 + R^2 \cdot \sin^2 \alpha) d\alpha \cdot dx \\
 &= 4 \cdot \rho \cdot \delta \cdot R \int_0^{L/2} x^2 \cdot d\alpha \cdot dx + 4 \cdot \rho \cdot \delta \cdot R^3 \int_0^{L/2} \int_0^\pi \sin^2 \alpha \cdot d\alpha \cdot dx \\
 &= 4 \cdot \rho \cdot \delta \cdot R \int_0^{L/2} x^2 \cdot \alpha \Big|_0^\pi \cdot dx + 4 \cdot \rho \cdot \delta \cdot R^3 \int_0^{L/2} \left(\frac{1}{2} \alpha - \frac{\cos \alpha \cdot \sin \alpha}{2} \right) \Big|_0^\pi \cdot dx \\
 &= 4 \cdot \rho \cdot \delta \cdot R \cdot \pi \int_0^{L/2} x^2 \cdot dx + 4/2 \cdot \rho \cdot \delta \cdot R^3 \cdot \pi \int_0^{L/2} dx \\
 &= 4 \cdot \rho \cdot \delta \cdot R \cdot \pi \cdot 1/3 \cdot x^3 \Big|_0^{L/2} + 2 \cdot \rho \cdot \delta \cdot R^3 \cdot \pi \cdot x \Big|_0^{L/2} \\
 &= 1/6 \cdot \pi \cdot R \cdot \delta \cdot \rho \cdot L^3 + 2 \cdot \pi \cdot R^3 \cdot \delta \cdot \rho \cdot L/2
 \end{aligned}$$

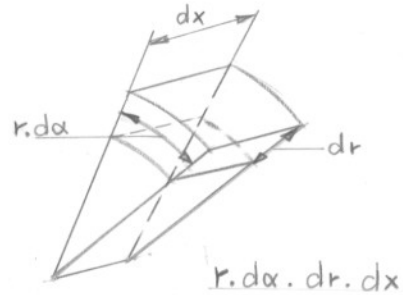
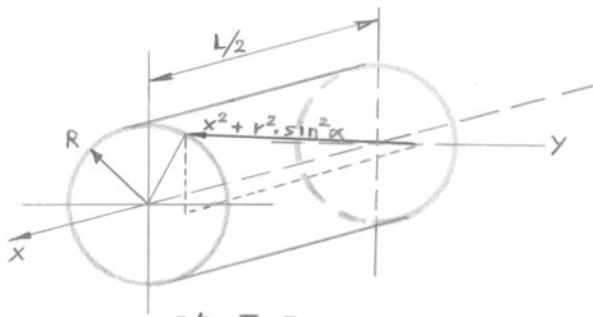
$$M = \rho \cdot 2 \cdot \pi \cdot R \cdot \delta \cdot L \quad \text{zodat,}$$

$$I_x = 1/12 \cdot M \cdot L^2 + 1/2 \cdot M \cdot R^2$$

Bij een dunwandige, slanke buis is de laatste term te verwaarlozen, zodat:

$$I_x = 1/12 \cdot M \cdot L^2$$

2) Massive cylinder



$$\begin{aligned}
 I_x &= 4 \int_0^{L/2} \int_0^\pi \int_0^R \rho \cdot (r \cdot d\alpha) \cdot (dr) \cdot (dx) \cdot (x^2 + r^2 \cdot \sin^2 \alpha) \\
 &= 4 \cdot \rho \int_0^{L/2} \int_0^\pi \int_0^R r \cdot x^2 \cdot dx \cdot d\alpha \cdot dr + 4 \cdot \rho \int_0^{L/2} \int_0^\pi \int_0^R r^3 \cdot \sin^2 \alpha \cdot dx \cdot d\alpha \cdot dr \\
 &= 4 \cdot \rho \cdot \frac{1}{2} \cdot R^2 \int_0^{L/2} \int_0^\pi x^2 \cdot d\alpha \cdot dx + 4 \cdot \rho \cdot \frac{1}{2} \cdot R^4 \int_0^{L/2} \int_0^\pi \sin^2 \alpha \cdot d\alpha \cdot dx \\
 &= 4 \cdot \rho \cdot \frac{1}{2} \cdot R^2 \int_0^{L/2} x^2 \cdot d\alpha \cdot dx + \rho \cdot R^4 \int_0^{L/2} \int_0^\pi \sin^2 \alpha \cdot d\alpha \cdot dx \\
 &= 2 \cdot \rho \cdot R^2 \cdot \alpha \Big|_0^\pi \int_0^{L/2} x^2 \cdot dx + \rho \cdot R^4 \cdot \frac{1}{2} \cdot \alpha \Big|_0^\pi \int_0^{L/2} dx \\
 &= 2 \cdot \rho \cdot \pi \cdot R^2 \int_0^{L/2} x^2 \cdot dx + \rho \cdot \frac{1}{2} \cdot \pi \cdot R^4 \int_0^{L/2} dx \\
 &= 2 \cdot \rho \cdot \pi \cdot R^2 \cdot \frac{1}{3} \cdot x^3 \Big|_0^{L/2} + \rho \cdot \frac{1}{2} \cdot \pi \cdot R^4 \cdot x \Big|_0^{L/2} \\
 &= \frac{2}{24} \cdot \rho \cdot \pi \cdot R^2 \cdot L^3 + \rho \cdot \frac{1}{2} \cdot \pi \cdot R^4 \cdot L/2
 \end{aligned}$$

$M = \rho \cdot \pi \cdot R^2 \cdot L$ zodat:

$ \begin{aligned} I_x &= \frac{1}{12} \cdot M \cdot L^2 + \frac{1}{4} \cdot M \cdot R^2 \\ &= \frac{1}{4} \cdot M \cdot \left(\frac{1}{3} \cdot L^2 + R^2 \right) \end{aligned} $

Traagheidsmoment paal

buis	:	$l = 1,00 \text{ m}$	$I = 1/12.m.l^2 = 41,7 \cdot 10^{-3}$
		$m = 0,501 \text{ kg}$	
doppen	:	$r = 2 \text{ cm}$	$I = m.(l')^2 = 16,4 \cdot 10^{-3}$
		$m = 0,063 \text{ kg (2*)}$	
schroefstang:		$l = 1,02 \text{ m}$	$I = 1/12.m.l^2 = \underline{7,1 \cdot 10^{-3}}$
		$m = 0,082 \text{ kg}$	
			$I \text{ totaal in kg.m}^2 = 65,2 \cdot 10^{-3}$

Traagheidsmoment gewichtjes

b.v. grootste gewicht

buitendiameter	:	0,0330 m
binnendiameter	:	0,0035 m
massa	:	0,179 kg
lengte	:	0,025 m

$$I = 1/12.m.l^2 + \frac{1}{4}.m.r^2$$

$$= 1/12.0,179.0,025^2 + \frac{1}{4}.0,179.0,025^2 = 0(10^{-5}) + 0(10^{-5})$$

I is verwaarloosbaar klein. Alleen de verplaatsingsterm in de regel van Steiner speelt een rol.

Vergroting I t.g.v. gewichten

Gewichtsverdeling	+ I in kg.m ² *10 ⁻³	I kg.m ²	m kg
90 — 90 — 90	$2.0,085.0,494^2 = 41,5$	106,7	0,901
— 90, 90, 90 —	$2.0,085.0,012^2 = 0,1$	65,3	0,901
150 — 150 — 150	$2.0,150.0,489^2 = 71,9$	137,1	1,096
— 150,150,150 —	$2.0,150.0,021^2 = 0,2$	65,4	1,096
180 — 180 — 180	$2.0,179.0,487^2 = 85,1$	150,3	1,183
— 180,180,180 —	$2.0,179.0,025^2 = 0,3$	65,5	1,183

Tabel 1 $\Delta h = 34 \text{ cm}$

Pr. no.	massaverd.	m kg	P %	I kg.m ² *10 ⁻³	$\dot{x}(0)$ m/s	Opm.banen
1	180-180-180	1,183	91,3	150,3	15	praktisch
2	180-180-180	1,183	91,3	150,3	30	identiek
3	-180180180-	1,183	91,3	65,5	30	identiek
4	-180180180-	1,183	91,3	65,5	15	
5	90-90	0,816	63,0	106,7	30	identiek, ook aan 7,8
6	90-90	0,816	63,0	106,7	15	
7	-90,90-	0,816	63,0	65,3	30	identiek, ook aan 5,6
8	-90,90-	0,816	63,0	65,3	15	
9	-150150150-	1,096	84,8	65,4	30	
10	-150150150-	1,096	84,8	65,4	15	
11	150-150-150	1,096	84,8	137,1	30	
12	150-150-150	1,096	84,8	137,1	15	
13	-90,90,90-	0,901	69,7	65,3	30	identiek
14	-90,90,90-	0,901	69,7	65,3	15	
15	90-90-90	0,901	69,7	106,7	30	verder dan 13,14 kleiner dieper dan 15
16	90-90-90	0,901	69,7	106,7	15	

Tabel 1 (vervolg) $\Delta h = 13 \text{ cm}$

Pr. no.	massaverd.	m kg	P %	I kg.m^2 $\cdot 10^{-3}$	$\dot{x}(0)$ m/s	Opm.banen
17	-90,90,90-	0,901	69,7	65,3	15	
18	-90,90,90-	0,901	69,7	65,3	30	dieper dan 17
19	90—90—90	0,901	69,7	106,7	30	dieper dan 20
20	90—90—90	0,901	69,7	106,7	15	
21	—90,90—	0,816	63,0	65,3	15	eerder omhoog
22	—90,90—	0,816	63,0	65,3	30	dan 20
23	90—90	0,816	63,0	106,7	30	dieper dan 20
24	90—90	0,816	63,0	106,7	15	
25	-150150150-	1,096	84,8	65,4	15	
26	-150150150-	1,096	84,8	65,4	30	dieper dan 25
27	150-150-150	1,096	84,8	137,1	30	dieper dan 28
28	150-150-150	1,096	84,8	137,1	15	
29	-180180180-	1,183	91,3	65,5	15	
30	-180180180-	1,183	91,3	65,5	30	30,31 identiek
31	180-180-180	1,183	91,3	150,3	30	31,30 identiek
32	180-180-180	1,183	91,3	150,3	15	
33	270-180-180	1,268	98,0	171,0	15	
34	180-180-270	1,268	98,0	171,0	15	
35	180-270-180	1,268	98,0	150,3	15	
36	180-270-180	1,268	98,0	150,3	30	dieper dan 35
37	-180270180-	1,268	98,0	65,5	30	
38	-180270180-	1,268	98,0	65,5	15	

Tabel 1 (vervolg) $\Delta h = 22 \text{ cm}$

Pr. no.	massaverd.	m kg	P %	I kg.m^2 $\cdot 10^{-3}$	$\dot{x}(0)$ m/s	Opm.banen
39	-180270180-	1,268	98,0	65,5	15	39,40,41,42, identiek
40	-180270180-	1,268	98,0	65,5	30	
41	180-270-180	1,268	98,0	150,3	30	
42	180-270-180	1,268	98,0	150,3	15	
43	180-180-180	1,183	91,3	150,3	15	43,44,45,46, bijna identiek
44	180-180-180	1,183	91,3	150,3	30	
45	-180180180-	1,183	91,3	65,5	30	
46	-180180180-	1,183	91,3	65,5	15	
47	-150150150-	1,096	84,8	65,4	15	
48	-150150150-	1,096	84,8	65,4	30	
49	150-150-150	1,096	84,8	137,1	30	
50	150-150-150	1,096	84,8	137,1	15	
51	-90,90,90-	0,901	69,7	65,3	15	
52	-90,90,90-	0,901	69,7	65,3	30	
53	—90,90—	0,816	63,0	65,3	30	
54	—90,90—	0,816	63,0	65,3	15	
55	90—90—90	0,901	69,7	106,7	15	
56	90—90—90	0,901	69,7	106,7	30	
57	90—90	0,816	63,0	106,7	30	
58	90—90	0,816	63,0	106,7	15	

DEEL IV

RESULTATEN EN KONKLUSIES

IV-1 RESULTATEN EN KONKLUSIES

1.1 GEVOELIGHEIDSONDERZOEK WRIJVING EN BEGINSNELHEID IN FASE 1

In fase 1 en 2 glijdt de paal over een rand. Er treedt een wrijvingskracht op, waarbij de wrijvingscoëfficiënt f is en de wrijvingskracht $f.F$ is. De orde grootte van deze coëfficiënt f ligt in de praktijk (en ook bij de controleproeven) rond de waarde 0,01. Omdat deze waarde laag en niet exakt bekend is, zal onderzocht worden welke invloed veranderingen van de waarde f op de baan zullen hebben. Zouden de veranderingen in de waarde van f tot zelfs $f = 0$ weinig of geen invloed hebben, waardoor de wrijvingskracht verwaarloosbaar zou zijn, dan zouden de op te lossen vergelijkingen en dus ook de analoge schakeling aanzienlijk verkleind kunnen worden. Omdat ook de beginsnelheid niet zeer nauwkeurig bekend is, zal ook deze grootte gevarieerd worden en de invloed hiervan op de baan vastgesteld worden. Hoogteplotjes zijn gemaakt waarin de plaats van de voorkant paal resp. snelheid paal resp. rotatiesnelheid paal aangegeven zijn bij variërende f en beginsnelheid $\dot{x}(0)$. De digitale software (SENS1, P01) wordt verduidelijkt in de stroomdiagrammen op bijlagen II-19, 20.

De hoogteplotjes bevinden zich op de bijlagen IV-1.a t/m l. Uit de figuren van de bijlagen IV-1 a, b en c blijkt duidelijk dat voor het gebied ($f = 0,000 - 0,045$; $\dot{x}(0) = 0,05 - 0,50$ m/s) voor de baan geen onafhankelijkheid geldt van zowel f als $\dot{x}(0)$. Het meest essentiële gebied namelijk het gebied rond het punt ($f = 0,01$; $\dot{x}(0) = 0,15$ m/s) is daarom nader bekeken. (bijlagen IV-1 d t/m l)

Voor het interval ($\dot{x}(0) = 0,10 - 0,19$ m/s) blijkt dat de plaats van de voorkant (V.P), de snelheid van het zwaartepunt (S) en de rotatiesnelheid van de paal (R.S) in redelijke mate onafhankelijk zijn van de coëfficiënt f . De relatieve verschillen bij de waarden $f = 0,006$ en

$f = 0,015$ bedragen resp. voor V.P = $\pm 1\%$; voor S = 2 - 8% en voor R.S = $\pm 2\%$.

De onafhankelijkheid van $x(0)$ in het beschouwde gebied is wat betreft V.P en R.S aanzienlijk geringer.

KONKLUSIE: De wrijvingskracht mag zeker nog niet verwaarloosd worden. Kleine afwijkingen van de waarden $f = 0,01$ en $\dot{x}(0) = 0,15$ m/s kunnen geaccepteerd worden (ordegrootte afwijkingen 10%).

1.2 INVLOED WRIJVINGSKOEFFICIENT OP DE GEHELE BAAN.

Bijlagen IV-2.a en IV-2.b laten ieder twee banen zien met $f = 0,01$ resp. $f = 0,00$. Bij het hoogteverschil van 34 cm is het verschil in banen zeer goed zichtbaar, terwijl dit bij een hoogteverschil van 13 cm zeer gering is.

KONKLUSIE: Algemeen zal de wrijvingskracht niet verwaarloosd mogen worden. Bij kleine niveauverschillen lijkt de verwaarlozing wel geoorloofd, doch de banen bij zeer kleine niveauverschillen zijn niet onderzocht, zodat weglaten van de wrijvingsterm zeker niet zonder meer gebeuren mag.

1.3 INVLOED BEGINSNELHEID OP DE GEHELE BAAN

Bijlagen IV-3.a,b

KONKLUSIE: De vorm van de baan is nauwelijks afhankelijk van de beginsnelheid. In het komputermodel iets meer dan in het kontrolemodel. De tendens wat betreft de bereikte diepte van de banen op bijlage 3.a volgt die van de overeenkomstige controleproeven. Bijlage 3.b geeft die tendens wat betreft de hoogste snelheid niet weer.

1.4 INVLOED TRAAGHEIDSMOMENT

Bijlagen IV-4.a en b

KONKLUSIE: Het traagheidsmoment I^* heeft geen grote invloed op de vorm van de baan.

1.5 INVLOED WEERSTANDSKOEFFICIENT C_d

Bijlage IV-5

KONKLUSIE: Omdat de C_d -waarde duidelijke invloed heeft op de baan is het instellen van een goede waarde van groot belang.

1.6 INVLOED TRAAGHEIDSKOEFFICIENT C_m

Bijlage IV-6

De invloed van de C_m -waarde is zichtbaar minder groot dan die van de C_d -waarde.

KONKLUSIE: Gebruik van de theoretische waarde $C_m = 1.00$ is ook een praktisch zeer toepasbare waarde.

1.7 KONTROLE OP DE TIJDSAFHANKELIJKHEID VAN DE BAAN

Bijlage IV-7

KONKLUSIE: Behalve de lengtedimensie komt het computermodel ook wat betreft de tijddimensie zeer goed overeen met de bijbehorende controleproef.

1.8 VERGELIJKING VAN DE TWEE VERSCHILLENDE DIGITALE BEREKENINGSMETHODEN (RW, RH en RB, RE)

Bijlage IV-8.a en b

Bij de gekozen C_d - en C_m -waarden is de methode RW, RH (iteratieve methode per tijdstapje m.b.v. een gemiddelde toestand) een betere benadering van de baan dan de methode RB, RE (iteratief per hele baan zonder gebruikmaking van een middelingsmethode).

KONKLUSIE: Methode RH is niet alleen sneller, maar ook nauwkeuriger. Dit laatste is een logisch gevolg van de middelingsprocedure.

1.9 VERGELIJKING VAN DE RESULTATEN VAN HET KOMPUTERMODEL MET DE KONTROLEPROEVEN

Bijlagen IV-9.a,b,c,d,e en f

De in de bijlagen aangegeven stippellijnen zijn de banen van de overeenkomstige controleproeven.

De figuren laten zien dat de banen, waarbij een groter niveauverschil aanwezig was, dichter liggen bij de overeenkomstige banen van de controleproeven, dan die met een klein niveauverschil.

In het mathematische model is uitgegaan van een oneindig slanke paal. In werkelijkheid is dit uiteraard niet het geval. Bij geringere afmetingen van de baan zal de door de bovengenoemde aanname ontstane relatieve fout dan ook toenemen. Zie b.v. ter illustratie de theoretische lengte onder water (L) en de lengte (L') waarop in werkelijkheid zich de hydrodyn. krachten ontwikkelen, wanneer t.g.v. het geringe niveauverschil de invalshoek gering is (zie fig.IV-1). Een tweede fout die zich bij kleine niveauverschillen meer doet gevoelen wordt aangetoond m.b.v. fig.IV-2.

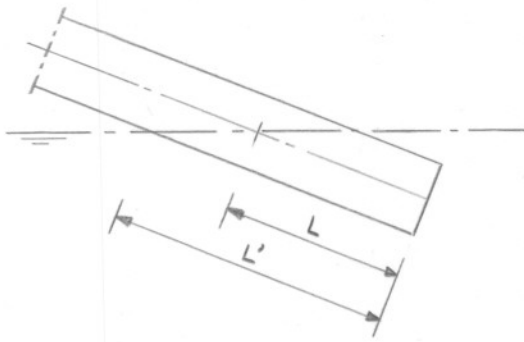


fig.IV-1

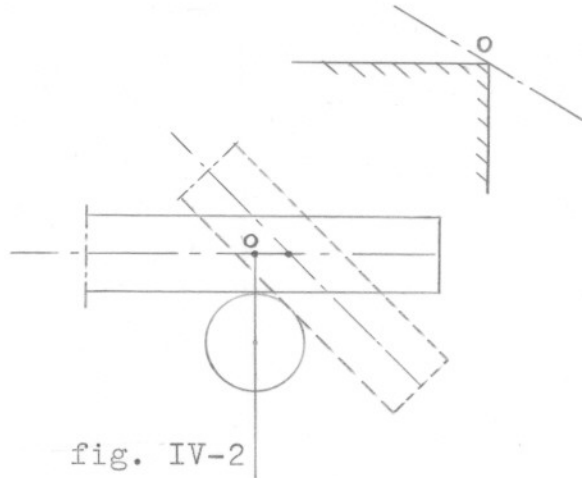


fig. IV-2

Door het niet oneindig en slank zijn van de paal en de aanwezigheid van de rol in de controleproeven is het wiskundige model niet een exacte representatie (weergave) van de werkelijkheid.

Het effect van deze geïntroduceerde fouten is moeilijk voorspelbaar. De fouten zouden een oorzaak kunnen zijn voor de gevonden verschillen.

IV-2 KONKLUSIES T.A.V. DE RESULTATEN

De figuren in bijlagen IV laten zien dat het komputer-model in goede overeenstemming is met het controlemodel. Dit geldt zowel voor de verschillende paaltypes als voor de verschillende niveauverschillen.

De volgende konklusies lijken daarom gerechtvaardigd:

- A: aangezien de balansvergelijkingen exakt zijn bij de veronderstelling dat de paal oneindig slank is, zijn de hydrodyn. krachten op een acceptabele wijze ingevoerd
- B: de toegepaste Morison-vergelijking (ontbinden van de snelheids- en versnellingsvectoren \perp en $//$ paalas en daarna krachtenbepaling \perp en $//$ paalas) is in dit onderzoek aanvaardbaar.
- C: de bij de bepaling van de hydrodyn. krachten gekozen koëfficiënten zijn verantwoord d.w.z.: de gekozen $C_{d\perp}$, $C_{m\perp}$, $C_{d//}$ en $C_{m//}$ hebben een goede ordegrötte voor alle fasen (vergelijk tabel blz.33 onder punt C).

Algemeen zijn de volgende koëfficiëntwaarden ingevoerd:

$$\begin{array}{ll} C_{d\perp} = 1,3 & C_{m\perp} = 1,00 \\ C_{d//} = 0,7 & C_{m//} = 0,05 \end{array}$$

Fig. I-12 en I-13 laten zien dat de gekozen waarde $C_{d\perp} = 1,3$ zeker acceptabel is. Dit geldt ook voor $C_{d//}$ (zie pag.33, waarin wordt verondersteld dat $C_{d//} \simeq \frac{1}{2} * C_{d\perp} \simeq 0,6$). De waarden van $C_{m\perp}$ en $C_{m//}$ zijn dezelfde zoals die beredeneerd zijn op pag. 15 e.v., resp. pag.33 e.v. Voor de tweede fase wordt de C_d -waarde vergroot t.g.v. een stootbelasting (botsing tegen het wateroppervlak). Deze vergroting is afhankelijk gesteld van het niveauverschil (hoe groter de valhoogte, hoe groter de klap). Deze vergrotingsfaktor is gekozen op de waarde 3 bij een hoogteverschil van 34 cm en een waarde 1 bij een hoogteverschil van 13 cm. Alleen het feit, dat deze factoren niet

extreem groot zijn, noch beneden de waarde 1 liggen is een indicatie dat deze waarden niet irreëel zijn. Konklusies omtrent deze waarden kunnen niet getrokken worden voordat een nauwkeurig modelonderzoek naar het verloop van de krachten in de tweede fase gedaan is. Het is nog enigszins de vraag in hoeverre dit noodzakelijk is voor de simulatie van een jacket.

Wat betreft de weerstandsterm in de langsrichting is er onderscheid gemaakt tussen fase 2 en 3 enerzijds en fase 4 anderzijds. In fase 4 is de paal geheel onder water, in fase 2 en 3 is dit niet het geval. Voor fase 2 en 3 is een reductiefactor CO_{1a} ingevoerd (zie pag.33) die in het komputermodel de waarde 0,4 heeft gekregen. Ook deze waarde lijkt aannemelijk.

Resumerend kan opgemerkt worden, dat de diverse factoren een aanvaardbare waarde hebben gekregen gezien de resultaten van het komputermodel.

IV-3 KONKLUSIES T.A.V. DE VOORTZETTING VAN HET ONDERZOEK

De resultaten tot nu toe (dus van uitsluitend een enkelvoudige paal) zijn zeer bevredigend te noemen. Vanuit dat oogpunt is voortzetting zeker aan te bevelen.

Als volgende stap wordt uitbreiding tot een palensysteem (nog geen jacket) als de meest logische gezien (zie pag.64). De hierbij behorende differentiaalvergelijkingen zijn echter aanzienlijk uitgebreider, wat tot gevolg heeft dat het analoge rekengedeelte omvangrijker zal worden; misschien zelfs te omvangrijk voor de beschikbare rekenautomaat. Er zal echter onderzocht kunnen worden of besparing op het aantal rekencomponenten voor het model voor de enkelvoudige paal mogelijk is (deskundigen zullen zeker een kompakter model kunnen samenstellen).

Bovendien kan onderzocht worden of een palensysteem behandeld kan worden als een aantal enkelvoudige palen, waarbij dan koppelingsvoorwaarden ingevoerd moeten worden. Om tot versnelling van het digitale rekenproces te komen

kan onderzocht worden of tot een linearisatie van de hydrodyn. krachten gekomen kan worden b.v. m.b.v. een reeksontwikkeling zonder dat de nauwkeurigheid te veel geweld aangedaan wordt. Eventueel zou m.b.v. die linearisatie een eerste benadering van de hydrodyn. krachten gedaan kunnen worden.

De algehele komklusie is, dat het onderzoek zeker niet als beëindigd beschouwd mag worden en dat een voortzetting mogelijk lijkt.

Het is hierbij wel aan te bevelen om daarnaast uitgebreidere en nauwkeuriger modelproeven uit te voeren om een beter inzicht te verkrijgen in de moeilijk theoretisch te benaderen stootbelasting in de 2e fase en de weerstandskracht // paalas in zowel de 2e, 3e als de 4e fase.

LITERATUUR

- 1: -;1972-1973
Vakwerkconstructies in zee
Stichting Postdoctoraal onderwijs in de civiele techniek
T.H.-Delft
- 2: -;1975
Planning and installation of the first Forties Field
platform
Oceanology International 75
- 3: M.Metcalf, Earl, Wright; 1974
OPUS-An offshore platform upending simulationsystem
OTC-papernumber 2035, Dallas-Texas
- 4: R.Wiegel; 1964
Oceanographical Engineering
Prentice Hall, Englewood Cliffs, N.J.
- 5: H.E.Saunders; 1957
Hydrodynamics in shipdesign
The Soc. of Naval Architects and Marine Engineers, N.Y.
- 6: W.Duncan, Thom, Young; 1974
Mechanics of fluids
- 7: S.Goldstein; 1952
Modern developments in fluid dynamics, Vol.II
Oxford
- 8: A.Laird, C.Johnson, R.Walker; March 1959
Waterforces on accelerated cylinders
Journal of the Waterways and Harbor Division (ASCE)

- 9: C.Ockhuysen; 1975
Onderzoek naar hydraulische krachten op een hellende paal in eenparige stroom
Afstudeerrapport, Kustwaterbouwkunde, Civiele Techniek
T.H.Delft
- 10: R.Luynenburg; 1976
Onderzoek naar hydrodynamische krachten op een hellende paal in een oscillerende stroom
Afstudeerrapport, Kustwaterbouwkunde, Civiele Techniek
T.H.Delft
- 11: J.Schönfeld; 1971
Collegediktaat Puntmechanica en Starre lichamen
T.H.Delft
- 12: L.Dekker, J.C.Zuidervaart; 1969
Collegediktaat Analooq en Hybried Rekenen
T.H.Delft
- 13: G.A.Bekey, W.J.Karplus; 1968
Hybrid Computation
Wiley, N.Y.
- 14: A.Snijders; 1975
Collegediktaat Inleiding Schakeltechniek
T.H.Delft
- 15: Handleiding Hybriede Installatie
Rekencentrum, T.H.Delft
- 16: Diverse uitgaven Rekencentrum, Hybriede Rekenafdeling
 - Inleiding tot modulair programmeren, bulletin no.2
 - Sneller rekenen met IBM-1800-Fortran (1970)
 - Hybrid Communication Routines for the AD4-IBM1800

