

KONINKLIJK NEDERLANDS METEOROLOGISCH INSTITUUT
OPSTELLEN OP OCEANOGRAPHISCH EN MARITIEM
METEOROLOGISCH GEBIED

No. 11

DR. P. GROEN EN DR. R. DORRESTEIN

ZEEGOLVEN

Derde, herziene druk

1976

STAATSDRUKKERIJ- EN UITGEVERIJBEDRIJF
'S-GRAVENHAGE

PUBLIKATIENUMMER: K.N.M.I. 111-11

DERDE DRUK, 1976

U.D.C.: 551.466.3/.4

INHOUD

pagina

11	Inleiding
11	0.1 Belang van het onderwerp
11	0.2 Beperking van het onderwerp
13	0.3 Indeling van het onderwerp

HOOFDSTUK 1: Enkelvoudige golven

15	1.1 Enkelvoudige golven; grondbegrippen
16	1.2 De betrekking tussen golflengte, periode en voortplantings-snelheid
17	1.3 Banen der waterdeeltjes bij golven in diep water
22	1.4 Golven in ondiep water
23	1.5 C , L of T te berekenen als één van de drie gegeven is
28	1.6 Energie van de golven
29	1.7 Eenling-golven of 'solitary waves'
30	1.8 Drukschommelingen in golven

HOOFDSTUK 2: Samengestelde golven

31	2.1 Het werkelijk aanzien van de golven
31	2.2 Niet-enkelvoudige golfsystemen
34	2.3 Golfgroepen; groepssnelheid
35	2.4 Groepssnelheid is energievoortplantingssnelheid
38	2.5 Zeegang en deining

HOOFDSTUK 3: Methoden en uitkomsten van waarneming en meting van golven

40	3.1 'Visuele' en 'significante' golfhoogte en -periode
43	3.2 Waarneming met eenvoudige hulpmiddelen
46	3.3 Meting van golven met instrumentele hulpmiddelen
50	3.4 Enige waarnemingsgegevens
55	3.5 Golfspectra

HOOFDSTUK 4: Ontwikkeling van zeevang en deining

60	4.1	Hoe wind de golven doet groeien
63	4.2	Windbaan en duur
67	4.3	Bepaling van golfhoogte en golfperiode van zeevang uit windsnelheid, duur en windbaan
69	4.4	Golven opgewekt op water van beperkte diepte
71	4.5	Praktijkvoorbeelden
77	4.6	Gedrag van deining
83	4.7	Kunstmatige demping van golven

HOOFDSTUK 5: Veranderingen, die golven nabij de kust ondergaan

84	5.1	Overzicht
84	5.2	Verandering van snelheid (en lengte) en hoogte in ondiep water
88	5.3	Refractie of zwenking der golfkammen in ondiep water
100	5.4	DiffRACTIE of buiging
102	5.5	Terugkaatsing
104	5.6	Energieverlies door wrijving langs de bodem
104	5.7	Verandering van snelheid (en lengte) en hoogte in gebieden met stromingen
110	5.8	Refractie in gebieden met stromingen
111	5.9	Breken der golven, branding

119	Selectie van literatuur; gebruikte bronnen
-----	---

DIAGRAMMEN I-VIII

SYMBOLEN die op meer dan één plaats voorkomen

b	= onderlinge afstand van twee naburige 'stralen' (orthogonale trajectoriën) (§ 5.3)
b_0	= bovengenoemde afstand (b) in diep water (§ 5.3)
C	= voortplantingssnelheid of fasesnelheid
C_0	= voortplantingssnelheid in niet stromend, diep water
C_s	= $(g/2\pi)T_s$ (§ 4.2)
d	= diepte van een bepaald niveau in het water
D	= diepte van het water (tot de bodem)
D_b	= diepte op de plaats waar de golven breken (branding-diepte) (§ 5.9)
e	= 2.718... = grondtal van het natuurlijke logaritmenstelsel
E	= gemiddelde golfenergie per eenheid van oppervlak (§ 1.6)
f	= frequentie = (periode) ⁻¹
F	= windbaan of fetch (§ 4.2)
g	= zwaartekrachtsversnelling (= ongeveer 9,8 meter per seconde ²)
H	= golfhoogte
H_0	= golfhoogte (deininghoogte) in niet stromend, diep water
H_0^*	= KH_0 (§ 5.31)
H_b	= breker-hoogte (§ 5.9)
H_s	= 'significante' golfhoogte (§ 3.1)
K	= refractiefactor = $\sqrt{b_0/b}$ (§ 5.3)
L	= golflengte
L_0	= golflengte in niet stromend, diep water
m	= tangens van de hellingshoek van een dijk of strand (§ 5.5)
n	= V/C (§ 5.2)
r	= reflectiecoëfficiënt (§ 5.5)
s	= H/L = steilheid
s_0	= steilheid in niet stromend, diep water
t	= windduur (§ 4.2)
T	= golfperiode
T_s	= 'significante' periode (§ 3.1)
U	= windsnelheid (op 10 m hoogte) of stroomsnelheid (§ 5.7)
V	= groepssnelheid of energie-voortplantingssnelheid
α	= hoek die de golfkammen met de dieptelijnen maken (§ 5.3)
α_0	= hoek die de golfkammen in diep water met de dieptelijnen maken (§ 5.3)
α_b	= hoek die de brekende golfkammen met de dieptelijn ter plaatse maken (§ 5.9)
ρ	= dichtheid van het zeewater (1020-1030 kg/m ³)
ξ	= $m \times (H_0/L_0)^{-\frac{1}{2}}$ (§ 5.5)

EENHEDEN

Lengte-eenheden, die hier gebruikt worden, zijn

de *meter* (m) en

de *zeemijl* (zm) = 1852 m.

Eenheden van snelheid zijn

de *meter per seconde* (m/s) en

de *knoop* (knot; kn) = 1 zeemijl per uur = 0,514 m/s.

Overigens is waar mogelijk het 'Internationale Systeem van Eenheden (SI)' toegepast dat, zover het de hier behandelde stof betreft, gebaseerd is op de drie basis-eenheden meter, kilogram en seconde.

UIT HET WOORD VOORAF BIJ DE EERSTE DRUK (1949)

Dit boekje beoogt in de eerste plaats de zeevarenden, van wie thans, op grond van de besluiten van de Conferentie van de Organisation Météorologique Internationale te Washington D.C. in 1947, meer gedetailleerde waarnemingen van zeegolven verwacht worden, een leidraad voor enigszins verder gaande studie van het gedrag van zeegolven te verschaffen en mede daardoor zo mogelijk hun belangstelling in het onderwerp te verlevendigen.

In de tweede plaats wil het ten behoeve van Nederlandse belanghebbenden een beschrijving geven van de principes en methoden van berekening van zeegang, deining en branding uit gegevens van het windveld op zee en eventueel van de zeebodemtopografie voor de kust. Zulke berekeningen hebben niet alleen een groot militair belang, doch kunnen ook van veel nut zijn in verband met kustwerken en dergelijke.

Tenslotte kan het wellicht ook voor een ruimere kring van belangstellenden een inleiding vormen tot een meerdere kennis omtrent de boeiende verschijnselen der watergolven, waarmee zelfs vele natuurkundigen maar betrekkelijk weinig bekend zijn.

WOORD VOORAF BIJ DE TWEEDE DRUK (1957)

Sinds acht jaar geleden de tekst voor de eerste druk van dit boekje geschreven werd, is door het in vele landen verrichte onderzoek op het gebied der zeegolven onze kennis op vele punten uitgebreid en verdiept. Toen dan ook, door het uitverkocht geraken van de eerste druk, een tweede druk wenselijk bleek te zijn, werd het noodzakelijk de gehele inhoud in het licht van de huidige kennis op dit terrein te herzien en hier en daar wijzigingen en uitbreidingen aan te brengen. Zo is thans bijvoorbeeld enige bijzondere aandacht besteed aan de golfspectra, terwijl de hoofdstukken IV en V op enkele plaatsen min of meer omgewerkt zijn. Sommige gedeelten hebben daardoor wel een iets meer 'technisch' karakter gekregen, doch dat is naar onze mening de praktische bruikbaarheid van het gebodene voor bepaalde berekeningen betreffende zeegolven ten goede gekomen. Overigens zijn opzet en doel van het boekje in het algemeen onveranderd gebleven. Nieuw is echter dat de achterin het boekje opgenomen diagrammen thans losbladig zijn gehouden. Gehoopt wordt hiermede de bruikbaarheid te verhogen, terwijl daardoor tevens de gelegenheid is geschapen om de diagrammen, zodra dit op grond van de vorderingen der wetenschap wenselijk wordt geacht, op eenvoudige wijze door nieuwe te kunnen vervangen.

WOORD VOORAF BIJ DE DERDE DRUK (1976)

Omdat de tweede druk van dit boekje reeds een aantal jaren is uitverkocht en er van vele zijden belangstelling bleek te bestaan voor een nieuwe dergelijke uitgave,

werd deze herziene nieuwe druk voorbereid. In de nu meer dan achttien jaren die zijn verlopen sinds de vorige druk uitkwam heeft onze kennis, ook op het gebied van zeegolven, grote vorderingen gemaakt. Daarom was, in nog sterkere mate dan in 1957, een volledige revisie en het aanbrengen van vele wijzigingen en aanvullingen noodzakelijk, althans in de hoofdstukken 3, 4 en 5.

Omdat het doel en de opzet van het boekje dezelfde zijn gebleven, namelijk het geven van een inleiding in het onderwerp en het geven van enige richtlijnen ten behoeve van eenvoudige praktische toepassingen, is gepoogd de oorspronkelijke stijl en het betrekkelijk elementaire karakter van het boekje zo veel mogelijk te handhaven.

Deze herziene druk werd in hoofdzaak verzorgd door de tweede auteur. De revisie van hoofdstuk 4 werd voor een groot deel voorbereid door drs. E. Bouws, die ook de herziene diagrammen I, II en III maakte, terwijl drs. P. Kruseman assisteerde bij de revisie van de eerste drie hoofdstukken.

juli 1976

*De Hoofddirecteur van het
Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut,*

Dr. H. C. Bijvoet

INLEIDING

0.1 Belang van het onderwerp

Het onderwerp 'Zeegolven' maakt deel uit van de algemene tak van wetenschap die fysische oceanografie genoemd wordt. Als zodanig heeft het dus een onmiddellijk wetenschappelijk belang.

De studie van dit onderwerp heeft echter ook een grote praktische betekenis.

Gedurende de tweede wereldoorlog heeft het onderzoek van zeegolven een sterke impuls gekregen, omdat landings- en amfibieoperaties een betere kennis van zeegang, deining en branding noodzakelijk maakten.

Na de oorlog is het onderzoek op vele plaatsen voortgezet en worden de resultaten op allerlei terrein gebruikt, zoals bijvoorbeeld bij de scheepsbouw en bij het beoordelen van de invloed van de golven op natuurlijke kustvormen, op dijken en op technische installaties in zee (b.v. booreilanden) en aan de kust.

Een belangrijke toepassing van de kennis van zeegolven is het opstellen van golfverwachtingen met behulp van windgegevens. Deze verwachtingen worden door het K.N.M.I. onder andere verstrekt aan Rijkswaterstaat, aan booreilanden op de Noordzee en aan schepen die voor hun oversteek van de Noordatlantische Oceaan van het K.N.M.I. adviezen krijgen over de meteorologisch gezien gunstigste route.

Het grote belang van de kennis van zeegolven heeft er ook toe geleid dat sinds 1948 in de scheepswerrapporten meer kwantitatieve gegevens over golven gevraagd worden.

Over zeegolven is in de laatste dertig jaren in toenemende mate gepubliceerd. Een (uiteraard verre van volledige) lijst van publikaties vindt de lezer achter in deze verhandeling.

0.2 Beperking van het onderwerp

We zullen ons in het volgende bij de behandeling van ons onderwerp in zoverre enigszins beperken, dat niet *alle* verschijnselen der zee, die men met goed recht golfverschijnselen kan noemen, behandeld zullen worden. Als zulke golfverschijnselen van de zee die buiten de opzet van dit boekje vallen willen we – volledigheidshalve – de volgende even noemen:

Getijden. Het verschijnsel van eb en vloed is, van bepaald standpunt beschouwd, óók een golfverschijnsel.

Tsoenami's. Dit is de Japanse naam voor bepaalde zéér lange 'vloedgolven' (tidal waves) die optreden bij een plotselinge beweging van de zeebodem of onderzeese vulkanische uitbarsing. De golflengte kan hier soms wel enige honderden kilometers bedragen. De verticale verheffing is in volle zee vaak maar betrekkelijk gering; door hun grote horizontale afmetingen kunnen ze desondanks, wanneer ze op een kust lopen, het water hoog opstuwen en grote overstromingen veroorzaken, zoals op de Hawaï-eilanden geschiedde door de tsoenami van 1 april 1946, die zijn oorsprong had bij de Aleoeten.

Bekend is ook de vloedgolf, die veroorzaakt is geworden door de Krakatau-eruptie op 27 augustus 1883 en die tot op de kusten van West-Europa is waargenomen.

Daar we bij tsoenami's te maken hebben met zg. 'lange golven' (zie § 1.4), waarvan de voortplantingssnelheid gelijk is aan de wortel uit het produkt van de diepte van het water en de versnelling der zwaartekracht, is hun voortplantingssnelheid in de oceanen betrekkelijk groot. Bij een diepte van 5000 m is deze niet minder dan 225 m/s of omstreeks 800 km per uur.

Bores. Onder bore of vloedbranding verstaat men het verschijnsel, dat nabij sommige riviermonden wordt waargenomen wanneer bij het opkomen van de vloed (vooral wanneer het springtij is) de getijgolf als een muur van water de rivier binnendringt, stroomopwaarts lopend. Het verschijnsel komt lang niet in alle riviermonden voor. Essentieel is, dat de vloed ter plaatse op een zeker tijdstip zeer snel opkomt en dat de riviermonding zich landinwaarts dermate vernauwt, dat de capaciteit te klein wordt om het opkomen van de vloed regelmatig te verwerken. Er ontstaat een ophoping, die aan de landzijde a.h.w. een steile wand vertoont, waarover het water voortdurend overstort, als bij een hoge branding. De bore komt o.a. voor in sommige Engelse rivieren, bijv. de Severn; in Frankrijk noemt men het verschijnsel 'mascaret'. Zeer indrukwekkend is het verschijnsel in de Amazone en vooral in de Tsien-tang-Kiang (China), waar de hoogte soms 8 m wordt.

Seiches. Een 'seiche' is een zg. staande golf of schommeling, waaraan een meer of zeeboezem *als geheel* onderworpen kan zijn en die te vergelijken is met het schommelen van het water in een langwerpige bak, waarvan men één uiteinde even heeft opgetild en weer neergezet. De perioden van seiches hangen af van de afmetingen van het waterbassin en kunnen van enige minuten tot vele uren bedragen.

Inwendige golven tenslotte onderscheiden zich van de gewone zeegolven doordat zij niet aan het oppervlak zetelen maar in het inwendige, namelijk vooral daar, waar een sprong of een betrekkelijk scherpe overgang van soortelijk lichter (bijvoorbeeld warmer, of minder zouthoudend) naar daaronder gelegen soortelijk zwaarder (kouder of zoutrijker) water gevonden wordt. Aan zulk een sprongvlak kan het ook gaan golven, doch daar wordt aan het oppervlak weinig van gemerkt. Deze inwendige golven zijn aanzienlijk 'trager' dan oppervlaktegolven.

0.3 Indeling van het onderwerp

In dit boekje zullen in het bijzonder die zeegolven ter sprake komen, waarvan het arbeidsvermogen geleverd is door de *wind*.

Wanneer golven nog groeiende zijn onder invloed van de wind, of wanneer de wind die de golven opwekte nog doorstaat, noemen we de golven *zeegang*. Er is dan een intense wisselwerking tussen de atmosfeer en de zee. Deze wisselwerking is op dit moment onderwerp van intensieve studie.

In een later stadium kan de wind boven deze golven wegvallen of kunnen de golven uit het windveld weglipen; ze gaan dan over in *deining*. Deininggolven leiden een min of meer zelfstandig bestaan, de aandrijvende rol van de wind is hierbij uitgespeeld. In hun zuivere vorm (bij windstilte) is het uiterlijk van deininggolven zeer verschillend van dat van zeeganggolven. Zeegang is onregelmatig, steil, met korte kammen, vol met kleine golfjes en rimpels en vaak met schuim bedekt; deining is (betrekkelijk) regelmatig, met flauwe hellingen, glad en met lange kammen.

Zowel zeegang- als deininggolven kunnen, na een zekere afstand doorlopen te hebben, een kust naderen, daarbij eerst verschillende veranderingen ondergaan en tenslotte hun einde vinden door te breken.

In het bovenstaande hebben we de drie hoofdstadia in het bestaan van zeegolven geschetst: (1) ontstaan en groei (door toedoen van de wind), (2) min of meer zelfstandig bestaan, en (3) vervorming en vernietiging (door toedoen van de vaste aarde).

Het tweede stadium, dat van deining, is principieel het eenvoudigste van de drie. De hydrodynamische theorieën over watergolven zijn in dit stadium het beste van toepassing. Over de theoretische grondbegrippen vindt de lezer iets in de hoofdstukken 1 en 2. (In vele details is de hydrodynamische theorie van zelfs de eenvoudigste watergolven allerm minst eenvoudig, maar in de hoofdtrekken wel.) De ontwikkeling van zeegang en deining wordt verder besproken in hoofdstuk 4. De verschillende facetten van het laatste stadium komen in hoofdstuk 5 aan de beurt, terwijl hoofdstuk 3 iets vermeldt over waarnemingsmethoden en -resultaten.

Zoals allergeve in de natuurwetenschappen, wordt ook bij het zeegolvenonderzoek getracht de grote kloof die gaapt tussen de theorie (die vaak slechts van al te simpele onderstellingen kan uitgaan) en de waarnemingen (die vaak een toevallig karakter hebben en altijd mede bepaald zijn door talrijke onbekende factoren) ten dele te overbruggen door middel van onderzoek van bepaalde verschijnselen op verkleinde schaal en onder beheerste omstandigheden, in een laboratorium-model. Hiertoe lenen zich in het algemeen het beste de veranderingen die de golven nabij de kust ondergaan. Dergelijke modelproeven hebben in belangrijke mate tot onze kennis bijgedragen.

HOOFDSTUK 1

ENKELVOUDIGE GOLVEN

1.1 Enkelvoudige golven – Grondbegrippen

Bij het bestuderen van golven maakt men gebruik van allerlei begrippen, die ons helpen in het beschrijven van de golfbewegingen.

De voornaamste van deze begrippen zijn:

golflengte;
periode;
frequentie;
voortplantingssnelheid of fasesnelheid;
hoogte;
steilheid.

Al deze begrippen onderstellen min of meer het bestaan van een zg. *enkelvoudige* golfbeweging.

Wat wordt onder een enkelvoudige golfbeweging verstaan? Men stelle zich voor een serie evenwijdige gladde golfruggen, alle even hoog, op onderling gelijke afstanden van elkaar, met constante snelheid voortlopend in de richting loodrecht op de richting van de kammen en daarbij hun vorm bewarend. Ziedaar een enkelvoudige golfbeweging.

In doorsnee krijgen we een beeld als in fig. 1 is weergegeven. Deze doorsnee wordt ondersteld verticaal en loodrecht op de richting van de golfkammen te staan, dus in de richting van de voortplanting der golven. We noemen zo'n doorsnee dan het golfprofiel. Bij een enkelvoudige golf is het golfprofiel in *elk* verticaal vlak, loodrecht op de kamrichting staande, het zelfde. Onder een kam verstaan we hier de lijn door de hoogste punten van een golfrug.

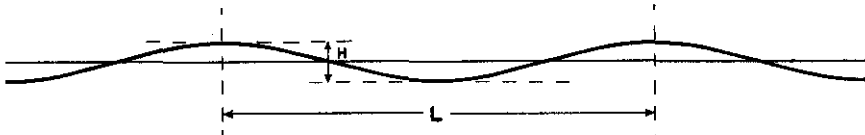


Fig. 1 Profiel van een enkelvoudige golf.

Een enkelvoudige golfbeweging kan bij benadering gerealiseerd worden in het laboratorium, maar op zee zien de golven er nooit zo eenvoudig uit. De enkelvoudige

golfbeweging is dus voor zeegolven een bewuste schematisatie. Ze wordt nog het best benaderd door een lange gladde deining die voortloopt door een windstil zeegebied. Eenvoudigheidshalve noemt men een enkelvoudige golfbeweging ook wel een enkelvoudige *golf* (niet te verwarren met een eenlinggolf, zie § 1.7), daarbij dan niet doelend op één golfberg (plus golfdal), doch op het gehele patroon van de enkelvoudige golving. In de scheepsbouwkunde spreekt men van 'regelmatige golven' (Engels: 'regular waves').

De hierboven opgesomde termen hebben nu de volgende betekenis:

- De golflengte L is de horizontale afstand tussen twee opeenvolgende kammen.
- De periode T is de tijd die op een bepaald vast punt verloopt tussen het passeren van twee opeenvolgende golfkammen.
- De frequentie f is het omgekeerde van de periode T .
- De voortplantingssnelheid C – ook wel golfsnelheid of fasesnelheid genoemd – is de snelheid waarmee een golfkam zich verplaatst.
- De hoogte H is het hoogteverschil tussen de hoogste en de laagste punten van het golfprofiel.
- De steilheid is de verhouding van golfhoogte tot golflengte, dus H/L .

Opmerkingen. De golflengte L en de hoogte H zijn in fig. 1 met behulp van pijltjes aangegeven.

Bij de omschrijving van golflengte en voortplantingssnelheid werden de *golfkammen* gebruikt. In beide gevallen hadden we evengoed de *golfdalen* kunnen gebruiken; dat maakt geen verschil.

De voortplantingssnelheid is de snelheid waarmee het beeld van het golfprofiel voortloopt; er is hier dus *niet* sprake van een snelheid waarmee de waterdeeltjes zich verplaatsen. De waterdeeltjes bewegen zich onder de golving ook wel, doch ze gaan alleen maar heen en weer en op en neer, zoals gemakkelijk te constateren is door een voorwerp, dat op het water drijft, te beschouwen wanneer het water golft; de golven lopen voort, het water blijft achter.

1.2 De betrekking tussen golflengte, periode en voortplantingssnelheid

We beschouwen twee opeenvolgende golfkammen. Is op een zeker ogenblik de voorste golfkam bij een bepaald vast waarnemingspunt, dan is één periode later (dus een tijdsduur T later) de volgende golfkam bij dit punt (dit volgt uit de definitie van 'periode'). Maar dan is inmiddels de eerste golfkam een afstand $C \times T$ verder gelopen (C is immers de voortplantingssnelheid). Die eerste is dus op een afstand $C \times T$ van de tweede. Anderzijds weten we echter, dat hun onderlinge afstand gelijk is aan L , de golflengte, zodat we nu gevonden hebben dat

$$L = C \times T$$

of:

golflengte = voortplantingssnelheid \times periode.

Deze betrekking geldt geheel algemeen, onafhankelijk van de hoogte van de golven of de diepte van het water. Zij stelt ons in staat om, wanneer twee van de drie grootheden T , L en C bekend zijn, de derde te berekenen. Daar de periode en de golflengte dikwijls gemakkelijker zijn te meten dan de voortplantingssnelheid zal men vaak gebruik maken van de volgende formule, die uit de vorige volgt:

$$C = L/T.$$

De volgende paragrafen 1.3 tot en met 1.6 geven een samenvatting van de belangrijkste resultaten van de eenvoudigste hydrodynamische theorie van oppervlaktegolven die er bestaat: dat is de *lineaire* theorie. Strikt genomen gaat deze alleen op voor stationaire enkelvoudige golven met zeer *lage steilheid* en met een *hoogte* die veel *kleiner* is dan de *diepte*. Deze theorie draagt ook de naam van G. B. Airy (1845). Vele theoretici, van wie vooral G. G. Stokes, J. W. S. Rayleigh, O. Reynolds en J. Boussinesq genoemd moeten worden, ontwikkelden de theorie van golven verder in de 19e eeuw.

1.3 Banen van de waterdeeltjes bij golven in diep water

Als er golven over het water gaan, moeten de waterdeeltjes zich uit de aard der zaak op en neer bewegen. Bij nauwkeuriger waarneming van lichte voorwerpen die op het water drijven blijkt echter, dat het water niet alleen maar op en neer gaat, maar ook vooruit en achteruit. Het water in de top van een golf heeft een voorwaartse beweging, het water in een dal een terugwaartse beweging. In feite beschrijven de waterdeeltjes kringen in een verticaal vlak.

Is de diepte van het water groot genoeg (gelijk aan of meer dan een halve golflengte), dan zijn deze kringen nagenoeg cirkels; dit leert zowel de ervaring als de theorie (alles in de onderstelling, dat we met een enkelvoudige golving te doen hebben).

Als we het heel nauw nemen dan is de baan van een waterdeeltje niet helemaal precies een cirkel, zelfs in heel diep water niet, omdat een waterdeeltje (als de golven niet héél laag zijn) niet precies weer in zijn uitgangspunt terugkomt, doch na elke open en neergang ook een heel klein eindje vooruitgeschoven is in de richting waarin de golfruggen lopen (zie fig. 2).

Deze kleine verschuiving naar voren kan voor water aan het oppervlak in één periode ongeveer $\pi^2 H^2 / L$ bedragen, of ongeveer $10 \times (\text{steilheid})^2 \times \text{golflengte}$, corres-

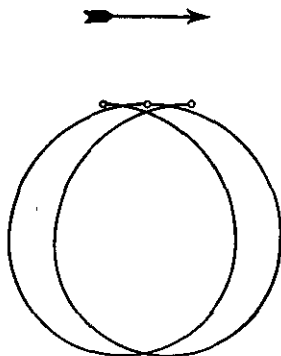


Fig. 2 Baanbeweging van een waterdeeltje gedurende twee perioden.

ponderend met een *gemiddelde* voorwaartse snelheid van $10 \times (\text{steilheid})^2 \times \text{fasesnelheid}$. Het juiste bedrag hangt van de omstandigheden af.

We zullen nu verder van deze bijzonderheid afzien en de banen als *gesloten* kringen behandelen (wat ze bij benadering ook zijn). Fig. 3 geeft een beeld van wat de waterdeeltjes doen bij een enkelvoudige golving. Aan het oppervlak beschrijven al die waterdeeltjes cirkels, met een middellijn gelijk aan de hoogte van de golven. Elk deeltje beschrijft in het tijdsverloop van één periode juist éénmaal zijn eigen cirkel. Het gaat door zijn hoogste punt met een voorwaartse beweging op het oogenblik dat de golfkam het passeert, en gaat door zijn diepste punt met een teruggaande beweging op het moment dat het daaropvolgende golfdal voorbijgaat. Verder laat figuur 3 voldoende zien hoe de wijze van voortplanting van de golf samenhangt met de baanbewegingen van de afzonderlijke deeltjes. Het tijdsverschil tussen de opeenvolgende onderdelen van deze figuur is telkens een twaalfde deel van een periode. Van elk waterdeeltje in de figuur is de bewegingsrichting met een pijltje aangeduid.

Het volgende figuurtje geeft een bovenaanzicht van de golf, met daarin getekend de *horizontale* componenten van de snelheden die het water op de verschillende plaatsen (op de ruggen, in de dalen, op de hellingen) heeft. Uit deze afbeelding blijkt duidelijk dat vóór een golfkam, achter een golfdal, de waterbeweging convergeert (samendringt), zodat het wateroppervlak daar omhoog *moet* gaan, en dat achter een golfkam, vóór een golfdal, de waterbeweging divergeert (uiteenwijkt), zodat daar het water zakt, geheel overeenkomstig de werkelijke verplaatsing der golfbergen en -dalen.

Daar de omtrek van elk van de cirkels gelijk is aan πH en deze doorlopen wordt in een tijdsverloop T is de snelheid van de waterdeeltjes *aan het oppervlak* steeds gelijk aan $\pi H/T$. Dit is dus tevens de grootste waarde die de *voorwaartse* component van de waterbeweging bereikt (op de golfbergen), evenals het ook de grootste *teruggaande* snelheid is die (in de dalen) bereikt wordt.

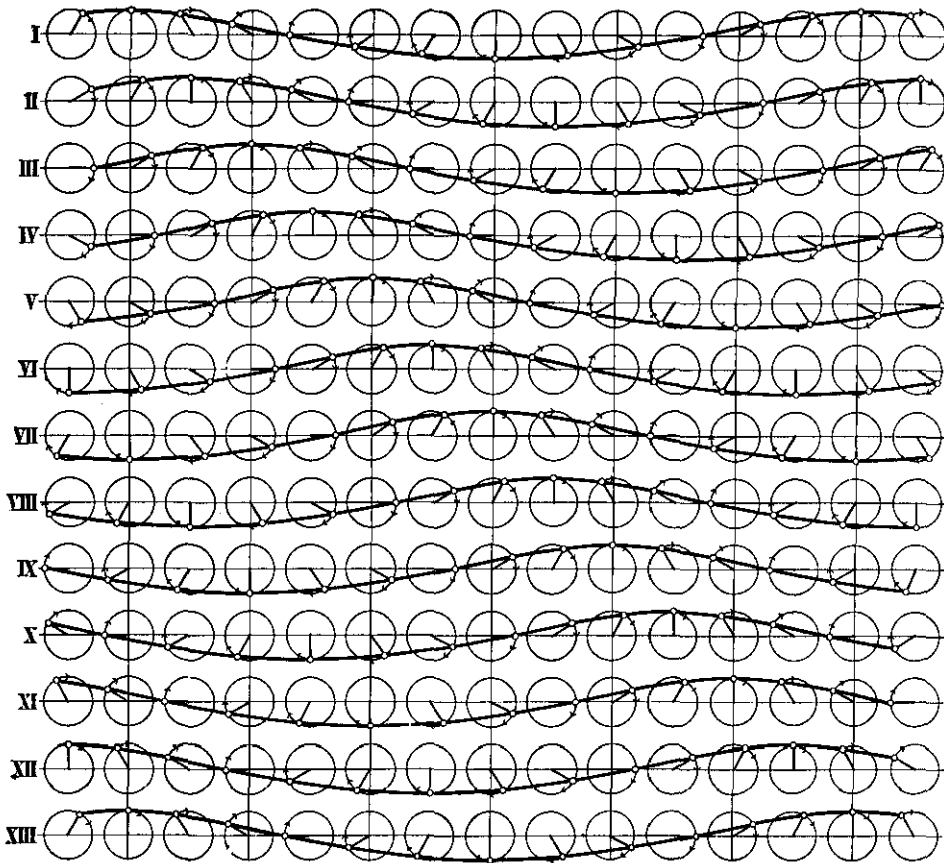


Fig. 3 Voortschrijding van een enkelvoudige golfbeweging.
Dertien momentopnamen met tijdsintervallen van telkens 1/12 periode.

Niet alleen het water aan het oppervlak gaat op en neer en heen en weer, maar ook het water onder het oppervlak; de waterdeeltjes daar doen mee met het beschrijven van kringen. Het is echter zo, dat, hoe dieper we komen, hoe kleiner die kringen zijn. Men zie figuur 5. Deze afnemende is zodanig, dat de diameters van de cirkels (we spreken nog steeds over golven op diep water) een afnemende *meetkundige* reeks vormen, als de diepten een toenemende *rekenkundige* reeks vormen. Om het nauwkeuriger te zeggen: als we de diepte d noemen, dan volgt de diameter van de kringen uit de volgende formule:

$$\text{diameter} = H \cdot e^{-2\pi d/L} = H \cdot 10^{-2,73d/L},$$

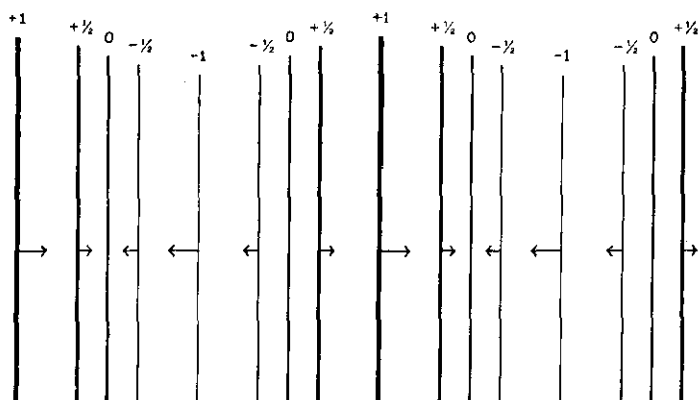


Fig. 4 Waterbeweging in een enkelvoudige golf, van boven gezien. De rechte lijnen zijn lijnen van gelijke waterhoogte, met hoogteintervallen van een halve eenheid. De dunne lijntjes liggen in een dal, de dikkere op een rug.

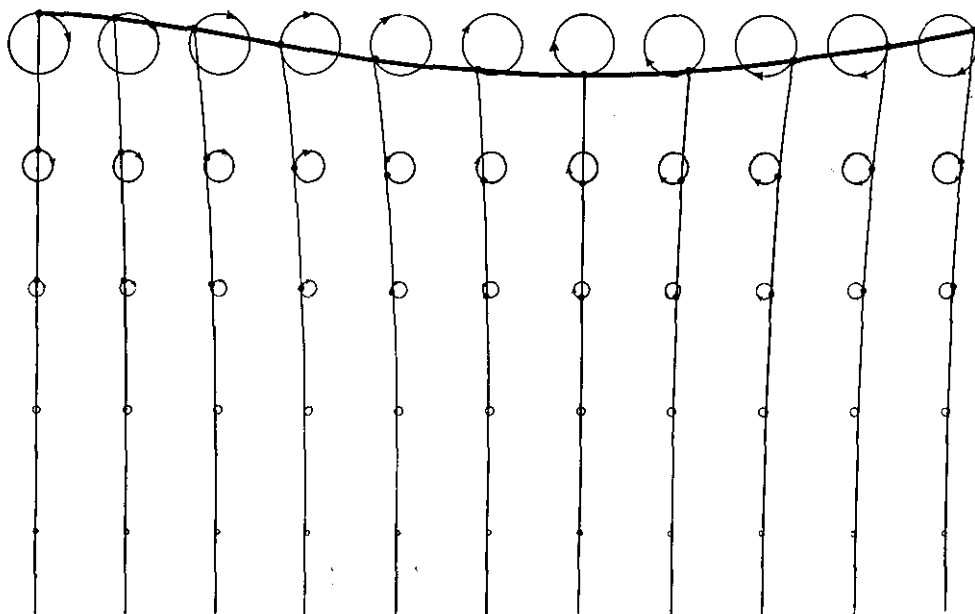


Fig. 5 Banen van de waterdeeltjes op verschillende diepten bij een enkelvoudige golf in diep water. De middelpunten van de cirkeltjes verschillen telkens ongeveer $1/9$ van de golflengte in hoogte.

waarin e het grondtal van het zg. natuurlijke logaritmenstelsel is.¹⁾

Deze formule is ook als volgt te schrijven:

$${}^{10}\log(\text{diameter}) = {}^{10}\log H - 2,73 d/L.$$

Uit de formule volgt, dat op een diepte van ongeveer $1/9 \times L$, de baanmiddellijn $1/2 \times H$ is, dus de helft van wat hij aan het wateroppervlak bedraagt; op een diepte $2/9 \times L$ is hij ongeveer $1/4 \times H$, op een diepte $3/9 \times L$ is hij ongeveer $1/8 \times H$, op een diepte $4/9 \times L$ ongeveer $1/16 \times H$, enz.: de diameter wordt telkens praktisch gehalveerd bij iedere daling met $1/9 \times L$. Op een diepte gelijk aan de golflengte is deze baanmiddellijn dus nog maar ongeveer $H : 2^9 = H : 512$. Daar de waterdeeltjes op alle diepten hun banen in dezelfde tijd, nl. de periode, éénmaal doorlopen, betekent het voorgaande dus ook dat de snelheden van de waterdeeltjes op de verschillende diepten op dezelfde wijze snel met toenemende diepte afnemen.

Uit het voorgaande volgen twee belangrijke dingen:

- 1°. Hoe groter de golflengte, hoe groter ook de diepte waarop de golfbeweging nog merkbaar is.
- 2°. Beneden een diepte van $1/2 L$ bedragen de bewegingen van het water minder dan 4% van de bewegingen aan het oppervlak.

In het voorgaande werd herhaaldelijk gezegd, dat we het hadden over golven in *diep* water. We kunnen dat woordje 'diep' nu nader preciseren: aangezien beneden een diepte $1/2 L$ er weinig meer gemerkt wordt van de golfbeweging, spreken we van 'diep' als de diepte groter is dan $1/2 L$. Water van 50 meter diepte is dus 'diep' voor golven van 10 m of 50 m of 90 m golflengte, maar *niet* 'diep' voor golven van een lengte van meer dan 100 m. Voor die kortere golven geldt dus de theorie, die in deze paragraaf is uiteengezet; voor de langere niet.

In figuur 1 staat het golfprofiel als een eenvoudige golvende lijn, een zg. sinusoïde, waarvan een dal het spiegelbeeld is van een 'berg'. Zo ziet het golfprofiel er ook inderdaad uit als de hoogte gering is vergeleken met de lengte ($H/L = 1/40$ of minder). Bij grotere steilheid van de golven ($H/L > 1/40$) wordt het profiel van een eenvoudige golving ongeveer wat men een *trochoïde* noemt. Een trochoïde is een lijn die men zich kan denken beschreven te zijn door een punt op een spaak van een rollend wiel; zie fig. 6. Laat men het wiel over de bovenkant van een rechte lijn rollen, dan krijgt de trochoïde 'dalen', die nauwer zijn dan 'bergen'; bij golven is het omgekeerd: men moet het wiel *onder* tegen een rechte lijn laten rollen, dan wordt de door een punt binnen de omtrek van het wiel beschreven lijn een trochoïde met nauwere bergen en bredere dalen, juist zo als het bij golven van matige hoogte het geval is.

¹⁾ $e = 2,718 \dots$

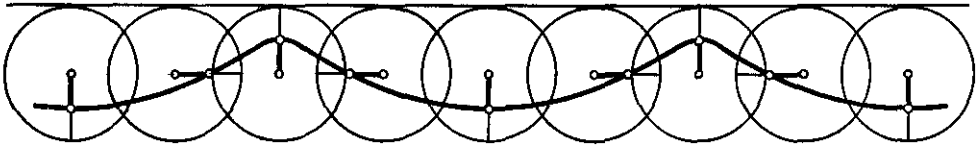


Fig. 6 Trochoïde.

Hoe dichter het beschrijvende punt bij de omtrek van het wiel zit, hoe wijder de trochoïde uitslaat, maar ook: hoe spitzer de toppen in vergelijking met de dalen.

Volgens een theorie van Stokes worden golven onstabiel, d.w.z. zij breken (storten over) als de verhouding H/L , de steilheid dus, groter dan $1/7$ wordt. In de praktijk heeft men geconstateerd, dat op zee H/L zelden groter dan $1/10$ wordt.

1.4 Golven in ondiep water

Is het water zo ondiep, of zijn de golven zo lang, dat, volgens de boven gegeven formule voor de waterbeweging op verschillende diepten, het water op de bodem cirkeltjes van een *merkbaar* straal zou moeten beschrijven (voor de praktijk rekent men dat dit 't geval is zodra de diepte kleiner is dan $1/2 L$), dan kan de theorie van de vorige paragraaf niet meer opgaan. Immers het water op de bodem *kan* geen verticale kringetjes van merkbare afmeting beschrijven, het kan alleen maar langs de bodem heen en weer als het in beweging moet zijn. Op hogere niveaus kan het water weliswaar wel op en neer, maar er worden dan toch nergens cirkels beschreven, maar afgeplatte ellipsen, zoals is afgebeeld in figuur 7. Hoe dichter bij de bodem hoe korter maar ook hoe platter de ellipsen.

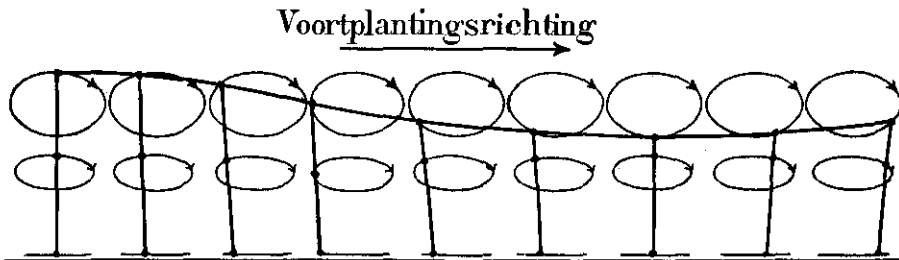


Fig. 7 Banen van de waterdeeltjes bij een enkelvoudige golf in ondiep water (lange golf).

En langs de bodem beschrijven de waterdeeltjes, heen en weer gaande, zoals gezegd, rechte lijnstukjes. Aan het oppervlak zijn de kringen het minst afgeplat (en ook het langst), maar cirkels zijn het ook daar niet. De golving voelt de bodem als het ware. Golven op ondiep water zijn gekenmerkt door een *grotere horizontale* waterbeweging dan golven van *dezelfde hoogte* op diep water, en zijn dus daardoor gevaarlijker.

Is het water zéér ondiep of de golflengte zéér groot, dan zijn óók aan het oppervlak de ellipsen zo langwerpig en plat, dat het water er praktisch een heen en weer gaande beweging uitvoert.

1.5 C, L, of T te berekenen als een van de drie gegeven is

Uit de in paragraaf 1.2 gegeven formules volgde dat, als van de drie grootheden T , L en C er twee bekend zijn, de derde daarmee ook vastligt. Nu blijkt het zowel uit waarnemingen als uit theoretische overwegingen dat in werkelijkheid, bij een gegeven diepte van het water, door één van de drie grootheden de andere twee bepaald zijn; m.a.w.: als bijv. de golflengte gegeven is, dan zijn daaruit zowel de voortplantingssnelheid als de periode te berekenen, mits de *diepte* bekend is. Daarbij wordt verder weer ondersteld, dat de *steilheid* van de golven niet groot is (hoe groter de steilheid is, hoe minder nauwkeurig de formules opgaan).

Voor voldoende *diep* water geldt dan de volgende formule voor de voortplantingssnelheid C , als de golflengte L gegeven is:

$$C = \sqrt{\frac{g}{2\pi}} \times L. \quad (1)$$

In deze formule stelt g de waarde van de zwaartekrachtsversnelling, dus omstreeks $9,81 \text{ m/s}^2$, voor. De diepte komt in deze formule niet voor, maar de formule geldt ook alleen als de diepte groot genoeg is vergeleken met de golflengte. Voor de praktijk kunnen we weer rekenen, dat dit het geval is als de diepte maar minstens $1/2 L$ is.

Is dit niet zo, dan moeten we een andere formule gebruiken om C uit L te berekenen, en in deze formule komt de diepte D wel voor:

$$C = \sqrt{\frac{g}{2\pi} L \operatorname{tgh} \frac{2\pi D}{L}}. \quad (2)$$

In deze formule betekent $\operatorname{tgh} \frac{2\pi D}{L}$ de 'tangens hyperbolicus' van $\frac{2\pi D}{L}$.

Onder de tangens hyperbolicus van een getal x verstaan we de grootheid $\frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}}$.

Deze wordt grafisch voorgesteld door figuur 8. Om de formule voor C te gebruiken

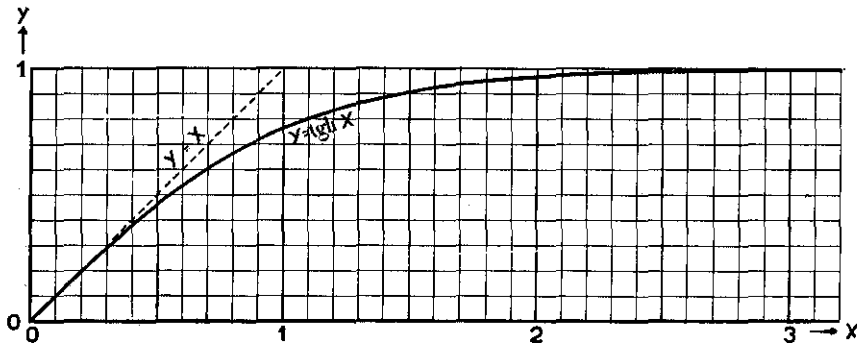


Fig. 8 Grafische voorstelling van de tangens hyperbolicus.

moeten we dus in de grafiek van fig. 8 de waarden van $\frac{2\pi D}{L}$ als horizontale coördinaat nemen en kunnen dan de waarde van $\text{tgh } \frac{2\pi D}{L}$ als verticale coördinaat aflezen. Uit de grafiek blijken verder twee dingen:

- 1°. Voor grote waarden van $\frac{2\pi D}{L}$ is de waarde van de tangens hyperbolicus bijna 1 en verandert dan praktisch ook niet meer. Vullen we echter in de formule voor C de waarde 1 in voor $\text{tgh } \frac{2\pi D}{L}$, dan krijgen we dezelfde formule terug, die we eerder hadden opgeschreven voor de gevallen van voldoende grote diepte. Om deze eenvoudige formule te mogen gebruiken moet blijkbaar de diepte zo groot zijn dat $\frac{2\pi D}{L}$ groot genoeg is om de tangens hyperbolicus ongeveer 1 te maken. We vinden dat voor $D = 1/2 L$, of $\frac{2\pi D}{L} = \pi$ de waarde van $\text{tgh } \frac{2\pi D}{L}$ gelijk aan 0,99⁶ is; dus mogen we inderdaad voor diepten groter dan $1/2 L$ de eenvoudige formule gebruiken.
- 2°. Voor heel kleine waarden van x loopt de grafiek van $\text{tgh } x$ zo goed als recht, m.a.w. valt hij zo goed als samen met de raaklijn in het punt $x = 0$. Deze raaklijn is, zoals men in de figuur kan zien, voor te stellen door $y = x$ (y is de verticale coördinaat). Uit dit alles volgt: voor kleine waarden van $2\pi D$ dus voor diepten, die zeer gering zijn vergeleken met de golflengte, is de waarde van $\text{tgh } \frac{2\pi D}{L}$

praktisch gelijk aan $\frac{2\pi D}{L}$ zelf. Maar als we dit in de formule invullen, dan krijgen we:

$$C = \sqrt{gD}. \quad (3)$$

Weer een heel eenvoudige formule. Deze geldt dus nu voor gevallen waarin $D \ll L$ (het teken \ll betekent: 'is veel kleiner dan'); om wat nauwkeuriger te zijn: als $D < L/25$, dan is D voldoende klein om deze formule te mogen gebruiken. We zien dat in deze gevallen de voortplantingssnelheid alléén nog maar afhankelijk is van de diepte, niet van de golflengte. We spreken in dit geval van golven op 'zeer ondiep water', of ook van 'lange golven'; waarbij dan niet vergeten moet worden dat de woorden 'ondiep' en 'lange' in *betrekkelijke* zin moeten worden verstaan: dat, waar het op aankomt, is de verhouding van L tot D .

(1) Korte golven Diep water $D \geq 1/2 L$	$C = \sqrt{\frac{g}{2\pi} L}$ $= \sqrt{1,56 \times L}$	$T = \sqrt{\frac{2\pi}{g} L} = \sqrt{0,64 \times L}$ $L = \frac{g}{2\pi} T^2 = 1,56 \times T^2$ $C = \frac{g}{2\pi} T = 1,56 \times T$
(2) Algemene formule	$C = \sqrt{\frac{g}{2\pi} L \operatorname{tgh} \frac{2\pi D}{L}}$	$T = \sqrt{\frac{2\pi}{g} L \coth \frac{2\pi D}{L}} \quad ^1)$
(3) Lange golven Zeer ondiep water $D < L/25$	$C = \sqrt{gD}$ $= \sqrt{9,81 \times D}$	$L = T \sqrt{gD} = T \sqrt{9,81 \times D}$ $T = L / \sqrt{gD} = L / \sqrt{9,81 \times D}$

N.B. De *getallen* in de formules gelden alleen wanneer *meters* en *seconden* als eenheden gebruikt worden.

In het voorgaande overzicht zijn de formules nog eens samengevat, terwijl bovendien betrekkingen die tussen L en T , en C en T , bestaan, en die *volgen* uit de formules voor C , zijn opgeschreven. Dat die andere betrekkingen *volgen* uit de eerstgenoemde is duidelijk. Neem bijv. de formule voor diep water; vullen we links voor C in: L/T ,

¹⁾ $\coth \frac{2\pi D}{L}$ is de 'cotangens hyperbolicus' van $\frac{2\pi D}{L}$, het omgekeerde van $\operatorname{tgh} \frac{2\pi D}{L}$.

dan krijgen we $L/T = \sqrt{\frac{g}{2\pi}} L$, waaruit volgt:

$$T = \sqrt{\frac{2\pi}{g}} L.$$

Verder zijn de getallenwaarden opgegeven voor $g/2\pi$ en $2\pi/g$, waarbij bedacht moet worden dat hier is gewerkt met meters en seconden als eenheden, zodat de formules met getallen alléén waar zijn als L in meters, T in seconden en C in m/s wordt uit-

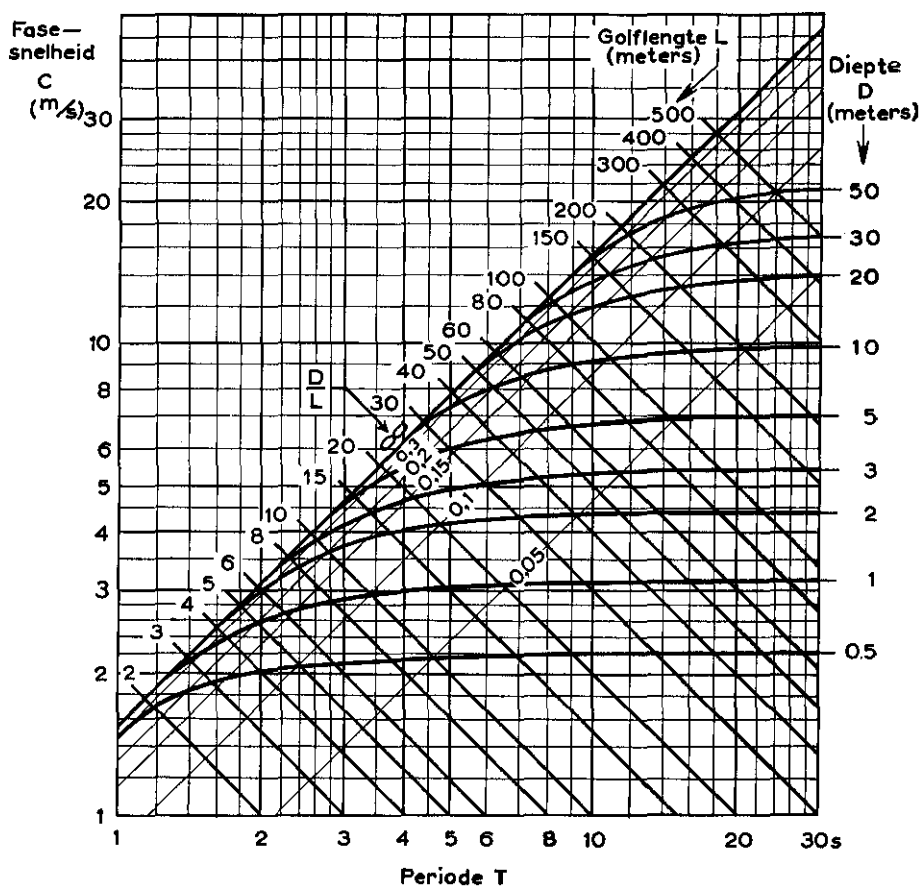


Fig. 9 Grafiek ter bepaling van de golflengte L (in meters), de fase- of golfsnelheid C (in m/s) of de golfperiode T (in seconden) voor een enkelvoudige golf, wanneer één van deze grootheden en de diepte D (in meters) gegeven zijn.

gedrukt. Figuur 9 geeft het verband tussen de verschillende grootheden in een grafische voorstelling weer.

Voor *diep* water zijn in de onderstaande tabel bij elkaar horende waarden van T , L en C te vinden.

	T (s)	L (m)	C (m/s)
	1	1,56	1,56
	2	6,2	3,1
	3	14,0	4,7
	4	25,0	6,2
	5	39	7,8
	6	56	9,4
	7	76	10,9
	8	100	12,5
	9	126	14,0
	10	156	15,6
	11	189	17,2
	12	225	18,7
	13	264	20,3
	14	306	21,8
	15	351	23,4
	16	400	25,0
	17	451	26,5
	18	506	28,1
	19	564	29,6
	20	625	31,2

Tabel 1

Volledigheidshalve zij er nogmaals aan herinnerd, dat bovenstaande theorie alleen *streng* opgaat als de hoogte van de golven voldoende klein is vergeleken met de lengte. Worden de golven hoger dan wordt bijv. de voortplantingssnelheid bij een zelfde golflengte ook iets groter.

Tenslotte moeten we nog wijzen op een complicatie die optreedt, wanneer de golflengte *zéér* klein (zo klein, dat voor zeegang en deining deze complicatie van geen invloed is) wordt. Bij zeer kleine waarden van L , bijv. kleiner dan 10 cm, gaat de oppervlaktespanning van het water (de capillariteit) een rol spelen en maken dat de werkelijke waarden van C bij gegeven waarden van L minder klein worden dan de boven besproken formules leren. Het blijkt dat, ten gevolge van deze oppervlaktespanning, de voortplantingssnelheid van oppervlaktegolven in water niet kleiner kan worden dan ongeveer 23 cm/s. Deze waarden van C wordt bereikt bij $L = 1,7$ cm. Nog kortere golfjes hebben weer *grotere* snelheden. We kennen zulke korte golfjes als rimpelingen.

1.6 Energie van de golven

Onder de energie van watergolven verstaat men het arbeidsvermogen, dat er aan en onder het golvende wateroppervlak per eenheid van oppervlak gemiddeld aanwezig is, in de vorm van arbeidsvermogen van plaats en van arbeidsvermogen van beweging. Arbeidsvermogen van plaats, of potentiële energie, is aanwezig in de vervorming van het wateroppervlak, waardoor in de 'bergen' water is opgetild boven de evenwichtsstand en in de 'dalen' water a.h.w. is neergedrukt. Arbeidsvermogen van beweging, of kinetische energie, is aanwezig in de bewegingen van de waterdeeltjes (de bewegingen in hun kring-banen); deze kinetische energie zit dus praktisch gesproken in de bovenlaag ter dikte van $1/2 L$ vervat, aangezien daaronder de bewegingen betrekkelijk te verwaarlozen zijn.

Gaan we deze energieën uitrekenen, dan blijkt dat de twee delen van de energie, de potentiële en de kinetische energie, beide even groot zijn, nl. beide per golflengte en per eenheid van lengte dwars daarop: $1/16 g \rho H^2 L$, waarin ρ = dichtheid; samen: $1/8 g \rho H^2 L$. Dus wordt *per eenheid van oppervlak* gemiddeld de energie:

$$E = 1/8 g \rho H^2. \quad (4)$$

Deze formules gelden zolang maar de golfhoogte veel kleiner is dan de diepte (vergelijk § 1.7).

Gebruiken we als eenheid van lengte de meter, dus als eenheid van oppervlak een vierkante meter en als eenheid van dichtheid een kilogram per kubieke meter, dan geeft formule (4) ons de energie uitgedrukt in joules per vierkante meter. Een joule is gelijk aan een wattseconde, dus een 3,6 miljoenste deel van een kilowattuur. De dichtheid van zeewater aan het oppervlak varieert tussen ongeveer 1020 en 1030 kg/m³.

De versnelling van de zwaartekracht g is circa 9,8 m/s². We krijgen dus voor de gemiddelde golfenergie ongeveer: $E = 1260 H^2$ joules per vierkante meter, mits H in meters is uitgedrukt.

Evenals de formules in § 1.5, gelden ook de hier gegeven uitdrukkingen niet meer voor héél korte golfjes, waar de oppervlaktespanning mede een rol speelt.

Een voorbeeld. Deining van 4 meter hoogte heeft een energie van ca 20 kilojoules per m² of 5600 kilowattuur per km². Zijn de golven twee maal zo hoog (ze mogen dan eventueel ook langer zijn; de lengte doet er niet toe, als de steilheid H/L maar niet te groot is), dan is de energie vier maal zo groot.

1.7 Eenling-golven of 'solitary waves'

Voor golven op zeer ondiep water ($L \gg D$; zie blz. 25) gelden de formules van § 1.5 en § 1.6 niet meer als de golfhoogte vergelijkbaar wordt met de diepte. In dit geval zijn de golven zodanig vervormd, dat de dalen steeds vlakker en breder en de ruggen in verhouding steeds nauwer worden naarmate het water ondieper is. De energie gaat zich dan in hoofdzaak nabij de kammen ophopen. Tussen de kammen is het water in zwakke gelijkmatige achterwaartse beweging en de kammen worden praktisch onafhankelijk van elkaar. Ze gaan dan gelijken op een serie zg. 'solitary waves' of eenling-golven. Een zuivere eenling-golf bestaat uit één enkele kam, die voortloopt over een overigens vrijwel horizontaal wateroppervlak. Het profiel wordt strikt genomen pas horizontaal in het oneindige, maar praktisch al veel dichterbij; zie fig. 10.

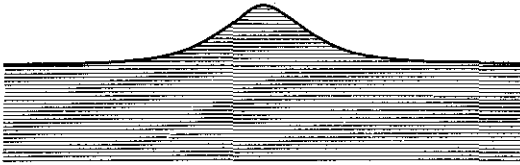


Fig. 10 Eenling-golf of 'solitary wave'

In zo'n eenling-golf zijn de waterdeeltjes in rust totdat de kam dicht genaderd is. Tijdens de passage van de kam beschrijven ze een gebogen voorwaartse baan eerst omhoog en daarna weer omlaag tot ze na de passage van de kam weer op hun oorspronkelijke hoogte, maar iets verschoven in de voortplantingsrichting van de golf, zijn gekomen, om daar vervolgens in rust te zijn.

Voor de snelheid van zulke golven geeft de theorie, die bevestigd wordt door metingen:

$$C = \sqrt{g(D + H)},$$

waarin D is de diepte, gemeten beneden de vlakke gedeelten, en H de hoogte; dus $D + H$ is de hoogte van het hoogste punt van de kam boven de bodem.

Verder is gebleken, dat zulke golven slechts kunnen bestaan wanneer de verhouding $H : D$ kleiner is dan 0,78. Wordt deze waarde bereikt, dan moeten ze breken ('branden').

Voor de energie per eenheid van kamlengte geeft de theorie de volgende uitdrukking:

$$E' = \frac{8}{3\sqrt{3}} g \rho (HD)^{3/2}.$$

Golven, die uit diep water komend op een kust toelopen, kunnen, vóórdát ze ten-slotte breken, een stadium passeren waarin ze gelijken op een serie eenlinggolven (zie § 5.9).

1.8 Drukschommelingen in golven

Waar golven lopen, treden ook schommelingen van de druk in het water op. In het algemeen wordt de druk in een bepaald punt onder het oppervlak *niet* rechtstreeks gegeven door de steeds wisselende hoogte van de waterkolom boven dat punt. Slechts bij golven in zeer ondiep water (als de golflengte véél groter is dan de diepte) is dit wel ongeveer het geval. Anders is steeds de druk onder de golfkammen lager, en die onder de golfdalen hoger dan overeenkomt met de waterhoogte boven het beschouwde punt. Dit komt door de verticale versnellingen die de waterdeeltjes ondergaan.

Bijvoorbeeld: als de verhouding tussen waterdiepte en golflengte 1 op 10 is, dan bedragen de drukschommelingen aan de bodem nog 83% van de drukschommelingen in een punt dicht onder het oppervlak (welke laatste dus overeenkomen met de veranderingen in de hoogte van het oppervlak). Bij een verhouding 1 : 5 tussen waterdiepte en golflengte is dit percentage 53%, en bij een verhouding 1 : 2 is het nog maar 8,6%; zulke golven zijn praktisch al golven in 'diep' water, zoals we in § 1.3 zagen.

Bij golven in diep water blijken de *individuele* waterdeeltjes nauwelijks drukschommelingen te ondergaan; de drukschommelingen in een *vast* punt nemen dan met toenemende diepte op dezelfde wijze af als de amplitude van de beweging afneemt (fig. 5).

HOOFDSTUK 2

SAMENGESTELDE GOLVEN

2.1 Het werkelijke aanzien van de golven

Ieder die de zee gezien heeft, weet dat het aanzien van de golven in werkelijkheid zelden zo eenvoudig is als dat van enkelvoudige golven, die we in het vorige hoofdstuk hebben beschreven. Alleen een deining die door een gebied met weinig wind loopt, kan dat eenvoudige beeld benaderen.

Wat men onder 'zeegang' verstaat ziet er eigenlijk altijd anders uit. In de eerste plaats zijn de *hoogten* van de op elkaar volgende golven niet gelijk. Verder zijn, hoewel meestal minder verschillend, de *perioden* tussen het passeren van de op elkaar volgende golftoppen onderling niet gelijk. En dan is er vooral ook dit, dat wij bij zeegang 'kortkammige' golven zien, met golfruggen van korte *kam-lengte*, in plaats van de langgestrekte ruggen, waarover in het vorige hoofdstuk gesproken werd. We hebben dus dikwijls meer te maken met rijen bestaande uit bergen gescheiden door 'zadels', dan met zeer lange, overal even hoge, ruggen.

2.2 Niet-enkelvoudige golfsystemen

Men kan laten zien, dat dergelijke onregelmatige golfpatronen in zekere zin opgevat kunnen worden als *combinaties* van enkelvoudige golven. Met andere woorden: er

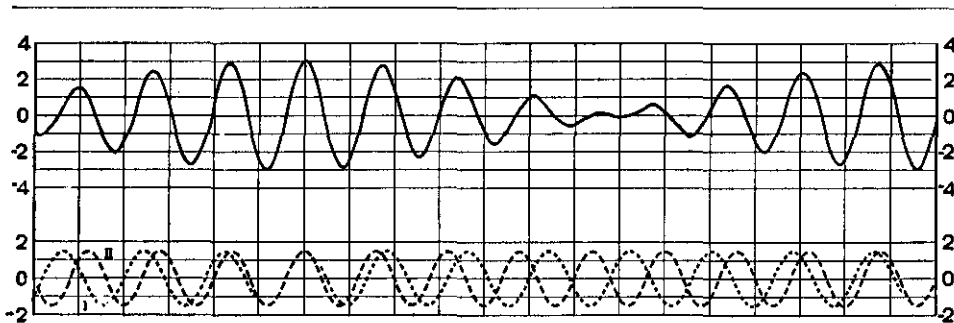


Fig. 11 Samengestelde golfbeweging.

Het bovenste profiel is gelijk aan de som (superpositie) van de twee enkelvoudige golven I en II, die er onder zijn getekend.

is altijd wel een (eventueel groot) aantal enkelvoudige golvingen, onderling verschillend in hoogte, golflengte en richting, te bedenken, die, met elkaar samengesteld, gecombineerd, het gegeven onregelmatige golvenpatroon opleveren.

Om te beginnen een voorbeeld van golven die nog wel lange evenwijdige kammen hebben maar verschillend van hoogte zijn; zie de bovenste curve in fig. 11. Hoewel deze curve er nog vrij regelmatig uitziet, is het toch al beslist niet meer een enkelvoudige golf: behalve dat de hoogte niet constant is, zijn ook de horizontale afstanden van top tot top niet overal precies gelijk. Dit golfprofiel is nu op te vatten als som van twee wel enkelvoudige golfprofielen van iets verschillende golflengte, nl. de beide curven gemerkt met I en II in de figuur. Telt men namelijk in een punt van de horizontale as de daarbij horende verticale uitwijkingen van I en II bij elkaar op dan krijgt men de verticale uitwijking van wat we de som van golf I en golf II noemen. Doet men dit voor alle punten dan is het resultaat het bovenste golfprofiel. Dit laatste is dus a.h.w. te *ontleden* in twee enkelvoudige golven van verschillende golflengte.

Dat in de som van I en II de toppen van wisselende hoogte zijn komt kennelijk doordat op de ene plaats de golven I en II met elkaar 'in de pas' zijn en hun verticale uitwijkingen elkaar versterken, terwijl even verderop het tegengestelde het geval is en ze elkaar tegenwerken, zodat de resulterende hoogte daar gering is.

Door niet twee, maar meer enkelvoudige golven, alle van verschillende golflengten, op deze wijze te combineren, kan men de meest onregelmatig uitziende golfprofielen als resultaat krijgen.

Ook *kortkammige* golven kan men verkrijgen door combinatie van enkelvoudige golven, en wel enkelvoudige (langkammige) golven van *verschillende richting*. Fig. 12A en B maken dat duidelijk voor een eenvoudig geval. Figuur 12A is een plattegrond waarin twee stellen rechte lijnen getekend zijn. Elk stel lijnen afzonderlijk geeft een topografie van een enkelvoudige golving: de lijnen zijn lijnen van gelijke hoogte; de hoogten staan erbij geschreven; lijnen met $+2$ en $+2\frac{1}{2}$ zijn de kammen. Tellen we nu in elk punt de hoogten, die bij de twee enkelvoudige golvingen horen, bij elkaar op, dan krijgen we een 'landschap' met een heel andere topografie. De lijnen van gelijke hoogte (niveau-lijnen, contour-lijnen) van deze topografie zijn weergegeven in de rechtse figuur. We zien dat nu een golven-patroon is verkregen, waarbij korte kammen en korte afgesloten dalen (inzinkingen) optreden.

De heuvels en dalen liggen samen op rijen, waarvan er een in de figuur door de letters A B A is aangegeven; deze rijen strekken zich uit in een richting, welke tussen de richtingen van de oorspronkelijke (oneindig lange) golfkammen ligt, en zij verplaatsen zich in de loop van de tijd evenwijdig aan zich zelf. Zijn de golflengten en dus ook de voortplantingssnelheden van de beide samenstellende enkelvoudige golfsystemen gelijk – zoals in de figuur – dan verplaatst een individuele golftop B zich in een richting loodrecht op de richting van de rij A B A, met een snelheid die iets groter is dan de snelheid waarmee de kammen van de enkelvoudige golven zich verplaatsen; men kan dit gemakkelijk inzien wanneer men een nieuwe plaats van de golftop

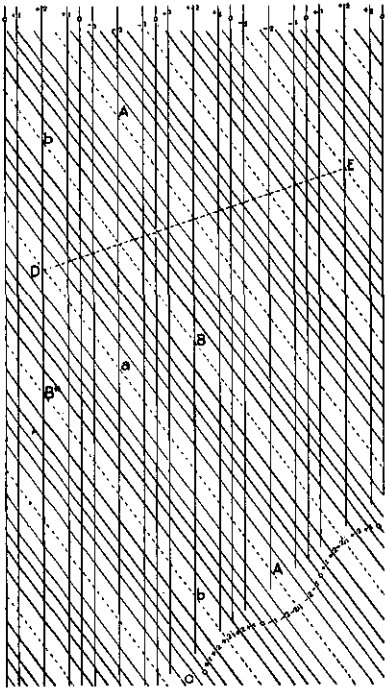


Fig. 12A Twee elkaar kruisende stelsels van enkelvoudige golven van gelijke golflengte, een van 4 meter hoogte (van links naar rechts lopend) en een van 5 meter hoogte (van links onder naar rechts boven lopend). De wijze van voorstelling van beide enkelvoudige golven is als in fig. 4.

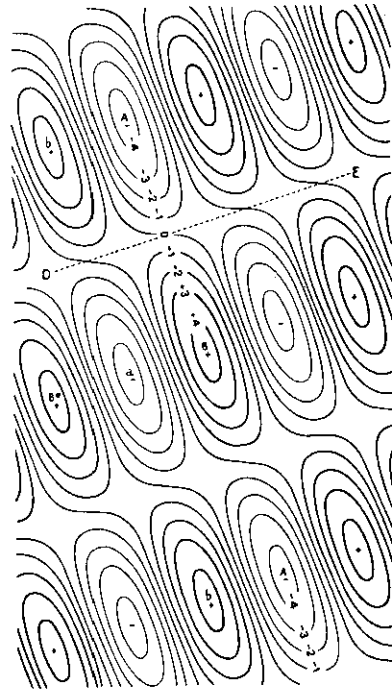


Fig. 12B Golvenpatroon ontstaan door superpositie van de twee golfstelsels van fig. 12A. Bergen zijn aangeduid met +, dalen met —.

construeert als snijpunt van de twee verplaatste kammen (elke golftop is steeds het snijpunt van twee golfkammen behorende tot de twee enkelvoudige golfsystemen). De richting waarin zulk een top wegloopt ligt in dat geval ook tussen de voortplantingsrichtingen van de enkelvoudige golven in.

Als golflengte L_2 van dit samengestelde systeem moeten we het dubbele van de afstand van een rij (A B A) tot de naastvolgende rij (b a b) nemen. In de figuur is deze gelijk aan de afstand tussen de twee op elkaar volgende toppen B en B*; hier is de golflengte L_2 blijkbaar in de zelfde verhouding groter dan de golflengte L_1 van de twee enkelvoudige golven als de voortplantingssnelheid C_2 groter is dan hun

voortplantingssnelheid C_1 , zodat de *periode de zelfde* is voor het samengestelde systeem: $T_2 = L_2/C_2 = L_1/C_1 = T_1$.

Zijn de twee golflengten en dus de twee voortplantingssnelheden van beide enkelvoudige golvingen niet gelijk, dan wordt het minder eenvoudig. De rijen A B A verplaatsen zich in hun geheel dan wel evenwijdig aan zich zelf, maar de individuele toppen (en dalen) van zo'n rij lopen dan niet loodrecht op de rij vooruit, maar scheef; ze hebben dan behalve een voorwaartse (loodrecht op de rijen staande) ook een zijdelingse bewegingscomponent. Wij mogen dan de verplaatsingssnelheid van een individuele top niet meer de voortplantingssnelheid van het golfsysteem noemen. We moeten hier trouwens niet meer spreken van *de* voortplantingssnelheid van het golfsysteem, doch van de voortplantingssnelheden van de samenstellende enkelvoudige golven.

In het eerst behandelde voorbeeld (fig. 12A en B) is het weliswaar nog mogelijk om van de 'golflengte' en van de 'voortplantingssnelheid' van het samengestelde systeem te spreken, doch ook hier moeten we reeds oppassen. Zo gelden bijvoorbeeld tussen 'golflengte' en 'voortplantingssnelheid', 'golflengte' en periode, 'voortplantingssnelheid' en periode in het samengestelde systeem *niet* de betrekkingen, die we in het eerste hoofdstuk hebben gevonden. Dit zien we het gemakkelijkst in door te bedenken dat de periode dezelfde was als van de twee enkelvoudige golven, de 'golflengte' en de 'voortplantingssnelheid' echter niet.

Naar aanleiding van het golvenpatroon van fig. 12 is nog op te merken dat de verandering in hoogte, die een op het water drijvend voorwerp hier ondergaat, varieert van 9 meter tot 1 meter; waar de toppen en dalen passeren gaat het water $5 + 4 = 9$ meter op en neer; precies daartussen – langs de lijn D E bijvoorbeeld – slechts $5 - 4 = 1$ meter.

2.3 Golfgroepen. Groepssnelheid

We keren eens even terug naar figuur 11. Het samengestelde golfprofiel bestaat hier uit wat men noemt: *golf-groepen*. Elke groep telt hier een zevental afzonderlijke golftoppen. De onderlinge afstanden tussen deze afzonderlijke golftoppen, de golflengte van deze golven dus, ligt ongeveer midden tussen de golflengte van de beide samenstellende enkelvoudige golvingen in; periode en voortplantingssnelheid zijn dienovereenkomstig. Terwijl nu de golftoppen met de hun eigen voortplantingssnelheid voortlopen, verplaatst ook de groep als zodanig zich. In principe zou men zich ook kunnen voorstellen, dat de 'groep' als zodanig – m.a.w. de lijn die de toppen der binnen de groep liggende golven verbindt – op zijn plaats bleef, en dat de golven er dus doorheen liepen, van achteren naar voren, eerst groeiend in hoogte en daarna weer afnemend. Als andere mogelijkheid zou men zich kunnen voorstellen, dat de

'groep' even snel loopt als de golftoppen, zodat het hele profiel zich zonder verandering verplaatst en elke individuele golftop bij zijn voortplanting dezelfde positie in de groep blijft innemen, dus ook zijn hoogte houdt.

De waarheid ligt in het midden, althans bij golven op diep water. Zowel theoretisch als uit de ervaring blijkt, dat een groep zich hier verplaatst met een snelheid die de *helft* is van de voortplantingssnelheid der individuele golven; deze laatste lopen dus van achteren naar voren door de groep heen, daarbij eerst groeiend, daarna weer afnemend en aan de voorkant van de groep verdwijnend. In de volgende groep worden ze dan a.h.w. nieuw geboren; men kan zich hierbij voorstellen dat een berg uit de ene groep in de volgende als dal doorloopt (en omgekeerd).

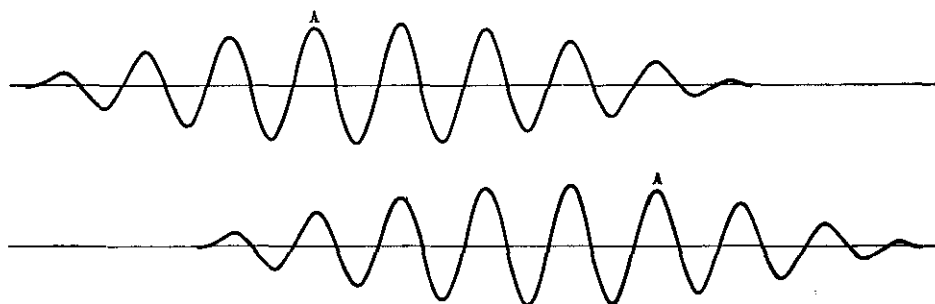


Fig. 13 Voortschrijding van een golfgroep. De groep als zodanig verplaatst zich met de helft van de snelheid van een afzonderlijke top A.

Figuur 13 verduidelijkt het afzonderlijk gedrag van een groep tegenover dat van de individuele golven. Terwijl een golftop zich in een zekere tijd van A (bovenste profiel) naar A (onderste profiel) heeft verplaatst, is de groep als zodanig slechts over de helft van deze afstand verder gekomen. De beschouwde top is dus onderwijl in de groep van achter naar voren opgeschoven.

Men noemt de snelheid waarmee de groep zich verplaatst de *groepssnelheid*; we duiden deze aan met de letter V . Voor diep water hebben we dus $V = \frac{1}{2}C$. Voor ondiep water is V groter dan $\frac{1}{2}C$ en in het grensgeval dat de golflengte zeer veel groter is dan de diepte nadert de verhouding $V : C$ tot 1.

2.4 Groepssnelheid is energievoortplantingssnelheid

Het verschijnsel van een golfgroep, die als zodanig met een andere snelheid loopt dan de individuele golven, is op eenvoudige wijze waar te nemen bij de golfringen, die ontstaan wanneer een steen in stilstaand water wordt gegooid. Als de steen verdwenen

is dan vormen de ringvormige golven ook een groep. Het verschil met het in de vorige paragraaf behandelde geval ligt alleen in het feit dat er nu maar één groep is, doch het gedrag van die groep is net zo als boven werd beschreven: bij nauwlettend toezien bemerkt men dat de afzonderlijke ringvormige golven harder lopen dan de ringvormige band van golven als geheel, zodat een individueel golfje in de groep van de achterkant naar de voorkant loopt en daar 'sterft'.

Dit verschijnsel geeft ons nu te denken. Immers, de energie van deze golven, opgewekt door de vallende steen, zit op elk ogenblik in die groter wordende ringvormige band, en zij verplaatst zich dus blijkbaar met de snelheid waarmee die band zich uitbreidt. Maar dat is *niet* de snelheid waarmee de individuele golven lopen. Deze laatste snelheid hebben we vroeger zonder meer de voortplantingssnelheid genoemd. We zien nu echter dat dit niet de voortplantingssnelheid van de energie is, maar alleen de voortplantingssnelheid van toppen en dalen, of 'fase-snelheid', zoals men zegt. En we hebben dus gevonden, dat de 'energiesnelheid' in het algemeen een andere is dan de fasesnelheid.

In dit voorbeeld bleek de energiesnelheid gelijk te zijn aan de groepssnelheid V . Zodat we voor voldoende diep water blijkbaar hebben: energiesnelheid $= V = \frac{1}{2}C$.

Men kan nu bewijzen, dat onder alle omstandigheden – ook al zijn er dus eventueel geen duidelijke groepen van golven – de energiesnelheid gelijk is aan die groepssnelheid. Over voldoende diep water is dus deze energiesnelheid – die we in het vervolg eenvoudig met de letter V zullen aanduiden – de helft van C . In minder diep water is overeenkomstig de vorige paragraaf $\frac{1}{2}C < V < C$.

Om de zin van deze energiesnelheid voor het geval dat er geen duidelijke groepen zijn, duidelijk te maken, denken we aan de formule voor E (zie § 1.6). We zagen dat per m^2 van een golvend zeeoppervlak, bijvoorbeeld wanneer er deining staat, een gemiddelde energie $E = 1,26 H^2$ kilojoules aanwezig is (H in meters uitgedrukt). Dan weten we nu dat met de voortplanting van deze deining een *energiestroom* $EV = 1,26 H^2 V$ kilowatt per meter breedte gepaard gaat (1 joule per seconde = 1 watt). Zij $H = 4$ m, dan is $E = 20$ kilojoules per m^2 . Zij $L = 100$ m, dus $C = 12,5$ m/s en $V = 6,25$ m/s. Wanneer nu deze deining loodrecht op een kust toeloopt, hoeveel energie moet elke meter van die kust dan per seconde opvangen? Deze wordt gegeven door EV ; dat is hier 126 kilowatt. Dat wil zeggen: trekken we een lijn evenwijdig aan de kust, dan passeert per seconde door elke meter van die lijn de bovengenoemde energiehoeveelheid, naar de kust toe. Komen de golven zo dicht bij de kust dat door de geringere diepte de golflengte en de voortplantingssnelheid verminderen, dan vermindert ook V , doch in mindere mate dan C . Hoe dit ook zij, de energiestroom is daar, dichter bij de kust, nog praktisch dezelfde als buiten op zee, afgezien van enig verlies door wrijving langs de bodem, en pas in de brandingszone wordt het grootste deel van deze energie verbruikt.

Wat we zagen bij de golven, opgewekt door een steen, die in het water valt, geldt ook voor deining, die uit een stormgebied vandaan komt en voortloopt over water

waar geen of weinig zeegang heerst. Zulk een deining heeft een 'front', dat aangeeft tot hoever de deining is voortgeschreden. Fig. 14 geeft de situatie schematisch in een profiel weer. Het deiningfront (bij A) verplaatst zich met de groepssnelheid V ; immers de plaats van dit front geeft aan tot hoever de deining-energie gevorderd is. Willen we dus uitrekenen over hoe lange tijd een deining 1000 zeemijlen of 1852 km gevorderd zal zijn over rustig water, buiten het stormgebied waar zij vandaan komt, dan moeten we weer niet C maar V toepassen; heeft de deining bijvoorbeeld op deze weg een golflengte van 100 meter en dus een C van 12,5 m/s of 25 knopen of 45 km/uur, dan legt het deiningfront de genoemde afstand af in 80 uur. We zullen verderop zien, dat deining onderweg geleidelijk enigszins van karakter verandert en dat met name de periode en de golflengte niet overal langs de weg dezelfde zijn; doch we zagen hier nog van deze complicatie af.

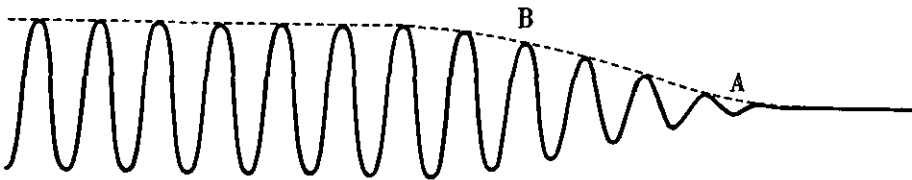


Fig. 14 Voorhoede van een golf-trein.

We willen tenslotte aan de hand van fig. 14 nog trachten iets als een verklaring te geven van het feit, dat de energiesnelheid niet even groot is als de fasesnelheid. Daartoe herinneren we ons, dat de energie van een golf voor de helft potentiële en voor de helft kinetische energie was. Nu wordt met de verplaatsing van golfbergen en -dalen op diep water alleen de daaraan verbonden potentiële energie verplaatst, dus de helft van de totale. Immers de kinetische energie is gebonden aan de overal rondbewegende waterdeeltjes, die *niet* met het golfprofiel voorwaarts gaan (afgezien van de kleine verplaatsing, waarover in § 1.3 is gesproken). We nemen nu eens aan dat er duidelijk een voorste golf van het deiningfront aan te wijzen is en dat deze een hoogte H en een energie E_1 heeft. Na een tijdsverloop van één periode is deze golf met zijn potentiële energie $\frac{1}{2} E_1$ op een plaats gekomen die aanvankelijk vlak en in rust was. Een golf met alléén potentiële energie bestaat echter niet en deze golf heeft zijn energie $\frac{1}{2} E_1$ dus noodzakelijk moeten verdelen over potentiële en kinetische energie: hij heeft immers water in beweging moeten zetten; terwijl eerst potentiële en kinetische energie beide $\frac{1}{2} E_1$ waren zijn ze nu beide maar $\frac{1}{4} E_1$; m.a.w. de golf moet hoogte hebben verloren. En dat gaat steeds door naarmate hij verder voortschrijdt, het stille 'voorland' in.

Men ziet onmiddellijk, dat deze voorste golf spoedig verdwenen zal zijn en dat achter hem komende golven in de voorhoede geraken om straks op hun beurt ook te verdwijnen. Het is als bij een colonne soldaten, waarvan met elke stap elk gelid op de plaats van het daarvoor lopende gelid komt, maar waarvan om de andere stap het voorste gelid uitvalt. De kop van de colonne komt dan maar vooruit met de helft van de snelheid der marcherenden en het zijn telkens anderen die het voorste gelid vormen.

Bij golven is het natuurlijk moeilijk om van een 'voorste gelid' te spreken. Zo'n deiningsfront is dan ook geen scherpe lijn maar een gebied. We kunnen de verplaatsing van de kop van de golfstrein nog het best nagaan door te letten op de plaats bij B (fig. 14), waar de golf die ter plaatse is de helft heeft van de maximale energie, welke al de golven achteraan bezitten. Laten de golven van rechts naar links genummerd worden, laat de energie van de n e golf op een zeker ogenblik aangeduid worden door E_n en laat bij B zich op dat ogenblik, om de gedachten te bepalen, de 25e golf bevinden; E_{25} is dus de helft van de maximale energie. We hebben verder: $E_{26} > E_{25} > E_{24}$, en we kunnen verwachten dat in deze omgeving geldt:

$$E_{26} - E_{25} = E_{25} - E_{24}; \text{ of } E_{25} = \frac{1}{2}(E_{26} + E_{24}).$$

Na één periode zit golf 25 op de plaats van 24; hij brengt de energie $\frac{1}{2} E_{25}$ mee en vindt er de achtergebleven kinetische energie $\frac{1}{2} E_{24}$; samen: $\frac{1}{2}(E_{25} + E_{24})$. Evenzo zit op de plaats van golf 25 nu golf 26 en de energie is daar geworden $\frac{1}{2}(E_{26} + E_{25})$. Nog een periode later: op de plaats waar eerst 24 zat, zit nu 26 en de energie is er

$$\frac{1}{4}(E_{26} + E_{25}) + \frac{1}{4}(E_{25} + E_{24}) = \frac{1}{4}E_{26} + \frac{1}{2}E_{25} + \frac{1}{4}E_{24} = E_{25}.$$

We zien: in een tijdsverloop van twee perioden is de plaats B waar de energie de helft is van de maximale energie een afstand van één golflengte vooruitgekomen. Dit punt B, dat min of meer karakteristiek is voor de plaats van de kop van de 'golfstrein', schuift dus vooruit met een snelheid $V = \frac{1}{2} C$.

Dit alles geldt voor diep water. In minder diep water liggen de zaken anders (men zie § 5.2).

2.5 Zeegang en deining

In het voorgaande zijn reeds verschillende malen de woorden zeegang en deining genoemd en voor zeevarenden zijn dit bekende termen. In verband met wat later volgt willen we echter niet nalaten hier nog even de betekenissen dezer twee woorden te omschrijven:

Onder zeegang verstaat men de toestand van het zeeoppervlak, die wordt ver-

oorzaakt door ter plaatse en in de omgeving heersende wind.

Onder deining verstaat men de golven, die uit een windveld vandaan gekomen zijn en niet meer onderworpen zijn aan de werking van de wind, die hen opwekte. Deining is dus elders ontstaan uit zeegang.

Zeegang is onregelmatig van aard. De in het voorgaande behandelde regels kunnen op zeegang dan ook minder gemakkelijk worden toegepast dan op deining, die regelmatigere vormen vertoont. Deining en zeegang kunnen gelijktijdig op één plaats aanwezig zijn. Ook kunnen verschillende soorten deining door elkaar heen lopen.

METHODEN EN UITKOMSTEN VAN WAARNEMING EN METING VAN GOLVEN

3.1 'Visuele' en 'significante' golfhoogte en -periode

Zoals we later zullen zien (§ 3.5 en verder), kan een bepaalde golftoestand het beste in statistische termen worden beschreven met behulp van een golfspectrum. Maar het is bij het doen en bewerken van waarnemingen en bij het voorspellen van golven vaak praktisch de golftoestand te kunnen karakteriseren met behulp van *één* golfhoogte, *één* golfperiode en *één* gemiddelde richting. Deze grootheden moeten dan wel zodanig worden gekozen dat ze inderdaad zo goed mogelijk karakteristiek zijn voor de waargenomen of te verwachten golftoestand.

We moeten nu onderscheid maken tussen twee verschillende categorieën van waarnemingen.

De eerste en oudste categorie is die van de '*visuele waarnemingen*', zoals die worden gedaan door de waarnemers aan boord van schepen, welke waarnemers worden geacht als 'instrumenten' alleen hun goede ogen te hebben en verder een stophorloge of horloge met secondenwijzer.

De tweede categorie omvat alle waarnemingen met behulp van speciale *meetinstrumenten*. Hierbij is de meest gebruikelijke methode het maken van een registratie van de hoogte van het zeeoppervlak op één vaste plaats gedurende een zekere tijd (bijv. 20 minuten). We krijgen dan een grafiek zoals gegeven is in figuur 15, waarin maxima en minima elkaar afwisselen. Er is ook sprake van een gemiddeld zeeniveau (dat nog langzaam kan verlopen, bijv. door het getij). De maxima horen bij de passerende golfkammen of golftoppen, de minima bij de golftroggen of golfdalen. Hun hoogten

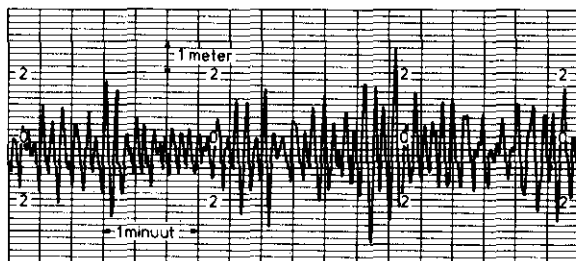


Fig. 15 Voorbeeld van een gedeelte van een golfregistratie.

en diepten variëren voortdurend. Meestal zijn er min of meer duidelijke *groepen* van hogere golven.

De definities van golfhogte en golfperiode zijn voor beide gevallen strikt genomen iets verschillend en uiteraard ook de richtlijnen om tot de gewenste karakteristieke grootheden te komen.

We definiëren:

hoogte van een golf (visuele waarneming) = gemeten of geschat op een bepaald *moment*, het hoogteverschil tussen een golfkam en het direct voorafgaande golfdal;

hoogte van een golf (golfregistratie in de tijd) = gemeten op een bepaalde *plaats*, het hoogteverschil tussen een golfkam en het direct voorafgaande golfdal;

periode van een golf (visuele waarneming) = het tijdsinterval tussen het passeren van een vast punt (vaak een in het oog gevatte schuimpeuk) door twee opeenvolgende golfkammen;

periode van een golf (golfregistratie in de tijd) = het tijdsinterval tussen twee opeenvolgende neerwaartse snijdingen van een geregistreeerde golflijn met het gemiddelde niveau.

Hierbij is vier maal gesproken van *een golf*. Als kenmerkend voor *een golf* beschouwen we hier de combinatie van een golfkam en het onmiddellijk daaraan voorafgaande golfdal. Bedoeld is dus een *individuele* golf; deze manier van denken sluit aan bij het normale spraakgebruik. We zullen echter hierbij meteen afspreken, dat een maximum alleen als 'golfkam' wordt beschouwd als het *boven* het gemiddelde niveau uit komt en dat een minimum alleen als 'golfdal' wordt beschouwd als het *onder* het gemiddelde niveau ligt.¹⁾ Op deze wijze elimineren we de meeste zeer kleine en korte golfjes.

Welke afspraken of richtlijnen bestaan er nu om een bepaalde golftoestand te kunnen karakteriseren met behulp van één golfhogte en één golfperiode, zoals in het begin van deze paragraaf was gesteld?

Voor de *visuele* golfwaarnemingen geven we de richtlijn zoals die sinds 1947 voor de meteorologische waarnemers aan boord van schepen is geformuleerd door de WMO (World Meteorological Organization)²⁾. Als *golfhogte* wordt dan genomen: de gemiddelde hoogte van ongeveer 15 tot 20 goed gevormde, *hogere* golven van een aantal groepen; als *golfperiode*: de gemiddelde periode van deze (of een stel soortge-

1) Voor de instrumentele golfwaarnemingen volgen we de aanbevelingen van een rapport van de PIANC: zie de literatuurlijst. In dit rapport heet zo'n golf een 'zero up-crossing wave'.

2) Voordien was het gebruikelijk dat zeelieden de zeevang aanduiden met een schaalcijfer lopend van 0 tot 9, enigszins analoog met de schaalcijfers van Beaufort voor de windkracht, terwijl deining werd aangeduid als 'kort', 'matig lang' of 'lang' en als 'laag', 'matig hoog' of 'hoog'; hierbij geldt ruwweg: 'kort': periode beneden 8 s; 'lang': periode boven 12 s; 'laag': hoogte beneden 2 m; 'hoog': hoogte boven 4 m.

lijke) golven. De hoogte wordt gevraagd in halve meters nauwkeurig, de periode in gehele seconden. De gemiddelde *richting* waaruit de golven komen is juist op visuele wijze het beste te bepalen; die wordt gevraagd op 10 graden nauwkeurig.

Deze richtlijn voor het bepalen van de kenmerkende golfgrootheden door visuele waarnemers op zee is bedoeld voor één 'golfsysteem'.¹⁾ Wanneer twee of meer 'golfsystemen' *duidelijk* van elkaar kunnen worden onderscheiden wat betreft hun richting, periode of uiterlijk (in dat geval meestal een zeegang en een gelijktijdig aanwezige deining), dan dienen de karakteristieke parameters van beide zo goed mogelijk te worden bepaald.

De aldus langs visuele weg bepaalde of geschatte hoogte en periode heten de 'visuele golfhoogte en -periode' en worden aangeduid met de symbolen H_v en T_v . Het vermoeden bestaat dat de zeelieden van oudsher de hoogte van golven op ongeveer deze wijze hebben geschat als ze zeiden dat 'de' hoogte van de golven zóveel meters of voeten was.

Als men nu een *golfregistratie* heeft, zoals in figuur 15 (of als men op andere wijze in staat is geweest de hoogten en perioden van *alle* golven die gedurende een zekere tijd een vast punt zijn gepasseerd te meten) geldt het volgende voorschrift. Selecteer het *hoogste één derde deel* van al die gepasseerde golven en bepaal dáárvan de gemiddelde hoogte en de gemiddelde periode. Deze heten de *significante* hoogte en periode en worden aangeduid met de symbolen H_s en T_s . (N.B.: Een golfregistratie als die van figuur 15 geeft uiteraard *geen* informatie over *golfrichtingen*).

Om de begrippen *significante* hoogte en periode toe te lichten geven we hieronder een simpel voorbeeld. Laat men een aantal opeenvolgende golven hebben waargenomen en de volgende hoogten en perioden hebben genoteerd:

2 m; 3 m; 3,5 m; 2,5 m; 1,5 m; 2 m; 1,5 m; 0,5 m; 1 m; 2 m; 2,5 m; 1 m.
6 s; 6 s; 8 s; 7 s; 5 s; 6 s; 5 s; 4 s; 5 s; 6 s; 7 s; 6 s.

Dit waren 12 golven. Daarvan moeten we dan de hoogste vier hebben en van deze de gemiddelde hoogte en periode bepalen. Dat wordt:

$$\frac{1}{4}(3 + 3,5 + 2,5 + 2,5) = 2,9 \text{ meter en}$$

$$\frac{1}{4}(6 + 8 + 7 + 7) = 7,0 \text{ seconden.}$$

Dit voorbeeld illustreert duidelijk dat de *significante* golfhoogte (evenals de visuele hoogte) lager is dan de *allerhoogste* waargenomen golf, maar hoger dan de gemiddelde hoogte van alle golven.

Het spreekt vanzelf, dat deze definities van hoogte en periode pas zin hebben wanneer ze worden toegepast op een voldoende groot aantal opeenvolgende golven.

¹⁾ Voor het begrip 'golfsysteem' bestaat geen exacte definitie. Een 'golfsysteem' kan zijn: de zeegang, of een duidelijk herkenbare deining.

'Voldoende' is dan in dit verband: *tenminste* enkele tientallen, hetgeen voor golven met een periode van bijv. 6 seconden periode een waarnemingsduur van tenminste enkele minuten betekent.

Uit diverse vergelijkingen is nu gebleken dat de golfhoogten en -perioden die men op deze wijze krijgt, in het algemeen redelijk overeenstemmen met de visuele schattingen van onbevooroordeelde waarnemers die deze wijze van bepaling *niet* kenden. Vandaar dat golfstatistieken die berusten op visuele waarnemingen – en dat zijn nu eenmaal nog steeds de meeste golfstatistieken, zeker die voor de open oceanen – met de nodige voorzichtigheid op deze wijze mogen worden geïnterpreteerd.

Door vele metingen is bevestigd, dat de mate waarin de verschillende golfhoogten voorkomen in een golfsysteem bij benadering wordt beschreven door een eenvoudige statistische verdelingswet (de z.g. Rayleigh-verdeling), nl.: de fractie van de golven *hoger* dan een waarde H is gegeven door:

$$e^{-2,00(H/H_s)^2} \equiv 10^{-0,87(H/H_s)^2}$$

waarin e weer het grondtal van de natuurlijke logaritmen is en H_s de significante hoogte voorstelt. Er zijn drie restricties op de geldigheid van deze formule: 1) ze geldt niet als H_s hoger is dan circa een vijfde van de waterdiepte, 2) ze geldt niet als er twee of meer golfsystemen tegelijk zijn en 3) ze geldt minder goed voor waarden van H/H_s beneden circa 0,5.

Volgens de formule kan men, *gemiddeld over een voldoende lang tijdvak*, verwachten:

- één op ca 8 golven hoger dan H_s ,
- één op ca 100 golven hoger dan $1\frac{1}{2} H_s$,
- één op ca 3000 golven hoger dan $2 H_s$.

Bij dit laatste getal (3000) moeten we evenwel bedenken dat de tijd die nodig is om 3000 golven te laten passeren zo lang is (bijv. 5 uren bij een gemiddelde golfperiode van 6 seconden), dat binnen die tijd de significante hoogte H_s op zee meestal niet meer als constant kan worden beschouwd. We kunnen daarom hier beter zeggen: de kans dat één golf een hoogte heeft die het dubbele van de significante hoogte overschrijdt is 1 op 3000; of ook: de kans dat er onder 30 golven zich tenminste één bevindt die hoger is dan $2 H_s$, is ongeveer 30 op 3000, of 1 op 100 (omdat ook deze kans nog klein ten opzichte van één is).

3.2 Waarneming met eenvoudige hulpmiddelen

Waarnemingen en metingen van golven kunnen worden verricht van de kust af, of aan boord van een schip, of van een vliegtuig of satelliet uit.

De visuele waarnemingen van golfhoogte en -periode die regelmatig worden verricht aan boord van vele schepen zijn in de vorige paragraaf al ter sprake gekomen. Vele van de hierna volgende aanduidingen en suggesties zijn niet zo gemakkelijk uitvoerbaar en zijn zeker niet als routine geschikt, maar meer bedoeld voor incidentele toepassing.

3.2.1 *Golfperiode*

Van de verschillende golfgrootheden is deze, afgezien van de golfrichting, meestal het gemakkelijkst te bepalen. Op een stilliggend schip kan men een vast punt aan boord voor de waarneming gebruiken. Vaart het schip, dan is de eenvoudigste manier, te letten op iets dat in het water drijft, bijvoorbeeld een plek schuim, en (liefst met een stophorloge) de tijdstippen te meten, waarop datgene wat men in het oog heeft gevat op het hoogste punt van een golf is. Deze methode schijnt het eerst te zijn toegepast voor V. Cornish (1912).

Aan een kust, wanneer er een regelmatige branding staat die het gevolg is van deining op zee, kan de periode dikwijls het beste gemeten worden door de tijdstippen van het overstorten van opeenvolgende brekers op te meten.

3.2.2 *Golflengte*

De golflengte kan gemeten worden door middel van een ouderwetse handlog, die van het achterschip zóver wordt uitgevierd, dat de log juist op een golfkam is, wanneer de achtersteven van het schip op de volgende golfkam is. Vaart het schip loodrecht op de kamrichting, dan is de lengte van de uitgevierde lijn gelijk aan de golflengte; zo niet, dan moet eerstgenoemde lengte vermenigvuldigd worden met de sinus van de hoek die de vaarrichting met de kamrichting maakt.

Is de golflengte niet te groot vergeleken met de lengte van het schip dan kan men de golflengte ook schatten door deze te vergelijken met de scheepslengte, of met de bekende afstand tussen twee vaste punten op het schip.

Een andere methode bestaat hierin, dat men de tussenpozen waarmee opeenvolgende golfkammen het schip bereiken vergelijkt met de tijd die een golfkam nodig heeft om van de achtersteven naar de voorsteven, of omgekeerd, te lopen. Vaart het schip bijvoorbeeld loodrecht op de kamrichting en haalt iedere 15 seconden een golfkam het schip in, terwijl hij 10 seconden nodig heeft om van de achtersteven naar de voorsteven te lopen, dan is de golflengte blijkbaar $15/10 \times$ de scheepslengte; bij een scheepslengte van 80 meter is de golflengte dan 120 meter. Vaart het schip niet loodrecht op de kamrichting dan moet de hoek tussen vaarrichting en kamrichting in rekening worden gebracht door – zoals de lezer gemakkelijk door een tekeningetje zal kunnen verifiëren – de uitkomst te vermenigvuldigen met de sinus van deze hoek.

Van de kust af of uit een vliegtuig kan men de golflengte schatten of meten, wanneer

men die kan vergelijken met bekende afstanden langs een golfbreker of havenhoofd, een steiger of pier, of ook met de lengte van een varend schip. Uit de lucht kan men, wanneer men in de nabijheid van een kust is, de golflengte ook vergelijken met afstanden langs de kust of op het land.

3.2.3 *Golfsnelheid*

Om de voortplantingssnelheid van de golven van een varend schip af te meten moet met de vaart van het schip door het water rekening worden gehouden. Ligt het schip stil in het water, en loodrecht op de kamrichting, dan geeft het tijdsverloop tussen het passeren van twee vaste punten van de scheepswand door eenzelfde golfkam de snelheid, door de afstand van deze twee punten door het gemeten tijdsverschil te delen. Men doet deze meting het beste met z'n tweeën.

Ligt het schip niet stil, doch vaart het in de richting waarin de golven lopen, dan moet de vaart van het schip bij de bovenverkrege uitkomst opgeteld worden. Vaart het tegen de golven in, dan moet de vaart van het schip van de verkrege uitkomst afgetrokken worden.

Maakt de richting van het schip een hoek met de richting waarin de golven zich voortplanten, dan moet in plaats van de afstand tussen de twee waarnemingsplaatsen op het schip de projectie van deze afstand op de voortplantingsrichting van de golven in de berekening worden gebruikt. Indien het schip vaart, dient bovendien gecorrigeerd te worden met de component van de vaarsnelheid in de richting van de golfvoortplanting. Een eenvoudige tekening leert dat de volgens de eerder gegeven methode verkrege uitkomst voor de golfsnelheid moet worden vermenigvuldigd met de sinus van de hoek tussen de vaarrichting van het schip en de richting van de golfkammen.

Een enkele waarnemer kan een meting van de voortplantingssnelheid doen door een handlog over een bekende lengte van het achterschip af uit te vieren en de tijd op te nemen, die een golfkam nodig heeft om van de log tot het schip – of omgekeerd – te lopen. Ook hier dient met de eigen vaart en de vaarrichting van het schip rekening te worden gehouden.

Van de wal af of uit de lucht kan de snelheid van golven worden gemeten zodra er maar geschikte vaste punten, als onder § 3.2.2 genoemd, zijn om de beweging van de golfkammen aan af te meten.

Tenslotte kan men de snelheid ook *berekenen*, hetzij uit de gemeten golflengte, hetzij uit de periode, met behulp van de in § 1.5 gegeven formules. Hierbij moet echter worden bedacht, dat – naar proeven hebben uitgewezen – wanneer een krachtige wind of storm de golven nog opjaagt, hun snelheid een 10% groter kan zijn dan wat uit de theoretische formules (die voor rustige lucht gelden) wordt berekend.

3.2.4 *Golfhoogte*

Deze is het moeilijkst te meten. Het is bekend dat men bij schattingen zich gemakkelijk vergist en dat daardoor soms onbetrouwbare getallen voor waargenomen golfhoogten zijn opgegeven. Toch zal men aan boord veelal op schatting zijn aangewezen.

Bij enigszins hoge golven is de beste methode van waarnemen aan boord van een betrekkelijk klein schip, zonder dat men speciale hulpmiddelen gebruikt, wel deze: men zoekt een plaats op – desnoods in een mast – vanwaar men de kammen der golven op één hoogte met de horizon ziet wanneer het schip zich ongeveer *rechtstandig* juist in het diepste punt van een golfdal bevindt. De hoogte van deze waarnemingsplaats boven de waterlijn is dan de golfhoogte. Deze methode is, zover bekend, het eerst voorgesteld door de bekende Franse fysicus en astronoom F. Arago (1835).

Bij de toepassing van deze methode moet men er om denken niet op verafzijnde golven te letten, aangezien deze tengevolge van de kromming van de aarde nog boven de horizon kunnen uitsteken terwijl de waarnemer zich toch op een grotere hoogte dan de hunne bevindt.

Van de wal kan men hoogten van golven schatten of meten wanneer de golven langs een pier of steiger of iets dergelijks lopen, vooral wanneer ergens een peilschaal of een speciaal voor dit doel aangebrachte, van een duidelijke schaalverdeling voorziene meetpaal aanwezig is. Men kan de waarnemingen eventueel met een kijker of fotografisch (filmend) verrichten. Ook kan men, op een pier of steiger staande, een lodingslijn neerlaten en, terwijl het lood op de bodem ligt, de lijn verticaal en strak houden om daarlangs de hoogteverschillen van de voorbijlopende golven af te meten. Of men beweegt het lood met het wateroppervlak op en neer en meet daaraan de hoogteverschillen af.

3.3 **Meting van golven met instrumentele middelen**

3.3.1 *Metingen nabij de kust met behulp van vaste punten*

Het is begrijpelijk dat men golven nabij de kust beter kan meten dan in volle zee, omdat men daar kan beschikken over vaste punten. Voor vele doeleinden is ook juist het gedrag van golven bij de kust van belang.

Er is dan ook een grote verscheidenheid van *registrerende* instrumenten ontwikkeld voor golfmetingen aan kusten. In het algemeen registreren deze gedurende een zekere tijd de steeds veranderende hoogte van het wateroppervlak (of een grootheid die daarmee samenhangt) boven een vast punt, op enige afstand uit de kust. Er zijn in hoofdzaak vier principes volgens welke registrerende golfmeters zijn geconstrueerd, te weten:

1. het principe van de getijmeter, waarbij de op en neer gaande bewegingen van een vlotter in een geperforeerde verticale buis op mechanische wijze worden overgebracht op een schrijfsen die op een langzaam draaiende trommel schrijft;
2. het principe volgens hetwelk het op en neer gaande zeewater wordt gebruikt als een met de aarde verbonden elektrisch schuifcontact op een verticale mast of paal die gelijkmatig is voorzien van elektrische weerstanden of capaciteiten, deel uitmakend van een elektrische kring; de hoogtevariaties van het zeeoppervlak veroorzaken dan een overeenkomstig elektrisch signaal dat kan worden geregistreerd; een voorbeeld is de z.g. 'stappenbaak': een isolerende verticale paal voorzien van elektrische contacten op afstanden van bijv. 5 cm; bij elk contactpunt dat onder water komt wordt één weerstand kortgesloten;
3. het principe van de onderwater-drukmeter, waarbij de golven die gaan over het instrument, dat zich veelal dichtbij de bodem bevindt, worden geregistreerd door middel van de drukschommelingen die zij teweeg brengen¹⁾, welke drukschommelingen langs elektrische weg worden overgebracht naar een registreertoestel aan de wal;
4. het principe van de omgekeerde echoloding: het op de bodem liggende instrument voert een voortdurende echoloding uit van beneden naar boven, dus naar het wateroppervlak (dat een echo geeft), en registreert zodoende de hoogteveranderingen van het zeeoppervlak.

Figuur 15 gaf een voorbeeld van een golfregistratie. Uit dergelijke golfregistraties in de tijd kan men golfhoogten en -perioden bepalen.

Het langs instrumentele weg meten van de *richtingen* waaruit golven komen is betrekkelijk moeilijk, vooral wanneer golfsystemen met verschillende richtingen tegelijk voorkomen. De methoden die worden toegepast berusten meestal of op het bepalen van de richting van golfhellingen, of op de bepaling van tijdsverschillen waarmee golfkammen twee of meer dichtbij elkaar geplaatste golfmeters passeren²⁾. Voor routinegebruik zijn deze methoden echter minder geschikt, zodat men hier veelal op visuele waarnemingen is aangewezen. Ook de luchtfoto kan hier helpen.

Voor het meten van de hoogte van brekers³⁾ zijn de aangeduide registrerende instrumenten minder geschikt. Men kan dit langs optische weg doen, door van een voldoende hoge opstellingsplaats aan de wal de schijnbare hoogte van de breker, in hoekmaat, te meten en tevens de afstand tot de plaats van waarneming te bepalen uit de hoek waaronder men de voet van de breker onder de horizon ziet. Uit de afstand,

1) N.B. Er zij aan herinnerd (§ 1.8) dat deze drukschommelingen *niet* gelijk zijn aan de schommelingen in het gewicht van de waterkolom boven het instrument en dus ook niet zonder meer een afbeelding van de hoogteveranderingen van het zeeoppervlak geven. Vooral de kortere golven worden verkleind weergegeven, zodat op grotere diepte alleen de langere golven worden geregistreerd.

2) De afstand of afstanden tussen de golfmeters moeten van de orde van een halve golfengte bedragen.

3) Over brekers vindt de lezer meer in het 5e hoofdstuk.

de schijnbare hoogte van de breker en de bekende hoogte van de waarnemer boven het zeeniveau kan de ware hoogte van de breker worden gevonden. Deze methode kan alleen met voldoende nauwkeurigheid worden toegepast op brekers van het zg. 'overstortende' type, waarbij het overstortende water als een gordijn – los van de voorkant van de golf – van de top van de golfkam af als het ware wordt uitgegoten en neerkomt aan de voet.

In plaats van met oogwaarneming kan men het laatst beschreven meet-principe ook fotografisch toepassen.

3.3.2 *Metingen in volle zee*

In volle zee is het verrichten van betrouwbare golfmetingen minder eenvoudig. Een reeds betrekkelijk oude methode om in volle zee vanaf een gestopt liggend schip bij niet te ruw weer golfhoogten en -perioden te bepalen, is die met een drijfbaken volgens een principe aangegeven door de bekende Engelse scheepsbouwkundige W. Froude; zie fig. 16. Een houten spar of waterdichte holle buis van metaal of plastic wordt rechtop drijvende in het water gehouden, doordat aan het onderende een lijn is verbonden, waaraan een gewicht hangt. Even boven dit gewicht is een vierkante of ronde platte schijf of raam met zeildoek bespannen aangebracht, die door de spanning in de lijn in horizontale stand wordt gehouden. Deze schijf kan zich dan slechts moeilijk ten opzichte van het omgevende water in verticale richting verplaatsen en als hij voldoende diep hangt, waar de golfbeweging zeer gedempt is, zal dan ook het geheel van schijf, gewicht, lijn en paal slechts weinig in verticale richting bewegen. Tegen een op de paal aangebrachte schaalverdeling kunnen de hoogten van de passerende golfkammen en dalen worden afgelezen of worden gefilmd. Eventueel kan men registreren met behulp van een der principes genoemd in § 3.3.1.

Een veel gebruikt principe voor het meten van golven op zee is dat van de meting van de verticale versnellingen van een drijvende boei die min of meer de bewegingen van het zeeoppervlak volgt. Een versnellingsmeting vereist immers geen vast punt: het is in feite een kracht die gemeten wordt. Het verkregen versnellingssignaal kan elektronisch (door 'dubbel integreren naar de tijd') worden omgezet in een hoogte-sig-naal.

Op de Nederlandse lichtschepen in de Noordzee is vele jaren gebruik gemaakt van kleine vloten waarop een versnellingsmeter was gemonteerd die door een kabel met elektrische aders met het schip was verbonden; de registratieapparatuur stond aan boord. Bezwaren waren: 1) de moeilijke hanteerbaarheid, speciaal bij slecht weer (het vlot kon in de praktijk niet permanent buiten boord worden gelaten) en 2) dat door het niet zuiver op en neer bewegen van het vlot ook niet de zuivere verticale versnelling werd gemeten.

Het eerste bezwaar is ondervangen in de z.g. '*shipborne wave-recorder*', die in de

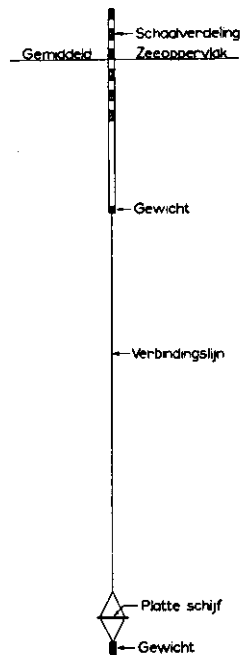


Fig. 16 Golfmeter (volgens Froude) voor gebruik op zee.

viijftiger jaren in Engeland is ontwikkeld en die nog op verschillende lichtschepen en weerschepen (o.a. de Nederlandse 'Cumulus') regelmatig wordt gebruikt. Hier wordt het schip *zelf* als de drijvende boei gebruikt. Maar een schip zal in het algemeen de golfbeweging niet goed volgen. Daarom zijn onder de waterlijn, en wel aan beide zijden (om de slingerbeweging van het schip grotendeels te elimineren), behalve versnellingsmeters ook drukmeters ingebouwd om de hoogtevariatijs van het wateroppervlak ten opzichte van de scheepswand te benaderen. Een juiste combinatie van de gemiddelden van beide paren signalen levert bij benadering de hoogteveranderingen van het wateroppervlak. Het instrument werkt het nauwkeurigst als het versnellings-signaal overheerst, dat is: als de golven lang zijn en het schip ongeveer evenveel op en neer gaat als het zeeoppervlak.

Het tweede bovengenoemde bezwaar is ondervangen in de z.g. 'waverider' die in de zestiger jaren in Nederland werd ontwikkeld, die tijdens gebruik geen permanent toezicht vereist en die thans over vrijwel de gehele wereld wordt gebruikt. Dit is een bolvormige boei met een diameter van 70 cm, voorzien van een versnellingsmeter die gemonteerd is op een gestabiliseerd platform, zodat hij alleen de verticale versnelling van de boei meet, van elektronica die de gemeten versnelling omrekent naar de verticale beweging van de boei en een zender die het aldus verkregen golfhoogtesignaal over

maximaal 50 km uitzendt naar een ontvangstation, waar het geregistreerd kan worden. Het ontvangstation staat meestal aan de kust, maar het is ook mogelijk om het bijv. op een boordplatform of op een schip te plaatsen. De 'waverider' wordt meestal verankerd met een lijn waarin ook een sterk rekbaar rubber-kabel is opgenomen. Dit is nodig om te voorkomen dat de boei bij hoge golven en/of sterke stroom onder water wordt getrokken.

Terwijl de tot hier toe besproken instrumentele methoden de hoogtevariaties van het zeeoppervlak op een vaste *plaats* leveren, kunnen fotografische methoden veel informatie geven over het golfpatroon op een bepaald *moment*. Zo is de gewone luchtfoto een machtig middel gebleken voor nauwkeurige waarneming van golven, zij het meer voor de golfenlengte en -snelheid en het gehele patroon van golfkammen dan voor waarneming van golfhoogten. In hoofdstuk 5 vindt men diverse van dergelijke luchtfoto's. Zij zijn vooral van belang voor het waarnemen van het gedrag van de golven bij het gaan over minder diep water.

Ook met radar kan men onder gunstige omstandigheden foto's verkrijgen waaruit goed richtingen en golfenlengten van zeegang of deining kunnen worden afgeleid.

Indien men van twee punten uit gelijktijdig een foto neemt, kan men door dit fotopaar stereografisch te bekijken in principe een volledige topografie van een stuk zeeoppervlak bepalen. Daar het uitwerken van zulke foto's zeer veel tijd vraagt is deze methode niet geschikt voor routine-gebruik. Wel wordt zij soms gebruikt bij wetenschappelijke onderzoeken. Figuur 17 laat een voorbeeld van een uitgewerkte stereofoto, die werd gemaakt tijdens de Duitse 'Meteor'-expeditie (1925-'27) op de Atlantische Oceaan, zien. Daar deze foto's van betrekkelijk geringe hoogte werden genomen is ook maar een klein gedeelte van het zeeoppervlak te zien. Het zeeoppervlak dat wordt bestreken kan natuurlijk veel groter zijn als van twee vliegtuigen uit wordt gefotografeerd.

Tenslotte vermelden we de z.g. 'scanning'-methoden, waarbij een vliegtuig, dat zo goed mogelijk horizontaal, rechtlijnig en met constante snelheid op lage hoogte vliegt, met behulp van een radar- of laser-hoogtemeter de hoogte van het zeeoppervlak aftast en aldus – dankzij de hoge vliegsnelheid – een bijna synchroon golfprofiel in een gegeven richting kan leveren.

3.4 Enige waarnemingsgegevens

Golfhoogte. De vraag, die veel gesteld wordt, is: hoe hoog kunnen golven op zee worden, en wat is de grootste hoogte, die is waargenomen?

Wat die laatste vraag betreft: deze is moeilijk te beantwoorden, want daartoe kan men niet volstaan met alle berichten over hoge golven na te gaan, maar moet men ook

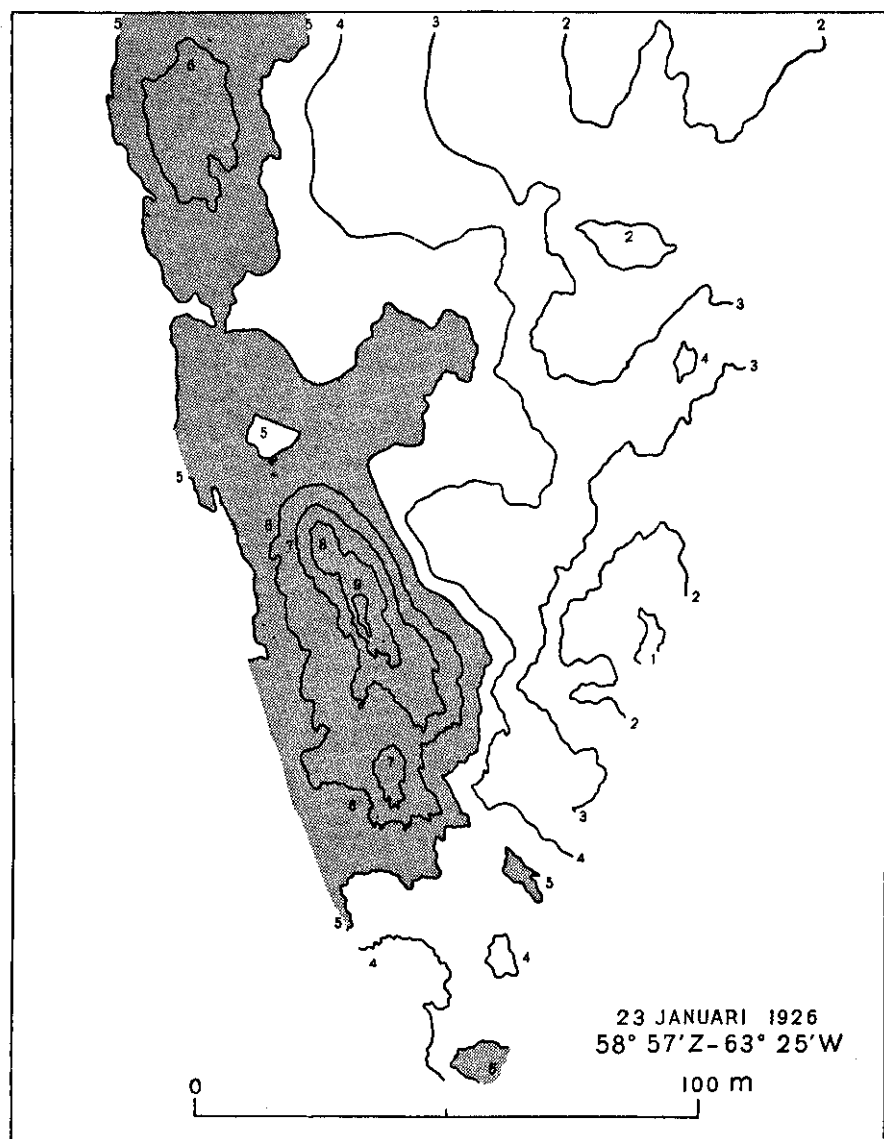


Fig. 17 Topografie van een golven-‘landschap’ afgeleid uit een stereo-fotografische opname gemaakt aan boord van de ‘Meteor’. De getallen geven de hoogte van het zeeoppervlak boven een zeker referentieniveau, in meters. Aan de linkerkant van het beeld is een golfkam, rechts een golfdal; het hoogteverschil gaat tot 7 meter. Het zuiden wijst ongeveer naar boven. De wind woei sedert enkele uren met kracht 7 tot 8 (tussen 15 en 19 m/s) uit WSW. De zeeegang, die groeiende was, loopt naar links in het beeld. De visueel geschatte golfperiode was 7,5 seconden.

beoordelen of een bericht betrouwbaar is. Niet alsof getwijfeld zou moeten worden aan de goede trouw van de berichtgever, maar men moet de garantie hebben dat de waarneming is gedaan volgens een betrouwbare methode. De hoogste waargenomen golf, waaromtrent deze garantie in voldoende mate aanwezig schijnt te zijn, is die van 34 meter, ontmoet door het Amerikaanse schip *Ramapo* midden in de noordelijke Grote Oceaan op 7 februari 1933, na een langdurige periode van stormweer.

Een ander betrouwbaar lijkend bericht, ook van de noordelijke Grote Oceaan, is dat van een individuele golf van 30 meter hoogte van dal tot top, die werd waargenomen op 22 oktober 1968 op een olieboorplatform in 140 meter diep water buiten de kust van Brits Columbia. Het platform fungeerde hier als een soort drijvende meetpaal.

Dit waren beide visuele waarnemingen. De volgende drie berichten betreffen instrumenteel gemeten extreem hoge golven.

Op 1 december 1969 bevond het Amerikaanse research-platform 'FLIP' (een enorme verticale cilindervormige boei) zich op 350 mijl benoorden Hawaï. Tijdens een 3 minuten lange filmopname van een naburig schip werd toen een individuele golf van $24\frac{1}{2}$ meter hoogte gemeten; de significante hoogte was toen ca 15 meter en de significante periode ca 18 seconden.

Van een der Russische Antarctische expedities wordt een golfhoogte van 25 meter gerapporteerd, langs stereofotografische weg gemeten op 2 april 1956 bij 57°S , 159°E .

Op 12 september 1961 werd bewesten Ierland door een Brits weerschip met een 'shipborne wave-recorder' een individuele golf van $20\frac{1}{2}$ meter hoogte geregistreerd; de bijbehorende periode was 15 seconden, de significante hoogte was $12\frac{1}{2}$ meter. Dit is, zover nu (1976) bekend, de hoogste individuele golf geweest die ooit door één der weerschepen met zo'n instrument op de Atlantische Oceaan is waargenomen.

Van de Noordzee geven we twee rapporten van zeer hoge individuele golven, beide geregistreerd door een schip met een 'shipborne wave-recorder'. Op het Noorse schip 'Famita' werd in de noordelijke Noordzee, $57\frac{1}{2}^{\circ}\text{N}$, 3°E , in november 1969 een golf van 18 meter hoogte gemeten. Iets zuidelijker, bij 55°N , 4°E , werd op het Britse schip 'Clione' op 6 maart 1968 een golf van 14 meter gemeten; daarbij was de significante hoogte 9 meter en de visuele periode 12 seconden.

Het is bekend – en we zullen hier later nog uitvoeriger over hebben te handelen – dat de voorwaarden voor opwekking van zeer hoge golven zijn: winden van storm- of orkaankracht, waaiend over een zeer grote uitgestrektheid van water en dat gedurende lange tijd. Deze voorwaarden zijn het vaakst vervuld in de brede gordels van veelal westelijke winden, zowel op het noordelijk halfrond (in de noordelijke Atlantische Oceaan en de noordelijke Stille Oceaan) als op het zuidelijk halfrond, waar deze gordel een bijna gesloten geheel vormt door alle drie oceanen. Uitzonderlijk hoge golven kunnen dan ontstaan wanneer twee hoge golven van verschillende oorsprong of voortplantingsrichting elkaar treffen en hun hoogten a.h.w. op elkaar stapelen. Deze zeer grote hoogten zijn echter hoge uitzondering. Voor golven van 5 meter

significante hoogte is reeds een windkracht 8 (ca 17 m/s) en dat gedurende minstens 12 uren, nodig en golven hoger dan 10 meter zijn bepaald zeldzaam.

De tabellen 2, 3 en 4 geven een indruk van de veelvuldigheid van het voorkomen van golven van verschillende hoogten in diverse zeegebieden.

Tabel 2 Frequenties in % van visueel waargenomen golfhoogten in verschillende oceaangebieden, jaren 1949 t.e.m. 1961.

Oceaangebied		Totaal aantal waarn. (× 1000)	Golfhoogte tenminste (meters)				
			1½	2½	4½	5½	7½
Noordelijke Atlantische Oceaan	50-60 °N, 10-40 °W	73	71	30	11	4,9	1,6
	40-50 °N, 10-60 °W	309	66	22	7,0	3,1	1,0
	30-40 °N, 10-60 °W	296	57	14	3,8	1,4	0,4
N. Grote Oceaan	30-50 °N, 140 °E-125 °W	131	64	17	4,9	2,1	0,7
Z. Grote Oceaan	30-50 °S, 180-120 °W	31	81	24	5,9	2,2	0,5
Trop. Indische Oceaan	0-20 °N, 50-100 °E	218	44	7,4	1,7	0,7	0,1
Z. Indische Oceaan	30-40 °S, 20-110 °E	47	72	20	4,7	1,6	0,4

Voorbeeld:

in het genoemde deel van de noordelijke Grote Oceaan werd in 17 procent van de waarnemingen een golfhoogte van 3 meter of meer gerapporteerd; dit percentage mag men dan beschouwen als een schatting van de totale tijd (over het gehele jaar genomen) waarin op een bepaalde plaats in dit oceaangebied dergelijke golven voorkomen (deze schatting is overigens slechts heel ruw, omdat het oceaangebied groot en zeker niet homogeen is wat betreft de frequenties van het voorkomen van de golven).

Tabel 3 Frequenties in % van visueel waargenomen golfhoogten bij station J (52½ °N, 20 °W), jaren 1950 t.e.m. 1959.

Seizoen	Totaal aantal waarn. circa	Golfhoogte tenminste (meters)									
		$\frac{1}{2}$	$1\frac{1}{2}$	$2\frac{1}{2}$	$3\frac{1}{2}$	$4\frac{1}{2}$	$5\frac{1}{2}$	$6\frac{1}{2}$	$7\frac{1}{2}$	$8\frac{1}{2}$	
Gehele jaar	25000	98	77	47	26	13	7,3	4,0	2,2	1,1	
dec. + jan. + feb.	6300	99	88	62	37	20	12	7,1	4,1	2,0	
juni + juli + aug.	6300	96	59	23	10	4,1	2,3	1,5	0,9	0,3	

Tabel 4 Frequenties in % van visueel waargenomen golfhoogten in de Noordzee.

Zeegebied	Seizoen	Golfhoogte tenminste (meters)					
		1	1½	2	3	4	5
Centrale Noordzee, (1957 t.e.m. 1966)	Gehele jaar	76	39	20	9,0	4,0	1,8
	dec. + jan. + feb.	89	50	27	13	5,6	2,7
	juni + juli + aug.	69	32	11	5,1	2,5	1,1
Lichtschip Goeree (1949 t.e.m. 1963)	Gehele jaar	66	20	4,2	0,8	0,2	
	dec. + jan. + feb.	74	27	6,9	1,7	0,5	
	juni + juli + aug.	60	14	2,2	0,2	0,0	

Tabel 2, die ontleend is aan het rapport van het 'International Ship Structures Congress' van 1964, geeft voor een aantal oceaangebieden statistieken, gebaseerd op waarnemingen van varende schepen van Britse, Duitse, Nederlandse, Amerikaanse en Japanse nationaliteit. Deze waarnemingen waren ongeveer gelijkelijk verdeeld over alle maanden. Deze tabel, evenals de tabellen 3 en 4, geeft percentages van de totale aantallen waarnemingen waarbij bepaalde golfhoogten *overschreden* werden; te bedenken is hierbij dat de visuele golfhoogten worden gerapporteerd op halve meters afgerond, zodat bij voorbeeld 'tenminste 5½ m' in feite betekent: gerapporteerd is 6 m of hoger.

Tabel 3, ontleend aan een Duitse publikatie van 1964, geeft een voorbeeld van golfhoogtestatistieken voor een der weerscheppen in de noordelijke Atlantische Oceaan, op grond van de waarnemingen die hier, met weinig hiaten, elke 3 uur zijn gedaan. Deze tabel geeft, evenals tabel 4, ook een indruk van de verschillen tussen winter en zomer.

Tabel 4 geeft enkele statistieken voor de Noordzee. De bovenste helft is gebaseerd op circa 3600 waarnemingen van varende Duitse 'Bordwetterwarten', de onderste helft op de regelmatige drieuurlijkse waarnemingen van het voormalige lichtschip Goeree, 10 mijl buiten de kust van Goeree op 22 meter diepte.

Golflengte, periode, snelheid

De voorwaarden voor het optreden van zeer lange golven in een windveld zijn dezelfde als voor het optreden van zeer hoge golven, te weten hoge windkracht, heersend over grote uitgestrektheden van water en dat gedurende lange tijd. Zo zijn in wat wel de 'Zuidelijke Oceaan' wordt genoemd, op de route van Z.-Afrika naar Australië, zeeën van 180 tot 250 m golflengte in zware stormen niet ongewoon en soms zijn golflengten van meer dan 350 m gerapporteerd.

Deining, en speciaal *oude deining*, kan echter nog langer zijn. De grootste in de literatuur vermelde waargenomen golflengte van deining is 810 m, *waargenomen* in het equatoriale deel van de Atlantische Oceaan, doch *afkomstig* van hogere breedten. Dergelijke grote golflengten van deining kunnen dikwijls het best gevonden worden door berekening uit de waargenomen perioden.

De langste *perioden*, die in de literatuur bekend zijn, zijn: 26 seconden, waargenomen op de zuidkust van Engeland, en 30 seconden, waargenomen bij Long Beach, aan de kust van Zuid-Californië.

De meest voorkomende perioden der golven in de noordelijke Atlantische Oceaan benoorden 40° N.B. zijn 7 tot 9 seconden, voor de hoogste golven 9 tot 12 seconden. Langs de Nederlandse kust vindt men meestal perioden tussen 4 en 6 seconden, voor de hoogste golven tussen 7 en 10 seconden.

De steilheden liggen zowel hier als ginds in het algemeen tussen 0,02 en 0,05.

De *voortplantingssnelheid* van de betrokken golven in diep water kan uit de bovengenoemde getallen voor golflengte of -periode worden berekend met behulp van de vroeger (§ 1.5) besproken formules. Het blijkt dan dat de langste deininggolven formidabele voortplantingssnelheden hebben:

$T = 20 \text{ sec}$ geeft $L = 625 \text{ m}$, $C = 31 \text{ m/sec} = 61 \text{ zm/h} = 112 \text{ km/h}$.

$T = 25 \text{ sec}$ geeft $L = 975 \text{ m}$, $C = 39 \text{ m/sec} = 76 \text{ zm/h} = 140 \text{ km/h}$.

$T = 30 \text{ sec}$ geeft $L = 1400 \text{ m}$, $C = 47 \text{ m/sec} = 91 \text{ zm/h} = 169 \text{ km/h}$.

3.5 Golfspectra

Tot hier toe hebben we voor het beschrijven van de golven op zee gebruik gemaakt van de begrippen 'significante' hoogte en periode (§ 3.1) en gemiddelde voortplantingsrichting. Hierbij wordt de zeetoestand a.h.w. gekarakteriseerd door de eigenschappen van één enkelvoudige golfbeweging (hoofdstuk 1).

In § 2.2 zagen wij hoe het gelijktijdig aanwezig zijn van *twee* enkelvoudige golfsystemen kan leiden tot golfgroepen, waarbij de golfhoogte periodiek in plaats en tijd varieert.

Sinds het begin van de vijftiger jaren is men nu tot het inzicht gekomen dat een superpositie (d.i. een samenvoeging) van een *zéér groot aantal* van zulke enkelvoudige golfbewegingen leidt tot een veel beter 'model' van de golven op zee. De mate waarin verzwakken wordt in zo'n model door een toevalswet of verdelingswet beschreven, die al werd aangeduid in § 3.1.

Omdat aan zeer véél enkelvoudige golven wordt gedacht, terwijl de totale golfenergie uiteraard eindig is, moeten we onderstellen dat deze enkelvoudige golven elk wel 'zeer laag' zijn. Verder worden ze ondersteld velerlei golfperioden en dus golfleng-

ten te hebben en in velerlei richtingen te lopen, zonder dat ze elkaar merkbaar beïnvloeden.

Op deze wijze wordt dus het *statistische* karakter van de natuurlijke zeegolven in de beschrijving opgenomen. Dit statistische karakter maakt bijvoorbeeld dat we nooit precies kunnen zeggen hoe hoog op een gegeven plaats de eerstkomende golf zal zijn, ook al zouden we alle voorgaande golven precies kennen.

De statistische eigenschappen van het golfveld worden nu in dit model geheel bepaald door de manier waarop de totale energie van het golfveld over de perioden en richtingen van de verschillende componenten is verdeeld. Deze verdelingsfunctie noemen we het *energiespectrum* van de golven, of het *golfspectrum*.

Zoals in § 3.3 werd toegelicht, is de meest gebruikte wijze van instrumentele golfmeting een registratie van waterhoogte (of -druk) op een bepaalde plaats als functie van de tijd. In deze gevallen worden de golfcomponenten geheel gekarakteriseerd door hun periode of hun frequentie (of als men wil door hun golflengte). Het is dan gebruikelijk het golfspectrum te beschrijven als de verdeling van de golfenergie (per eenheid van oppervlak, zie § 1.6) over de frequenties. We noemen die verdeling het *frequentiespectrum*.

Daar het totale aantal componenten ('oneindig') groot is wordt volstaan met het berekenen van de gezamenlijke energie (per eenheid van oppervlak) van alle componenten in de frequentiebanden $f_n - \frac{1}{2}\Delta f$ en $f_n + \frac{1}{2}\Delta f$ (Δ , spreek uit 'delta', duidt een kleine verandering in een grootheid aan) voor een eindig aantal waarden van f_n die Δf uit elkaar liggen. De gevonden waarden zijn niet alleen afhankelijk van de waarden van f_n maar ook van de keuze van Δf . Alles wijst er op dat de golfspectra als *continu* mogen worden beschouwd. Dat houdt in dat in een band met 2 maal zo grote Δf ook ongeveer 2 maal zoveel energie zal zitten. We kunnen dan door deling door Δf een grootheid krijgen die slechts afhankelijk is van f . We noemen deze grootheid die *spectrale energie-dichtheid*.

In de praktijk wordt niet gerekend met de energie per eenheid van oppervlak, maar met een grootheid die gelijk is aan de energie per eenheid van oppervlak gedeeld door $\rho \cdot g$. Ook deze grootheid wordt energie-dichtheid genoemd, hoewel de benaming *variantiedichtheid*¹⁾ beter is. Deze wordt uitgedrukt in meter²/Hertz (m²/Hz), aangezien de eenheid van frequentie de Hertz is (identiek met (seconde)⁻¹: bijv. als de golfperiode 10 s is, is de golffrequentie 0,1 Hz).

Op dezelfde wijze als hiervoor de golfenergie is verdeeld over frequentiebanden kan dit ook gebeuren met de *richtingen* van de golven. De verdeling van de golfenergie over de richtingen noemen we het *richtingspectrum*. Ook dit spectrum is continu. In zeegang blijkt de meeste energie te lopen in een sector tussen de twee richtingen, die

1) N.B. Soms wordt een spectrale dichtheid gebruikt die een factor 2 groter of kleiner is dan de variantiedichtheid zoals deze hierboven is gedefinieerd. Ook wordt vaak de hoekfrequentie $\omega = 2\pi f$ in plaats van f gebruikt. Omdat in dit geval door ω wordt gedeeld zijn de spectrale waarden in zo'n geval een factor 2π kleiner. Bij het vergelijken van literatuurgegevens moet hiermee rekening worden gehouden.

een hoek van 30° met de windrichting maken; in deining loopt de meeste energie in een nauwere sector.

Verweg de meeste kennis die we nu hebben betreft de eerder genoemde frequentie-spectra. Ze kunnen worden berekend uit een golfregistratie met behulp van een wiskundige bewerking, die we Fourier-transformatie noemen. Deze Fourier-transformatie is echter zo bewerkelijk dat het niet goed mogelijk is deze met de hand uit te voeren. Daarom heeft men vroeger deze bewerking uitgevoerd met behulp van filtermethoden. Door de opkomst van de elektronische rekenmachine (computer) werd de grote bewerkelijkheid van de Fourier-transformatie minder bezwaarlijk. Tegenwoordig worden de meeste spectra dan ook verkregen door de golfregistratie aan een computer toe te voeren (in een daartoe geschikte vorm) en de computer het spectrum te laten berekenen. Tegelijkertijd kunnen dan grootheden zoals de significante golfhoogte enz. door de computer worden berekend.

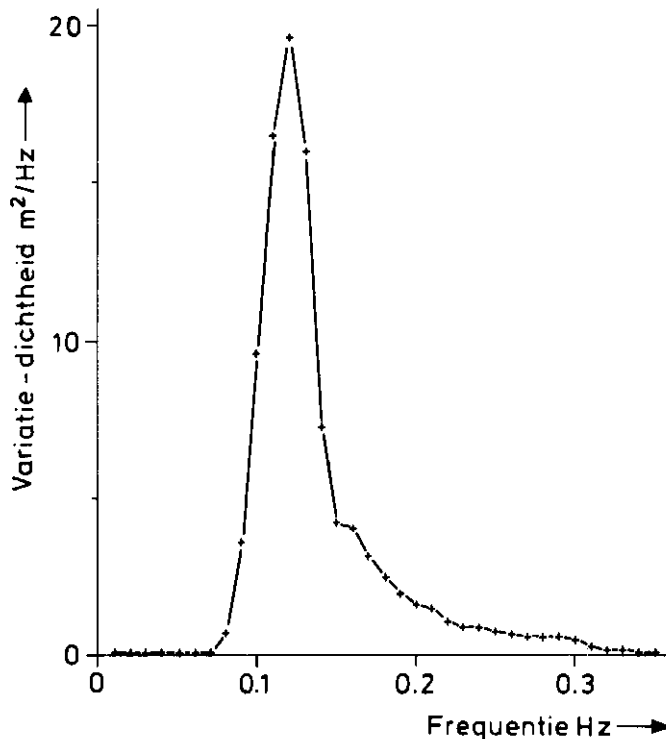


Fig. 18A Frequentiespectrum van zeeang. Een deel van de bijbehorende golfregistratie is gegeven in fig. 15. (12 nov. 1973, 21h GMT, waverider bij boorplatform $53^\circ 25'N$, $4^\circ 13'E$, waterdiepte 26 m, wind west 19,5 m/s, $H_s = 4,0$ m, $T_s = 6,5$ s).

De laatste 15 jaren zijn op deze manier zeer veel spectra berekend, en is de kennis over het golfspectrum ook zeer toegenomen.

Figuur 18A toont het spectrum dat behoort bij de golfregistratie van figuur 15. Het is een typisch voorbeeld van een zeeangsspectrum, met één uitgesproken piek en duidelijk asymmetrisch ten opzichte van die piek.

Figuur 18B toont een reeks spectra die verkregen werden tijdens een internationale meetcampagne in de Duitse Bocht. Hier is steeds duidelijk sprake van twee gelijktijdig aanwezige golfsystemen. De pieken bij 0,1 Hz hebben betrekking op deining

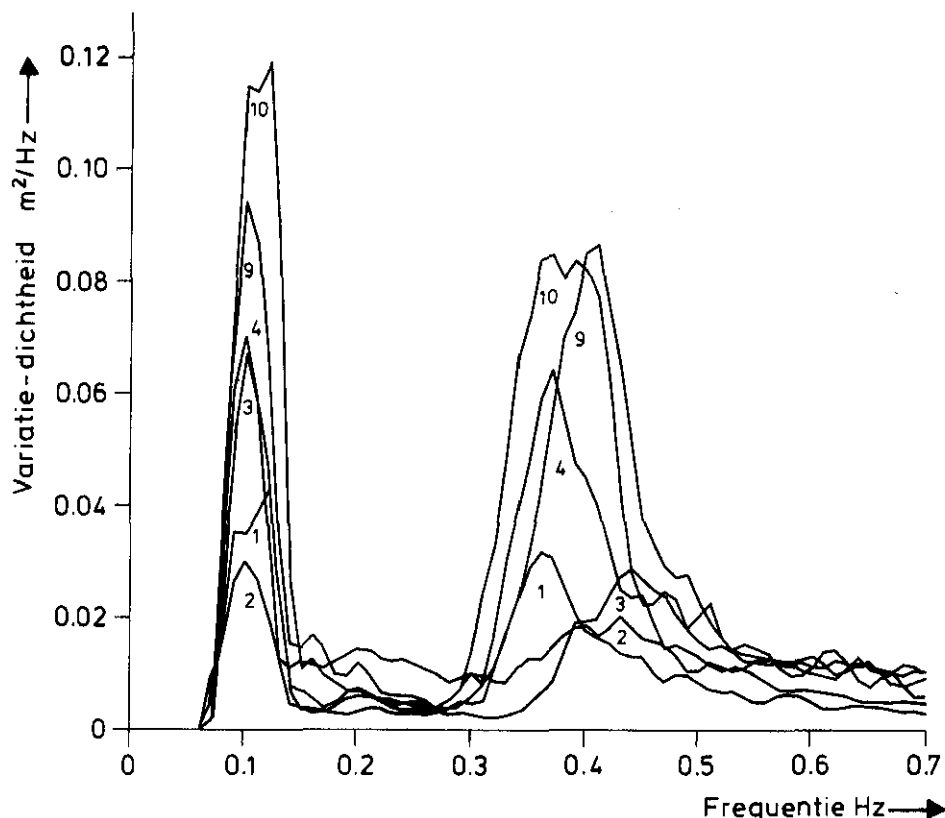


Fig. 18B Reeks van spectra, verkregen uit gelijktijdige registraties langs een raai lopende van Sylt in westnoordwestelijke richting. De nummers geven de waarnemingsstations aan:

station no.	1	2	3	4	9	10
afstand tot kust van Sylt (km)	1	2	4	6,5	37	52
zeediepte (m)	6	8	10	12	18	21

Ongeveer 2 uren vóór de registraties stak een wind op uit zuidoost met een snelheid van ca 8 m/s (16 juli 1969, 6h 30).

(komende uit noordwestelijke richting), de pieken bij 0,4 Hz op de zeegang. Deze figuur toont hoe het deiningspectrum verandert naarmate de deining op ondieper water komt. De verschillen in het zeegangspectrum worden voornamelijk veroorzaakt door verschillen in de windsnelheid nabij de verschillende meetposities.

Zoals we eerder in deze paragraaf hebben gesteld, wordt *alle* statistische informatie van het golfveld samengevat in het golfspectrum. (Strikt genomen geldt dit zolang we de niet-lineaire aspecten negeren; vergelijk ook § 4.1). Zo bevat het spectrum van fig. 18A alle statistische informatie van de golfregistratie van fig. 15. Nu is juist die statistische informatie de *essentiële* informatie. Dit kunnen we als volgt toelichten.

Stel dat we, behalve de registratie van fig. 15, nog een tweede golfregistratie hadden genomen enkele minuten eerder of later, of op enkele meters afstand van de plaats waar de registratie van fig. 15 werd gemaakt. Die tweede registratie zou er anders uitzien; wellicht zou bij voorbeeld de hoogste individuele golf 10 of 20 procent hoger of lager zijn dan die van de eerste registratie. De beide spectra zouden evenwel praktisch gelijk zijn.

Als het waar is dat zo'n golfspectrum alle statistische informatie van het golfveld bevat (voor frequentiespectra, uiteraard: ongeacht de golfrichtingen), dan moet het – indien er sprake is van slechts één golfsysteem zoals in fig. 18A – ook mogelijk zijn de significante hoogte en periode (zie § 3.1) af te leiden uit zo'n spectrum. Hierover is het volgende te zeggen.

Een frequentiespectrum geeft de verdeling van de golfenergie over de frequenties. Hieruit volgt dat de *integraal* van zo'n spectrum, dat is in de grafiek de grootte van het oppervlak tussen de kromme en de frequentie-as, de totale golfenergie geeft (per eenheid van zeeoppervlak). Ook zal het aannemelijk zijn (vgl. § 1.6) dat het kwadraat van de significante hoogte H_s een lineaire maat is voor deze totale golfenergie. Dus: H_s moet evenredig zijn met de wortel uit het genoemde oppervlak. Theoretisch, volgens de in § 3.1 besproken Rayleigh-verdeling voor de hoogten der individuele golven, ligt de evenredigheidsfactor tussen 4 en 4,01:

$$H_s \approx 4\sqrt{m_0},$$

waarin m_0 het gebruikelijke symbool is voor de integraal van het frequentiespectrum.

Wat de significante periode T_s betreft ligt de zaak wat minder duidelijk, zowel theoretisch als empirisch. Globaal gesproken zal de hiermee corresponderende frequentie, dus T_s^{-1} , een zekere gemiddelde frequentie van de golfcomponenten zijn, die voor een betrekkelijk smal spectrum met één 'piekfrequentie' f_m hier slechts weinig van kan afwijken. Voor zeegangspectra, zoals dat van fig. 18A, ligt T_s^{-1} 20 tot 30 procent hoger dan de piekfrequentie. (In fig. 18A is f_m ca 0,12 Hz en T_s^{-1} ca 0,15 Hz).

ONTWIKKELING VAN ZEEGANG EN DEINING

4.1 Hoe wind de golven doet groeien

Dat zeevang ontstaat door wind is duidelijk. Op welke wijze gaat echter het groeien van zeegolven tengevolge van de actie van de wind in zijn werk? In hoofdzaak op twee manieren: door drukking en zuiging enerzijds en door meesleping anderzijds. Wij zullen dit aanduiden resp. als druk-effect en meesleepeffect. Beide effecten hebben het zelfde gevolg: een versnelling van de bewegingen van de waterdeeltjes aan het oppervlak.

De wijze waarop golfjes door de wind ontstaan en groeien tot grote golven is het onderwerp van verscheidene studies geweest. De bestaande kennis op dit gebied is echter nog steeds niet volledig. Dit komt onder meer doordat de golven, zoals die in de natuur voorkomen, eigenlijk een optelsom zijn van een groot aantal sinusvormige componenten, gekenmerkt door frequentie en amplitude. Deze componenten planten zich min of meer los van elkaar voort, elk met eigen richting en snelheid. (De verdeling van de componenten naar frequentie en richting noemden we het golfspectrum, zie § 3.5.) De golven die we zien, ontstaan dus door een toevallige samenloop van golfcomponenten, waaruit de golfgroei niet rechtstreeks is af te meten.

In veel theoretische beschouwingen wordt uitgegaan van de onderstelling dat de componenten geheel onafhankelijk van elkaar groeien, als er voldoende wind is. De golf in fig. 19 kan dan worden opgevat als een golfcomponent die naar rechts loopt met snelheid C , in dezelfde richting als de wind (windsnelheid = U).

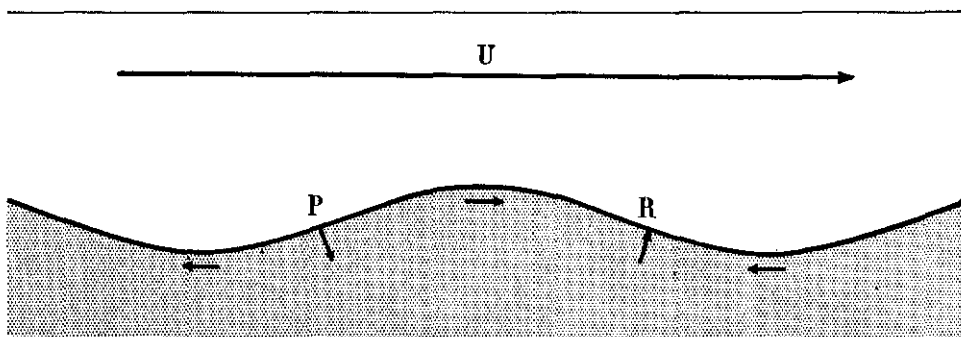


Fig. 19 Wind over golven.
De pijltjes geven de lokale bewegingsrichtingen van de waterdeeltjes aan.

In beschouwingen over het verband tussen golven en windsnelheid treedt altijd deze complicatie op, dat moet vaststaan op welke hoogte de windsnelheid betrekking heeft. De getallen, die voor waarnemingen van windsnelheden op zee worden opgegeven, hebben betrekking op een bepaalde afgesproken standaardhoogte boven het zeeoppervlak (meestal ca 10 meter). Daarom wordt in dit hoofdstuk onder U verstaan de windsnelheid op ongeveer 10 meter hoogte.¹⁾ Aan de andere kant is het uit de aard der zaak de wind vlak boven het zeeoppervlak, die bepalend is voor de krachten die op het water worden uitgeoefend en dus voor de groei van de golven. De windsnelheid is hier in het algemeen kleiner dan op 10 meter hoogte.

De bekende theorie van Jeffreys (1925), die ongeveer 30 jaren opgang heeft gedaan als de meest aannemelijke theorie voor de groei van golven, gaat uit van de analogie met een stroming langs een *vast* golfprofiel. Indien de windsnelheid U groter is dan de snelheid C van een (reeds aanwezige gedachte) golf zal deze golf groeien door de onderdruk die de wind veroorzaakt aan de lijzijde van een golfrug (bij R in figuur 19) en – in mindere mate – door de overdruk die ontstaat aan de loefzijde (bij P). Beide bevorderen de baanbeweging van de waterdeeltjes ter plaatse (opwaarts bij R, neerwaarts bij P) en de energieoverdracht naar de golf wordt evenredig gesteld met $(U-C)^2$ en met het kwadraat van de golfsteilheid.

Door meesleping tengevolge van wrijving werkt de wind ook nabij de toppen der golven. Daar heerst een voorwaartse waterbeweging, zoals we weten, en deze wordt nu bevorderd door de wind. Hier staat nu weliswaar tegenover, dat in de dalen een terugwaartse waterbeweging heerst, die dus door de wind tegengewerkt wordt, maar in de eerste plaats is de beweging, volgens wat er vroeger, in verband met fig. 2, is gezegd, hier iets geringer dan bij de toppen en in de tweede plaats is in de dalen de wind zwakker dan op de bergen; de meewerkende wrijvingskracht van de wind op de bergen overweegt over de tegenwerkende wrijvingskracht in de dalen. Per saldo bevordert de wind dus óók door de wrijving de bewegingen der waterdeeltjes. Dit noemen we het meesleep-effect. Het is evenredig met U^2 .

Aangezien bij sterkere beweging der waterdeeltjes hogere golven horen wordt dus door de actie van de wind de golfhoogte opgevoerd.

De bovenstaande redeneringen gaan natuurlijk alléén op als er eerst kleine verheffingen en inzinkingen van het wateroppervlak aanwezig zijn, doch als het waait komen

¹⁾ Aan boord van een schip is een redelijk nauwkeurige *meting* van de windsnelheid op 10 meter hoogte meestal onmogelijk door de storing in de luchtstroming, veroorzaakt door de bovenbouw van het schip.

Om deze praktische reden is omstreeks 1970 in de World Meteorological Organization voorgesteld de standaardhoogte voor windmetingen boven zee te stellen op 20 meter, of ruimer gesteld: 15 tot 25 meter. De discussie hierover is thans (1976) nog gaande.

In dit boekje is nog gedacht aan de vanouds gebruikelijke hoogte van 10 meter boven zee. Normaliter kan men boven zee, bij matige en hardere winden, een verschil van 6 tot 10 procent verwachten tussen de windsnelheden op 10 en op 20 meter, een verschil dat dus in de meeste gevallen niet verwaarloosbaar is.

die eerste verstoringen van het evenwicht altijd vanzelf. Immers, een wind waait nooit volmaakt regelmatig; er is altijd een zekere 'turbulentie' in de luchtstroming, waarmee verschillen in drukking en in de meeslepijngskracht gepaard gaan, ook al zou het wateroppervlak aanvankelijk geheel vlak zijn. Zulke verschillen doen plaatselijk kleine inzinkingen en verheffingen ontstaan en daarmee is er de eerste vervorming van het zeeoppervlak. Of daarna de wind deze aanvankelijk kleine verheffingen en inzinkingen verder tot echte golven zal ontwikkelen hangt echter nog van één voorwaarde af. Immers in het vorige werd wel alleen gesproken van energie-winst der golven door de werking van de wind, maar er is ook altijd een oorzaak van energie-verlies: de *inwendige* wrijving van het water. De wind moet dus niet zó zwak zijn, dat de energie-winst die hij de golven bezorgt niet op zou kunnen tegen het energie-verlies, dat de inwendige wrijving veroorzaakt.

Voor al ten behoeve van de ontwikkeling van verwachtingsmethoden voor zeegang heeft men getracht dit proces van overdracht van energie van wind naar golven wiskundig te beschrijven. Tot de theoretische ontwikkelingen van de laatste 20 jaren hebben verscheidene onderzoekers bijgedragen, van wie wel de bekendste zijn de Amerikanen O. M. Phillips en J. W. Miles, de Engelsman M. S. Longuet-Higgins en de Duitser K. Hasselmann. Men onderscheidde per golfcomponent aanvankelijk drie stadia in de tijd, achtereenvolgens lineaire groei, exponentiële groei en verzadiging. Later bleek er nog een tussenstadium te bestaan voordat de toestand van verzadiging is bereikt, waarbij de golfenergie tijdelijk uitschiet boven het uiteindelijke verzadigingsniveau.

De groei van een bepaalde component begint lineair, d.w.z. met een constante energietoename per tijdseenheid als gevolg van de onregelmatige drukfluctuaties. Heeft de component een bepaalde amplitude bereikt, dan ontstaat een positieve terugkoppeling tussen de component en de wind op een zekere hoogte vlak boven het wateroppervlak, namelijk daar waar de windsnelheid gelijk is aan de snelheid C van de golfcomponent. Hierbij wordt dus ondersteld dat de wind varieert met de hoogte, van vrijwel nul aan het wateroppervlak tot U op een standaardhoogte. C moet dus kleiner zijn dan U . Bij een positieve terugkoppeling hoort een exponentiële groei, d.w.z. de toeneming van de golfenergie is evenredig met de golfenergie zelf. Deze houdt echter vrij abrupt op, als de golven zo steil zijn geworden dat ze gaan breken.

Uit proeven op zee bleek dat de groei per component veel sneller verliep dan theoretisch kon worden verklaard met het terugkoppelingsmechanisme; bovendien schoot de groei nog tijdelijk door boven het eindstadium. Dit verschijnsel is later verklaard door te onderstellen dat de golfcomponenten niet alleen rechtstreeks door de wind worden opgewekt, maar ook door een samenspel van andere golfcomponenten, die wat van hun eigen energie afstaan ten behoeve van de nieuwe component. Dit laatste betekent dat de golfcomponenten toch niet geheel los van elkaar staan, maar dat ze elkaar wel degelijk beïnvloeden, als ze maar steil genoeg zijn, hetgeen in zeegang het geval kan zijn.

Zowel waarnemingen (op grote en kleine waterplassen buiten én in windtunnels in laboratoria) als theoretische overwegingen leiden tot de opvatting dat golven alléén dan kunnen ontstaan als de windsnelheid U groter is dan een zekere minimumwaarde U_m . Voor deze minimum-windsnelheid werden waarden gevonden die variëren tussen 0,8 en 3 meter per seconde. Voor de golfenlengte der eerst ontstane golfjes werden waarden gevonden die variëren tussen 1,7 en 8 cm. Het is waarschijnlijk dat voor beide het eerste (laagste) getal het dichtst bij de waarheid ligt, en dat zeer geringe verontreinigingen van het wateroppervlak met olieachtige stoffen zowel de minimale windsnelheid die nodig is om golven te doen ontstaan als de golfenlengte der eerste golfjes hoger doen zijn.

4.2 Windbaan en duur

We beschouwen een bepaalde vaste plek, in een windveld gelegen. Laat de wind op een zeker ogenblik zijn opgestoken en sindsdien met ongeveer constante snelheid (U) hebben gewaaid. De lokale tijdsduur van het waaien van de wind noemen we kortweg de 'duur' van de wind.

Zoals reeds in § 3.1 werd aangeduid, zullen we uit praktische overwegingen in eerste instantie de ontstane golven beschrijven met behulp van één kenmerkende hoogte en periode. We hebben daar de begrippen 'visuele' en 'significante' golfhoogte en golfperiode geïntroduceerd, waarbij meestal stilzwijgend wordt aangenomen dat deze weinig van elkaar verschillen, zodat we in dit hoofdstuk verder kortweg spreken van de golfhoogte en de golfperiode.

Het is duidelijk dat, naarmate de duur langer wordt, de golfhoogte toeneemt, eerst vrij snel, later langzamer; zie als voorbeeld figuur 20 A. In werkelijkheid houdt deze

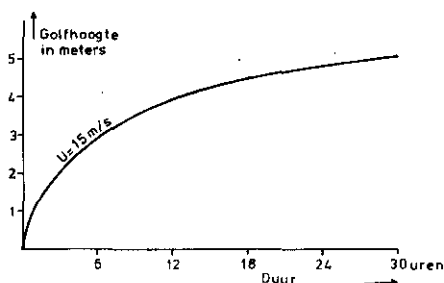


Fig. 20A Grafiek van de toename van de golfhoogte met de tijd bij een windsnelheid (U) van 15 meters per seconde (29 knopen).

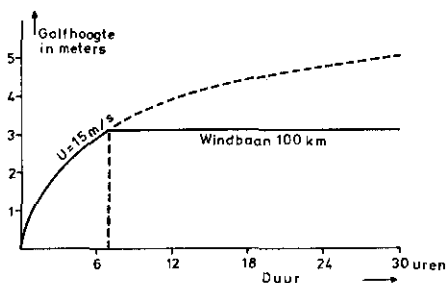


Fig. 20B Toename van de golfhoogte met de tijd, als in fig. 20A, met dit verschil dat hier de groei na 7 uren ophoudt door de beperkte lengte van de windbaan.

groeit echter op een zeker ogenblik op, ook al zou de wind ter plaatse met onverminderde kracht blijven doorwaaien (zie fig. 20B). Dat komt omdat de 'windbaan' een eindige lengte heeft.

Wat verstaan we onder 'windbaan'? Om dat te verduidelijken bedenken we dat het aanvankelijk hoger worden van de golven op de in het oog gevatte plek van de zee komt doordat er steeds *nieuwe* golven arriveren, die over een langere afstand door de wind zijn opgejaagd. Men zie figuur 21. De golfgroepen, die na een duur van 1 uur in de omgeving van P zijn, hebben in dit uur een zekere afstand AP afgelegd en zijn over die afstand aan de werking van de wind blootgesteld geweest. Een half uur later zijn het andere golfgroepen, die P bereikt hebben, nl. groepen die $1\frac{1}{2}$ uur gereisd hebben en van een verder terug gelegen punt B afkomstig zijn. Zij zijn over de afstand BP aan de wind blootgesteld geweest.

Naarmate de duur dus langer is, komen in P golven, die over een grotere afstand door de wind zijn opgejaagd. Dat gaat echter niet onbeperkt door, want ergens (bij C in de figuur) ligt een grens, of doordat het water daar ophoudt en links van C het land is, of doordat het windveld daar ophoudt (niet alsof het links van C windstil zou zijn, maar doordat links van C de wind zóveel geringer is of uit een zó verschillende hoek waait, dat hij voor de ontwikkeling van de in de richting van P lopende golven van weinig betekenis is). De afstand van C tot P noemen we de *windbaan*, ook wel *strijklengte*, voor P. (In de Engelse en Amerikaanse literatuur over dit onderwerp wordt dit de '*fetch*' genoemd). Hieronder wordt dus verstaan de afstand bovenwinds van het beschouwde punt tot hetzij de rand van het werkzame windveld (opgevat in boven omschreven zin), hetzij – indien deze binnen het windveld valt – de vaste wal.

Uit het voorgaande is nu duidelijk, dat, als de duur groter wordt, er voor ieder punt een ogenblik komt, waarna niet langer de *duur*, maar de *baan* van de wind bepalend is voor de golfhoogte. Dit ogenblik is gekomen zodra de dominerende golfgroepen die vlak na het opsteken van de wind bij C ontstaan zijn, al groeiend, in het beschouwde punt zijn aangekomen. In figuur 21 zal dit voor P na bijv. 2 uren het geval zijn. (Bij een hogere windsnelheid gebeurt dit eerder dan bij een lagere windsnelheid, omdat in het eerste geval de opgewekte golven langer, en dus sneller zijn; hierover straks nog.) Deze duur noemt men wel de '*grensduur*' voor P. Na de grensduur neemt de golfhoogte ter plaatse niet langer toe.

In een rechts van P gelegen punt Q zal de golfhoogte langer blijven toenemen dan in P, omdat Q een langere windbaan (CQ) heeft dan P. En wel behoort bij een toename van de windbaan een toename van de grensduur die men vindt door de toename van de windbaan te delen door de gemiddelde groepssnelheid van de golven over het traject in kwestie.

Fig. 20B laat in een grafiek de toeneming van de golfhoogte met de tijd zien wanneer de snelheid dezelfde is als in fig. 20A, doch de windbaan een lengte van 100 km heeft en de groei van de golven dientengevolge na 7 uur ophoudt.

Niet alleen de golfhoogte, maar ook de golflengte en de periode, en dus de golf-

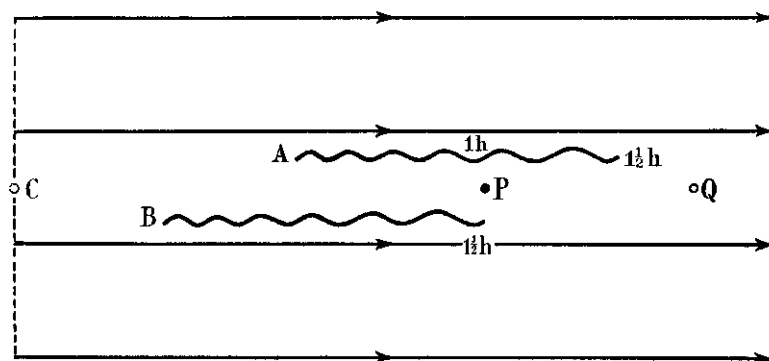


Fig. 21 Golven in een windveld.

snelheid, nemen toe met de duur van de wind en met de lengte van de windbaan. Dit wordt verklaard doordat de groei van een golfcomponent in het spectrum ophoudt zodra een zekere steilheid is bereikt, zoals we in de vorige paragraaf al aandiidden. Deze groei zal dus eerder tot staan komen naarmate de golfcomponenten korter zijn¹⁾. Terwijl de totale golfenergie toeneemt, zullen de kortere golfcomponenten in het spectrum dus relatief op de achtergrond raken en zal ook de significante periode toenemen.

Figuur 22 geeft een mooi voorbeeld van een reeks golfspectra afgeleid uit golfregistraties die ongeveer gelijktijdig zijn genomen langs een raai lopende van het Duitse eiland Sylt in westnoordwestelijke richting, tijdens een ongeveer constant waaierende wind uit oostzuidoostelijke richting, dus recht van het land af. De lengten van de windbaan voor de verschillende stations zijn bij de figuur aangegeven. De figuur toont duidelijk het met toenemende windbaan toenemen van de totale golfenergie, zowel als het toenemen van de gemiddelde golfperiode. Bovendien wordt het al in § 4.1 genoemde verschijnsel van het tijdelijk uitschieten van de spectrale dichtheid boven het verzadigingsniveau gedemonstreerd.

Naarmate de windbaan of duur toeneemt, zal met de significante golfperiode T_s ook de hieruit te berekenen golfsnelheid $C_s \left(= \frac{g}{2\pi} T_s \right)$ toenemen en het verschil $U - C_s$ neemt dus af. Uit de ervaring is gebleken dat de toename van de totale golfenergie met toenemende windbaan en duur (bij constant blijvende windsnelheid en -richting) geleidelijk ophoudt, zodra deze snelheid C_s ongeveer gelijk wordt aan de windsnelheid U . Men spreekt dan van *volgroeide* of *vol-ontwikkelde* zeeegang (bij die

¹⁾ Hierbij, en ook verder in dit boekje, is nog niet gedacht aan de zéér korte rimpelingen waarbij de oppervlaktetension een rol speelt (zie § 1.5).

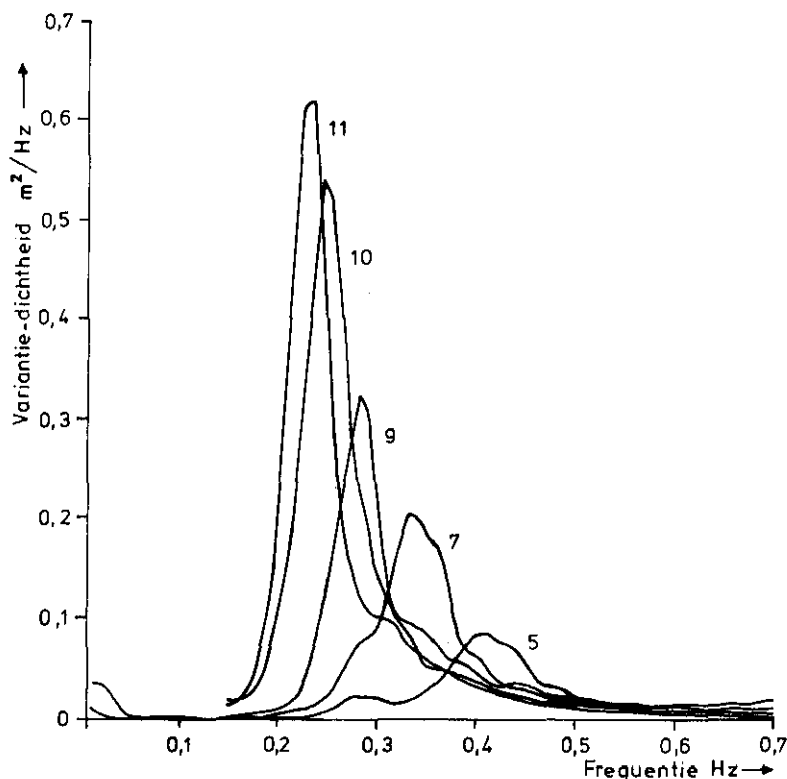


Fig. 22 Ontwikkeling van het frequentiespectrum voor zeegang bij toenemende windbaan tijdens de afluiddige wind bewesten Sylt.

De nummers geven de stations aan:

station no.	5	7	9	10	11
windbaan (km)	9,5	20	37	52	80
windsnelheid	7,0 m/s (15 sept. 1968, 11-12 h)				

gegeven windsnelheid). Deze geleidelijke verzadiging van de zeegang blijkt ook uit de vorm van de kromme lijnen van de figuren 20A en 20B.

Men zou zich hierbij heel goed kunnen voorstellen dat dan de drijvende kracht van de wind op de golven is weggefallen. De werkelijkheid is echter veel ingewikkelder. Het golfspectrum omvat immers verschillende golf frequenties en daarmee verschillende waarden van C . Een belangrijk deel van de golven loopt in volgroeide zeegang sneller dan U , en zal dus zelfs afgeremd worden door een relatieve tegenwind. Deze golven blijven niettemin op peil, doordat er golfenergie wordt overgeheveld van

golven die langzamer lopen, en dus wel door de wind worden gevoed, naar de snellere golven toe. Het is vrij toevallig, dat C_s , bepaald uit de significante periode, dan gelijk is aan U gemeten op 10 meter boven het zeeoppervlak. Het gaat bijvoorbeeld niet op voor C bepaald uit de piekfrequentie van het spectrum, die omstreeks 20% groter is. De verhouding C_s/U wordt wel aangeduid als de 'ouderdom' ('age') van de golven.

Aan het eind van deze paragraaf gekomen, moeten we nog één kort punt vermelden. Tot hier toe is steeds gesproken over de lengte van een windveld, dus de windbaan of fetch, maar nooit over de breedte daarvan. Het zal duidelijk zijn dat de tot hier toe gegeven beschouwingen slechts gelden als het windveld niet 'te smal' is; in een smal recht kanaal met wind in de lengterichting zijn de golven aanmerkelijk lager en korter dan op een vierkant meer met dezelfde windbaan en met dezelfde windsnelheid. De oorzaak is dat de zeegangenergie wordt opgebouwd uit componenten die lopen in een waaier van hoeken aan weerszijden van de richting waarin de wind waait, zodat men dus eigenlijk moet rekenen met een windbaanlengte die een zeker gemiddelde is over een zekere richtingssector. Uit empirische gegevens is gebleken dat men ruwweg voor de beperkte breedte van een windveld kan corrigeren door de windbaan, gemeten langs de windrichting, te vermenigvuldigen met een factor die afneemt naarmate de breedte-lengte-verhouding van het windveld kleiner is. Bij een breedte-lengte-verhouding van resp. 0,1–0,25–0,5–0,75–1,0 zou de windbaanlengte moeten worden vermenigvuldigd met resp. 0,26–0,46–0,67–0,82–0,90.

4.3 Bepaling van golfhoogte en golfperiode van zeegang uit windsnelheid, duur en windbaan

Door verschillende onderzoekers zijn op grond van vele waarnemingen, en met behulp van theoretische overwegingen, grafieken opgesteld waarmee de golfhoogte H en de periode T kunnen worden afgelezen bij een gegeven, constant onderstelde, windsnelheid U , een gegeven duur t en een gegeven windbaan F .

Deze grafieken zijn van belang:

- 1°. om voor verleden situaties waarbij wel windgegevens bekend zijn, maar geen golfwaarnemingen, deze laatste alsnog bij benadering te kunnen vaststellen;
- 2°. om voor toekomstige situaties op grond van windverwachtingen ook golvenverwachtingen te kunnen opstellen. Natuurlijk zit in zo'n geval de volle onzekerheid van de verwachte wind ook in de verwachte golven.

Het laatste wordt in het Engels met het woord 'forecasting' aangeduid; het eerste met 'hindcasting'.

Diagram I¹⁾ geeft het verband tussen H enerzijds en U en t of F anderzijds. Boven-
dien kan men in dit diagram T aflezen met behulp van de streep-lijnen. Of we in een
gegeven geval t of (als t groter is dan de 'grensduur') F moeten gebruiken, blijkt aan
de hand van het diagram.

Voorbeeld 1: $U = 15$ m/s, $F = 200$ km, $t = 6$ uren. Het diagram geeft bij 15 m/s
en 200 km een corresponderende duur (de 'grensduur', vergelijk § 4.2) die groter is
dan 6 uren; in dit geval is dus de duur van 6 uren, en niet de windbaan van 200 km,
de beperkende factor. Voor de opgewekte golven na 6 uren leest men af: $H = 2,9$
meter; $T = 5,8$ seconden.

Voorbeeld 2: $U = 15$ m/s, $F = 200$ km, $t = 18$ uren. Nu is de windbaan de be-
perkende factor geworden, want om de golven 18 uren lang te laten groeien zou vol-
gens diagram I een windbaan van meer dan 300 km nodig zijn. Voor 200 km leest
men af: $H = 3,9$ meter; $T = 7,4$ seconden.

Het diagram geldt voor diep water (vgl. § 4.4). Ondersteld wordt dat er aanvan-
kelijk geen wind en geen golven zijn. Uit het diagram blijkt duidelijk dat bij toenemen-
de duur (bij dezelfde windsnelheid) de golfhoogte en -periode eerst sterk, doch later
nog maar weinig en tenslotte in 't geheel niet meer toenemen, ook al is de windbaan
lang genoeg.

Gebaseerd op dezelfde gegevens als diagram I maar in een andere vorm gebracht
is diagram III. Hierin is in verticale richting van boven naar beneden uitgezet de tijd t ,
terwijl in horizontale richting langs de lijn $t = 0$ is uitgezet de windsnelheid. Elk der
dikke kromme lijnen heeft hier betrekking op een vaste windsnelheid; langs zo'n lijn
geeft de horizontale verplaatsing de door de significante golfgroepen in het windveld
afgelegde weg in een zekere tijd aan (vgl. fig. 21). Doordat punten van gelijke hoogte
resp. periode op de verschillende dikke kromme lijnen door vloeiende krommen
verbonden zijn, is interpolatie voor andere windsnelheden mogelijk.

Naast de boven aangeduide methode voor het maken van zeegangsverwachtingen,
die alleen werkt met significante golfhoogten en -perioden, bestaan er ook verschillende
soorten golfverwachtingsschema's, waarin de *golf spectra* worden beschouwd. Het
voordeel daarvan is dat een meer natuurgetrouw beeld van de golftoestand kan wor-

¹⁾ Het diagram I werd afgeleid uit een basisgrafiek, gegeven in diagram II, welke de relatie aangeeft
tussen de grootheden gH/U^2 en gT/U enerzijds, en gt/U en gF/U^2 anderzijds. Door de invoering van g ,
de versnelling van de zwaartekracht, zijn al deze grootheden *dimensieloos* gemaakt, en zijn dus deze
relaties onafhankelijk van het gebruikte eenhedenstelsel geworden. Bij het opstellen van dit diagram
werd zo goed mogelijk rekening gehouden met *alle* ons bekende (deels uiteenlopende) gegevens uit de
literatuur en met resultaten van eigen metingen.

De opvatting, dat de groei der golven door enkele zodanige relaties beheerst wordt, is niet in strijd
met de bestaande waarnemingen en wordt door de meeste schrijvers gedeeld. Een consequentie
hiervan is bijv. dat de hoogte der golven die ontstaan door een wind van 20 m/s in 12 uren 4 maal
zo groot is als de hoogte der golven die ontstaan door een wind van 10 m/s in 6 uren, enz. In de taal
van de stromingsleer zou men zeggen dat voor de groei van zeegangsgolven de modelregel van
Froude (althans bij benadering) geldt.

den verkregen, hetgeen de betrouwbaarheid van de verwachtingen ten goede komt. Verder kan het voorkomen dat er behoefte bestaat aan verwachtingen, waarbij spectrale informatie vereist is. Een voorbeeld hiervan is de deiningverwachting. Hiervoor moet men weten hoe het golfspectrum in het brongebied van de deining er zal hebben uitgezien. Hierop wordt in paragraaf 4.6 teruggekomen.

Een aantal methoden, waarbij de significante parameters van zeegang worden bepaald, kan betrekkelijk eenvoudig met de hand worden toegepast. Dit wordt echter ondoenlijk zodra men een beeld van het golfspectrum op elk punt van het betreffende zeegebied wil hebben. Dan wordt het noodzakelijk om een computer te gebruiken.

De hiervoor tegenwoordig beschikbare rekenprogramma's bevatten numerieke verwachtingsmodellen, die qua werkingsprincipe nogal uiteen kunnen lopen. Er zijn betrekkelijk eenvoudige bij, die grotendeels berusten op dezelfde methoden die in het begin van deze paragraaf zijn behandeld, waarbij het golfspectrum er alleen zijdelings aan te pas komt. Daarnaast bestaan er ook modellen, die gebruik maken van de zogenaamde energiebalans. Dit houdt in, dat in elk punt van een rooster, dat over een bepaald zeegebied is gelegd, per golfrequentie en per richting wordt bepaald hoeveel golfenergie van elders wordt aangevoerd, hoeveel wordt toegevoegd uit de wind en uit andere golf frequenties, en hoeveel verloren gaat als gevolg van bijvoorbeeld het breken van golven, de inwendige wrijving van de waterdeeltjes of de onderlinge wisselwerking van de golven. Een berekening op de basis van de golfenergiebalans is echter alleen mogelijk indien men er in slaagt om de verschillende processen, zoals de energieoverdracht van wind naar golven e.d., sterk vereenvoudigd weer te geven.

4.4 Golven opgewekt op water van beperkte diepte

Wanneer de golflengte van de windgolven meer dan twee maal de diepte wordt, kunnen de golven niet meer als golven op diep water worden beschouwd en krijgt de bodem een beperkende invloed op de verdere groei. Kwantitatief is deze invloed nog steeds slecht bekend, zelfs bij water van constante diepte.

De beperkende invloed van de bodem is tweeledig. In de eerste plaats wordt de waterbeweging in de golven anders (zie § 1.4 en § 1.7); de golfhoogte kan in geen geval een zekere maximumwaarde overschrijden, die van de orde van de diepte is. Dit zou ook gelden als de bodem volkomen glad zou zijn. Maar omdat alle natuurlijke bodems een zekere ruwheid hebben treedt er bovendien een energieverlies op door de wrijving van het langs de bodem heen en weer gaande water (zie ook § 5.6). Dat betekent dat de mate van bodemruwheid ook een rol zal spelen.

De grafiek van figuur 23 is gebaseerd op gegevens van het Waterloopkundig Laboratorium te Delft, op meetgegevens van het IJsselmeer, het Okeechobee-meer in

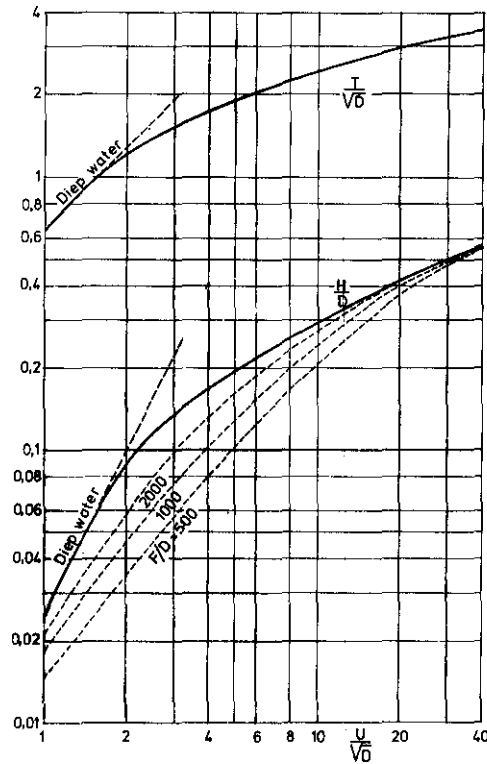


Fig. 23 Grafiek om de significante golfhoogte H (in meters) en periode T (in seconden) in zeegang te schatten onder invloed van een wind met snelheid U (in meters per seconde) op water van een gegeven constante diepte D (in meters). De getrokken krommen zijn bedoeld voor 'voldoende' lange windbaan en duur. De invloed van een beperkte windbaan F (in meters) op de golfhoogte is aangeduid door de gestippelde lijnen.

Voorbeeld: windsnelheid $U = 12$ m/s, waterdiepte $D = 4$ m, windbaan $F = 20$ km; de verhouding F/D is veel hoger dan 2000, zodat we de getrokken lijnen mogen gebruiken; men vindt $H \approx 0,22 \times 4 = 0,88$ m en $T \approx 2,0 \times 2 = 4,0$ s.

Florida en de Golf van Mexico en op theoretische overwegingen¹). De lezer zij gewaarschuwd dat de gegeven krommen vrij onzeker zijn; variaties in de bodemgesteldheid komen ook niet tot uiting; afwijkingen in H en T tot wellicht 20 procent zijn denkbaar.

1) In figuur 23 is, in navolging van Bretschneider (1954), uitgegaan van de onderstelling dat er een relatie bestaat tussen de dimensieloze grootheden gH/U^2 en gT/U enerzijds, en gF/U^2 en gD/U^2 anderzijds (bij voldoende duur van de wind.) Deze onderstelling gaat dus een stap verder dan de opvatting die ten grondslag ligt aan de voor diep water geldende diagrammen I, II en III; zie de voetnoot op blz. 68. De theoretische fundering van deze nieuwe onderstelling is aan enige twijfel onderhevig.

Let wel, dat de grafiek betrekking heeft op golven die door de wind op het ondiepe water zijn *opgewekt*. Hij is dus *niet* bruikbaar voor golven die *komend uit zee* (diep water) in ondiepere gebieden geraken; dit geval wordt in hoofdstuk 5 besproken.

4.5 Praktijkvoorbeelden

In hetgeen volgt wordt weer uitgegaan van de onderstelling, dat het water zo diep is dat de bodem geen invloed heeft op de golfgroei.

4.5.1 *Gevraagd: golfhoogte en periode op een afstand van 100 zeemijlen = 185 km onder de wind van een kust, (a) drie uren, (b) een etmaal na het opsteken van een wind van 20 knopen = 10,3 m/s. Diagram I laat zien dat we in geval (a) 3 uren, in geval (b) 185 km moeten gebruiken. De uitkomsten zijn resp.: (a) $H = 1,3$ m; $T = 3,5$ s; (b) $H = 2,2$ m; $T = 5,7$ s.*

4.5.2 *Gegeven bijgaande weerkaart (fig. 24A).*

Het lagedrukgebied wordt ondersteld reeds 24 uren min of meer stationair te zijn geweest. *Gevraagd de golfhoogten en perioden op de plaatsen gemerkt met P en Q.* Het gaat er in dit vraagstuk allereerst om, de lengten van de windbanen voor P en Q vast te stellen. Daartoe trekken we door het beschouwde punt een lijn in de windrichting (zijn alleen isobaren gegeven, dan rekenen we de windrichting 10° van de isobarenrichting af te wijken, zodanig dat hij iets naar de lage druk toe gaat) tot de plaats waar óf de isobaren uitwaaiëren en de wind dus sterk afneemt, óf de windrichting een hoek van meer dan 30° met deze lijn gaat maken. De afstand van deze plaats tot het beschouwde punt nemen we aan als windbaan. Voor P en Q krijgen we op deze wijze de banen AP en BQ. Deze worden vervolgens uitgemeten. Het resultaat is: $AP = 350$ zm = 650 km; $BQ = 750$ zm = 1400 km. Over beide windbanen rekenen we met een gemiddelde windkracht van 8 Beaufort, overeenkomende met een windsnelheid van 17,5 m/s. Volgens diagram I correspondeert dan een duur van 24 uren met een windbaan van minder dan 600 km, zodat in beide gevallen de duur, en niet de windbaan, de beperkende factor vormt. Voor de golven na 24 uren vinden we dan: $H = 6,2$ m en $T = 9,7$ s, zowel voor P als voor Q.

4.5.3 *Moeilijkheden.*

De vorige twee gevallen waren nog betrekkelijk eenvoudig. In de praktijk kunnen er zich allerlei complicaties voordoen. Wij noemen alleen de volgende:

a. Eerste moeilijkheid. De windsnelheid verandert tijdens de duur of is verschillend

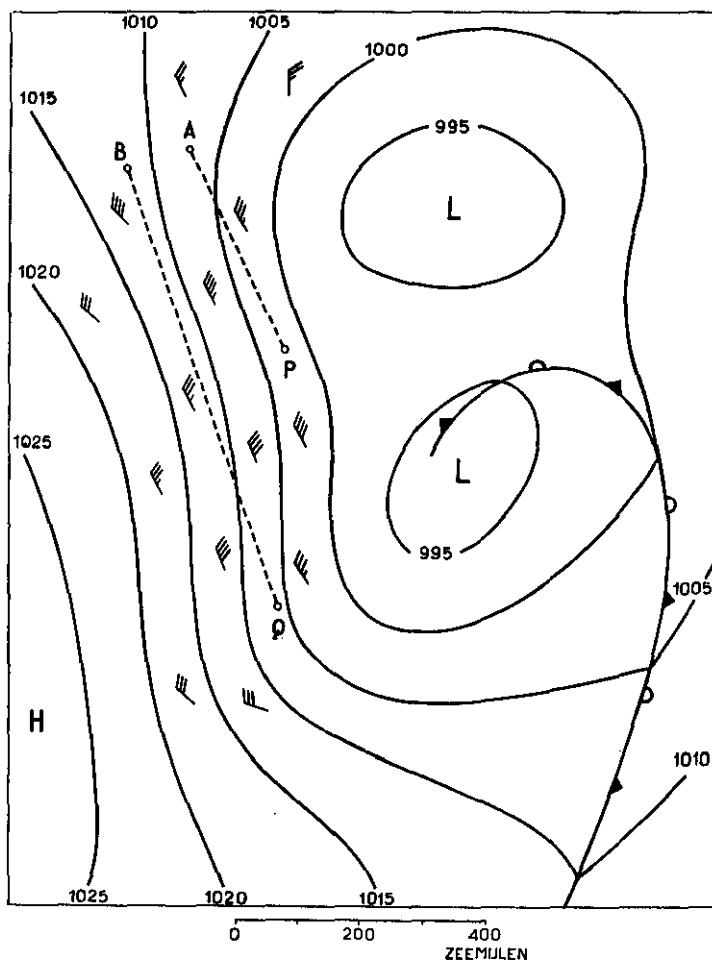


Fig. 24A Oude depressie met een lang windveld.
 Het aantal hele dwarsstreepjes aan een windpijl duidt hier dubbele graden Beaufort aan.

op verschillende plaatsen in de baan, terwijl de windrichting geen grotere verschillen dan 30° vertoont. Wanneer de windsnelheidsverschillen niet al te groot zijn en de overgang geleidelijk, dan kan men een effectieve 'gemiddelde' windsnelheid gebruiken, waarbij men moet bedenken, dat in de berekening van het 'gemiddelde' aan de laatst optredende wind een groter gewicht moet worden toegekend dan aan de eerder opgetreden wind.

De ervaring heeft geleerd, dat men voor de praktijk de volgende rekenregel kan

toepassen om de te gebruiken 'gemiddelde' wind te vinden:

Neemt de windsnelheid in het golven verwekkende veld toe, dan trekt men van de laatst optredende wind één vierde van het verschil met de eerst optredende wind af; neemt de wind af, dan telt men bij de laatst optredende wind één vierde van dit verschil op.

Voorbeeld: De wind nam in het betrokken gebied in zes uren, die verliepen tussen twee weerkaarten, toe van 12 tot 18 m/s. Men past dus over de duur van 6 uren een 'gemiddelde' van $\left(18 - \frac{6}{4}\right)$ m/s, of $16\frac{1}{2}$ m/s, of 32 knopen toe.

Treedt er gedurende de duur een scherpe toeneming van de windsterkte met een groot bedrag op, dan doet men vaak beter de berekening in twee etappes uit te voeren, en wel als volgt: zij het eerste gedeelte van de duur t_1 , met een windsnelheid U_1 ; het tweede t_2 met een windsnelheid U_2 . Bepaal met behulp van diagram I of III de golfhogte behorende bij t_1 en U_1 ; zoek dan uit hetzelfde diagram op welke duur bij een windsnelheid U_2 die zelfde golfhogte zou gegeven hebben en tel deze duur bij t_2 op. De gevonden som noemen we de effectieve duur t^* . De gevraagde golfhogte en periode zijn dan die, welke bij een duur t^* en een wind U_2 horen, tenzij de gegeven windbaan de groei der golven beperkt.

Voorbeeld: Er heerst over een windbaan van 400 km aanvankelijk gedurende 8 uren een wind van 7,5 m/s, daarna gedurende 6 uren een wind van 15 m/s. De eerstgenoemde wind geeft in 8 uren tijds golven van 1,1 m hoogte. Een wind van 15 m/s geeft deze in 1,0 uur tijds. We doen dus alsof laatstgenoemde wind $1,0 + 6 = 7,0$ uren gewaaid heeft. We vinden dan een golfhogte van 3,1 m en een golfperiode van 6,1 s. De gegeven windbaan van 400 km blijkt nog geen beperking te vormen.

b. Tweede moeilijkheid. Tijdens de duur verandert de wind aanzienlijk van richting, bijv. meer dan 30° . Er gebeuren dan twee dingen: in de eerste plaats gaat de nieuwe wind nieuwe golven opwekken, die door de andere heen lopen. In de tweede plaats: in zoverre de wind na de draaiing nog een component in de richting van de bestaande (eerst opgewekte) golven heeft, zal hij deze golven nog verder bevorderen. Om het effect op deze golven te berekenen gebruiken we deze component in de golfrichting, die we U_2 noemen, op dezelfde wijze als onder a. werd uiteengezet.

c. Derde moeilijkheid. Er zijn al golven aanwezig als de wind opsteekt (in het vorige is steeds aangenomen dat de zee betrekkelijk vlak is bij het begin van de duur of bij het begin van de baan). Ook dan gebeuren er evenals in geval b. aanvankelijk twee dingen: de wind zal eigen golven opwekken en de wind zal de aanwezige golven beïnvloeden. Lopen de aanwezige golven ongeveer in de richting van de wind waaraan ze nu blootgesteld worden en zijn ze *niet 'oud'* zodat deze wind ze ook zelf zo had kunnen maken, dan kan men ook zo te werk gaan als onder a. werd uiteengezet, door bij de duur (de baan) die duur (die baan) op te tellen, waarin de wind, die *nu waait*, deze

golven zelf had kunnen opwekken, en dan met de som, als met een 'effectieve duur' (een 'effectieve baan') te werken. Als de reeds aanwezige golven niet aan deze voorwaarden voldoen, dan moet men deze als deining behandelen (zie § 4.6) en de nieuwe zeeegang als apart golfsysteem beschouwen.

d. Vierde moeilijkheid. Het windveld verplaatst zich. Dit is een veel voorkomende moeilijkheid. Immers: vele krachtige stormen vinden hun oorsprong in trekkende depressies.

We noemen in het vervolg dát deel van een windveld, waar zich golven van een bepaalde gemiddelde voortplantingsrichting ontwikkelen, het 'verwekkende veld' ('generating area') van die golven. Uit de aard van de zaak is dit verwekkende veld nooit *precies* af te bakenen, hetgeen ook niet nodig is omdat de voortplantingsrichting van de in het oog gevatte golfsystemen niet wiskundig precies hoeft te worden vastgelegd; in het algemeen wordt naar beide kanten een speling van 15° toegelaten.

In nevenstaande figuur is een depressie met een warmtefront en een koufront afgebeeld. De twee belangrijkste golven verwekkende velden zijn de omliggende gebieden gemerkt met I en II. Veld I geeft golven, die ongeveer zuidoost lopen, veld II golven, die ongeveer noordoost lopen. Het hele stormveld verplaatst zich in oostnoordoostelijke richting (dit geldt voor het noordelijk halfronde; op het zuidelijk halfronde hoort bij dergelijke situaties een weerskaartje dat het spiegelbeeld van het hier gegevene t.o.v. een west-oost lopende lijn is). In verband hiermee kunnen we de volgende twee voorname gevallen onderscheiden:

1. Het verwekkende veld verplaatst zich ongeveer loodrecht op de richting van de golfvoortplanting.
2. Het verwekkende veld verplaatst zich ongeveer in de richting van de golfvoortplanting.

Het eerst genoemde geval – veld I van figuur 24B is hiervan een voorbeeld – levert eigenlijk geen speciale moeilijkheden op. Wel echter het tweede, waarvan veld II een voorbeeld is. We zullen hier niet te diep ingaan op de methoden waarmee men voor zo'n geval berekeningen van de te verwachten toestand van de zee (met behulp van de diagrammen I of III) kan maken. Het blijkt dat de uitkomsten sterk afhangen van de snelheid van verplaatsing van het verwekkende veld, en van de verhouding van die snelheid tot de *groepssnelheid* van de golven. In het onderhavige geval is de *duur* voor elk punt nog vrij gemakkelijk te bepalen, maar met de *windbaan* is het hier minder eenvoudig gesteld: voor een punt dicht bij de westrand van het veld II in figuur 24B lijkt de baan maar kort (en de duur vrij lang), *maar*: stel eens dat de snelheid der golven even groot is, als de snelheid waarmee het veld zich verplaatst, dan waren een uur geleden de golven, die nu bij zulk een punt P zijn, wel een zekere afstand links van P, doch de westrand van het veld lag toen een zelfde afstand links van zijn huidige

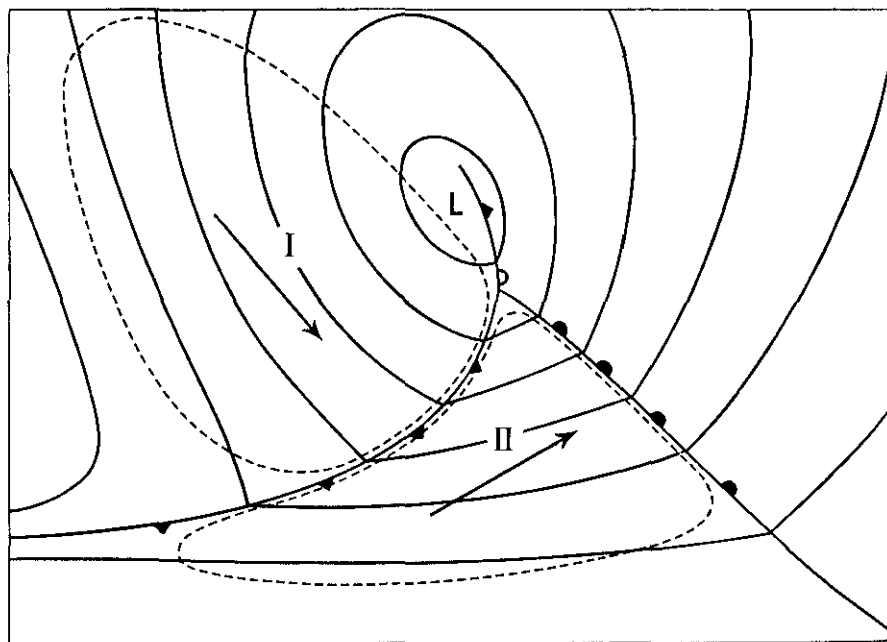


Fig. 24B Trekkende depressie met windvelden.

De pijlen geven de overheersende windrichtingen aan in de golvenverwekkende velden I en II. De depressie als geheel trekt in oostnoordoostelijke richting (noord is boven).

positie. M.a.w.: om de 'werkzame windbaan' voor die golven te bepalen moeten we teruggaan in de historie en dan vinden we dat die 'werkzame windbaan', d.w.z. de afstand waarover de golven aan de wind blootgesteld geweest zijn, veel langer kan zijn dan de afstand van P tot de rand van het veld (bovenwinds). Alles hangt echter af van de verhouding van de snelheid van verplaatsing van het veld tot de golfsnelheid (het is begrijpelijk dat het hier om de *groepssnelheid* der golven gaat, omdat deze de energievoortplantingssnelheid, waar het op aankomt, is).

In zulke gevallen blijkt het nut van een doorzichtig schaalteje volgens diagram III. Om dit te kunnen toepassen maakt men een grafiek met als assen de tijd en de afstand (bijv. gemeten in de lengte-richting van het bewegende windveld II van fig. 24B) en wel op dezelfde verhoudingsschalen als diagram III. In deze grafiek worden nu op de juiste plaatsen windsnelheden in meters per seconde aangegeven, zoals deze kunnen worden afgeleid uit een serie weerkaarten; zie als voorbeeld figuur 25. (Zo nodig

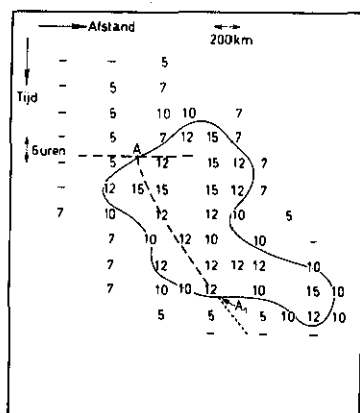


Fig. 25 Tijd-afstand-diagram, voorstellende een bewegend windveld, waarbij windsnelheden in meters per seconde (naar rechts gericht) zijn aangegeven. Een doorzichtig schaalteje volgens diagram III wordt hierop gelegd gedacht; hiervan zijn met streeplijnen aangegeven een deel van de bovenrand en van de groeikromme voor 12,5 m/s. Op de plaats en tijd bijv. aangegeven door A_1 vindt men dan hoogte 3,6 m, periode 7,5 s.

worden prognostische weerkaarten gebruikt.) De hierin voorkomende gesloten contour kon nu zodanig getrokken worden, dat ze een gebied omvat waarin de windsnelheid betrekkelijk weinig varieert (in casu 10–15 m/s, gemiddeld 12,5 m/s) en waarbuiten de windsnelheid betrekkelijk gering is. Deze contour geeft dus de veranderende grenzen van een windveld aan. Men kan nu het doorzichtige schaalteje over deze grafiek schuiven, zodanig dat steeds de beide tijdassen en de beide afstand-assen evenwijdig blijven. In figuur 25 is dit schaalteje gedeeltelijk – met streeplijnen – aangeduid, in een zodanige ligging dat het beginpunt van de golfgroeikromme voor de windsnelheid van 12,5 m/s op een punt (A) van de bovenrand van het windveld valt. Men kan aldus direct zien in hoeverre de begrenzingen van het windveld al of niet beperkend werken op de groei der golven, en men kan op alle gewenste plaatsen en tijden in het windveld direct golfhoogten en -perioden aflezen op het schaalteje langs de gekozen golfgroeikromme.

We kunnen verwachtingen van zeegang in gevallen van zich verplaatsende windvelden ook maken door, te beginnen bij het vroegste begin van het golven genererende windveld, van stap tot stap de ontwikkeling te volgen, d.w.z. van de ene weerkaart naar de volgende te werken en daarbij steeds het resultaat van één weerkaart – die we even als stilstaande situatie mogen behandelen – over te brengen naar de volgende en dan weer verder te berekenen wat de nieuwe windsituatie met de golven doet. Is het

tijdsinterval tussen twee opeenvolgende weerkaarten bijv. 3 uur, dan behandelen we elke weerkaart als stationaire situatie van $1\frac{1}{2}$ uur voor tot $1\frac{1}{2}$ uur na het tijdstip van de weerkaart.

4.6 Gedrag van deining

Zijn zeegolven eenmaal onttrokken aan de werking van de wind, die ze heeft opgewekt – hetzij dat de wind ging liggen, hetzij dat het windveld zich verwijderd heeft, hetzij dat de golven uit het windveld vandaan zijn gelopen – dan zijn ze *deining* geworden. Wat gebeurt er verder met deze deininggolven? Ten eerste is al heel snel na het wegvallen of verminderen van de wind het uiterlijk der golven belangrijk veranderd: witte koppen zijn verdwenen en de kortere golfjes, die bij zeegang altijd op de grote golven lopen, zijn door inwendige wrijving uitgedempt, waardoor de golven een veel gladder aanzien krijgen. Over grotere afstanden ondergaan ze vervolgens nog twee geleidelijke veranderingen, namelijk hoogteverlies en (in het algemeen) een langer worden van de significante golflengte en -periode. Het laatste lijkt misschien merkwaardig, maar het is een bekend feit, dat deining langer is naarmate zij verder heeft gelopen, en de langste perioden zijn waargenomen bij branding, die het gevolg was van deining, die duizenden kilometers over de oceaan had afgelegd sinds zij het verwekkende windveld verliet. Wij denken hierbij aan de bekende voorbeelden van lange deining die op de kusten van Ascension en St. Helena, beide op het zuidelijk halfrond in de Atlantische Oceaan gelegen, aanrolt en afkomstig is van de stormgebieden van de noordelijke Atlantische Oceaan, of aan de branding op de zuidkust van Java – om maar twee voorbeelden te noemen.

Bij het hoogteverlies en de periodeveranderingen zijn verschillende factoren in het spel:

- a. Het energieverlies door *inwendige wrijving* in het water en door *luchtweerstand*. De tweede factor is vermoedelijk nauwelijks van belang als er weinig wind is.

De inwendige wrijving die de golfbeweging ondervindt wordt beheerst door de turbulente bewegingstoestand van het water. Deze op zijn beurt wordt, behalve door de golven zelf, vooral bepaald door de turbulente werking van een eventueel waaiende wind (zie beneden, onder d) en door eventuele plaatselijke stromingen.

In het geval van deining – met weinig wind – lopen de golfcomponenten in het spectrum vrijwel geheel onafhankelijk van elkaar en die houden daarbij hun periode en richting (afgezien van stromingen, waarover later, in § 5.7). Nu is de inwendige wrijving in hoofdzaak werkzaam voor de kortere componenten van het deiningspectrum; de langere componenten lopen dus a.h.w. voordeliger. Het gevolg is dat in een deining die loopt uit een stationair stormveld de significante periode geleidelijk met de afstand

toeneemt. (Evenals dit het geval is bij groeiende zeegang, zoals beschreven in § 4.2). In het geval van deining veroorzaakt het verlies van de totale golfenergie uiteraard een vermindering van de significante hoogte.

Twee andere factoren zijn over grote afstanden kwantitatief zeer belangrijk voor het hoogteverlies van deininggolven. Deze zijn:

- b. Het verschil in voortplantingssnelheid voor korte en lange golven (de z.g. 'dispersie').
- c. Het 'uitwaaieren' van de deining uit een windveld.

Wanneer in een *beperkt* gebied gedurende een *beperkte* tijd golven worden opgewekt (met verschillende perioden en richtingen), zal de hierin opgehoopte energie enige tijd later, door toedoen van deze beide factoren, zijn *uitgespreid* over een groter gebied, en dit betekent noodzakelijk een vermindering van de energie per eenheid van oppervlak (§ 1.6) en dus van de golfhoogte – afgezien van energieverliezen als onder a. genoemd.

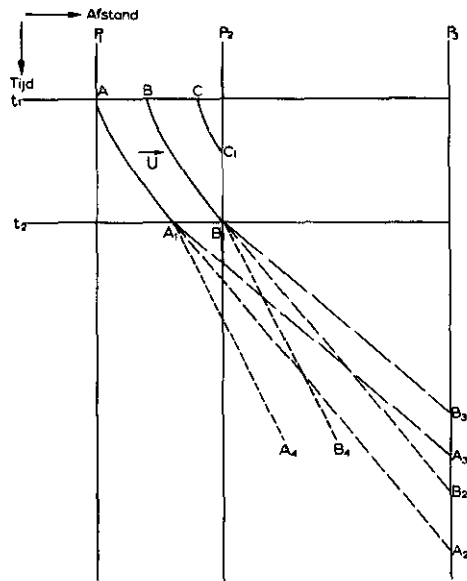


Fig. 26 Tijd – afstand – diagram ter illustratie van het gedrag van deining. Aangenomen is, dat zich tussen de punten P_1 en P_2 een windveld met windsnelheid U bevindt tussen de tijdstippen t_1 en t_2 . Overigens zijn de winden verwaarloosd.

Ter toelichting verwijzen we naar figuur 26. Deze stelt een tijdafstandgrafiek voor, die betrekking heeft op een zeker zeegebied, zoals reeds besproken is in § 4.5.3. Tussen de punten P_1 en P_2 waait van het tijdstip t_1 tot het tijdstip t_2 een wind met snelheid U (naar rechts); overigens is het windstil. We hebben hier dus te maken met een (sterk geschematiseerd), zowel in tijd als in plaats, beperkt windveld. AA_1 , BB_1 , CC_1 zijn golfgroeikrommen voor de windsnelheid U , zoals diagram III die geeft. In A_1 en B_1 valt boven de daar aanwezige zeegang plotseling de wind weg, deze zeegang wordt dus deining. Het deining-onderzoek van na 1945 heeft nu geleerd dat de energie, die in het spectrum behoort bij een zekere periode, zich door gebieden met geen of weinig wind voortplant met de groepssnelheid behorend bij *die* periode, zonder dat andere factoren hier veel invloed op hebben. Zoals we weten is de groepssnelheid behorend bij een periode T (seconden) op diep water recht evenredig met T , en wel gelijk aan $\frac{1}{2} \times 1,56 T = 0,78 T$ (m/s). De energie behorend bij de significante periode in A_1 en B_1 zal zich nu voortplanten volgens de rechte lijnen A_1A_2 en B_1B_2 , de energie behorend bij een *langere* periode volgens A_1A_3 en B_1B_3 , die behorend bij een *kortere* periode volgens A_1A_4 en B_1B_4 .

We zien nu duidelijk twee dingen: (1) dat de energie die aanvankelijk in de zeegang aanwezig is (bijv. ten tijde t_2 tussen de punten A_1 en B_1) *zich uitspreidt* over een groter gebied, waardoor in het algemeen de deininggolven op een bepaalde plaats en tijd *lager* moeten worden; (2) dat in een bepaald punt (bijv. P_3) een storm verweg op de oceaan zich altijd het eerst merkbaar maakt door deiningen met de *langste* perioden. Deze zijn in het begin, bij perioden van meer dan 20 seconden, zeer laag; hun aanwezigheid kan dan alleen langs instrumentele weg (door analyse van golfregistraties) worden aangetoond. Dit zijn de zg. 'forerunners', die van belang kunnen zijn voor de weersverwachtingen in zeegebieden met weinig waarnemingen (bijv. de zuidelijke Grote Oceaan). Daarna wordt de ter plaatse waargenomen deining geleidelijk korter; d.w.z.: geleidelijk aan arriveren daar nu steeds kortere golven – met hun kleinere snelheden. De hoogten nemen eerst toe en daarna weer af. Golven beneden een zekere periode bereiken het punt in kwestie niet meer doordat ze onderweg door wrijving zijn weggedempt.

In het geval dat men op een bepaalde plaats deining heeft die ontstaan is uit een stormveld van betrekkelijk korte duur (kort ten opzichte van de looptijd) en tevens met betrekkelijk korte windbaan (kort ten opzichte van de loopafstand) – d.w.z. als in fig. 26 de rechthoek links boven betrekkelijk klein is – zal de deining op die plaats (P_3 in fig. 26) een smal frequentiespectrum hebben, waarbij de frequentie evenredig met de tijd toeneemt; immers de reistijd van een golfcomponent, die gegeven is door het quotiënt van de afstand en de groepssnelheid van die golfcomponent, is (op diep water) recht evenredig met de frequentie van die golfcomponent. Zulke situaties zijn herhaaldelijk waargenomen, o.a. in 1963, toen gedurende enkele maanden systematisch de golven zijn geregistreerd op vijf of zes plaatsen langs een raai die liep van Nieuw-Zeeland, dwars over de Grote Oceaan, tot Alaska.

Ter illustratie hiervan geven we één voorbeeld. Bij Honolulu werden van 6 tot 10 augustus 1963 deiningspectra gevonden met één betrekkelijk smalle piek, waarvan de frequentie evenredig met de tijd toenam, van 0,044 Hz (periode circa 23 seconden) op 6 augustus 0 uur GMT, tot 0,085 Hz (periode circa 12 seconden) op 10 augustus 0 uur GMT. Daarbij nam de hoogte van deze deining aanvankelijk toe tot 8 augustus, en nam daarna weer af. Aannemende dat de bron van deze deining een betrekkelijk klein en kort durend stormveld was, zal de lezer uit bovenstaande gegevens door een eenvoudige berekening afstand en tijd van dit stormveld kunnen afleiden: ca 6500 km en 1 augustus circa 18 uur GMT. Inderdaad bevond zich volgens de weerkaarten omstreeks die tijd op ongeveer die afstand even ten oosten van het Noordeiland van Nieuw-Zeeland een betrekkelijk klein stormveld met winden van 50 knopen uit richtingen tussen zuid en west. De analyse van de registraties van drie andere stations leidde tot ongeveer dezelfde lokatie en tijd van het stormveld.

De golfenergie, die uit een windveld komt, loopt niet alleen met verschillende snelheden, maar is bovendien over verschillende *richtingen* verdeeld. Het is gebleken dat deining wel waargenomen kan worden tot 45° zijwaarts van de lijn in het verlengde van de windrichting in het verwekkende windveld. Door deze uitwaaiering ontstaat een extra 'verdunning' van de golfenergie bij toenemende afstand, en derhalve een extra hoogteverlies. Deze 'verdunning' is des te sterker, naarmate het windveld smaller is; voor een windveld dat zelf al zeer breed is zou er weinig 'verdunning' optreden.

Een vierde factor die invloed heeft op het gedrag van deining is uiteraard:

d. Het voorkomen van *wind* in het gebied waar de deining loopt.

Hier zijn verschillende gevallen mogelijk. De directe invloed van winden die niet harder zijn dan 3 Beaufort (ca 5 m/s) kan wel verwaarloosd worden. Krachtige en stormachtige winden wekken een zeegang op met golfcomponenten die wisselwerking kunnen hebben met de aanwezige deining, die daardoor vrij snel verdwijnt. De invloed van matige winden op deining hangt af van de grootte van het verschil tussen de frequentie van de deining en de frequenties van de belangrijkste zeegangscomponenten en van het verschil in richting van de deining en de zeegang. Is het verschil in frequentie groot, hetgeen in feite wil zeggen, dat de deining een veel lagere frequentie heeft dan de zeegang, dan is de invloed te verwaarlozen. Dit werd o.m. vastgesteld tijdens de eerder genoemde metingen in de Grote Oceaan, waarbij bleek dat de langere deiningcomponenten bij het kruisen van o.m. de passaatgebieden slechts heel weinig energie verloren, nadat ze een 500 km van het stormveld waren verwijderd: voor perioden boven 13 seconden bleek het energieverlies *minder* dan 10 procent per 1000 km afgelegde weg te zijn (nadat de invloed der factoren b. en c. in rekening was gebracht).

De energie-uitwisseling tussen een deining en een zeegang is theoretisch wel te berekenen als de volledige spectra van beide golfsystemen bekend zijn, maar voor de

praktijk is het moeilijk zekere regels te geven. De rechtstreekse invloed van de wind op deining, dus zonder tussenkomst van zeegang, is gering.

Na dit alles zal het wel duidelijk zijn, dat het maken van betrouwbare *verwachtingen* voor deining nog moeilijker is dan voor zeegang. Alleen de omstandigheid dat men, dankzij de betrekkelijk lange looptijden van deining, hierbij vaak gebruik kan maken van reeds aanwezige windvelden maakt de zaak voor deining iets gunstiger dan voor zeegang.

Een voorbeeld van een kust waar men veel last ondervindt van deining, terwijl het weer ter plaatse in het algemeen rustig is, is de Atlantische kust van Marokko. Reeds vóór 1940 hebben de Fransen methoden toegepast om voor het optreden van deining enige tijd van te voren te kunnen waarschuwen. Zij maakten hierbij gebruik van op grond van vele vroegere ervaringen opgestelde regels, die het voorkomen van deining in verband brachten met de ligging, trekrichting en diepte van depressies op de noordelijke Atlantische Oceaan, en met deiningwaarnemingen op de Azoren en in Portugal.

In de oorlog 1939-'45 had men behoefte aan algemener bruikbare methoden. De toen in Engeland en Amerika ontwikkelde methoden houden vast aan het begrip 'significante golven', óók voor de deining. De als zeegang tot groei gekomen significante golven bewegen zich dus verder voort als deining, en wel met een snelheid die gelijk is aan de groepssnelheid behorende bij hun significante periode. (Uit hetgeen boven gezegd is onder b. en c. volgt dat dit een zeer grove schematisatie is). Deze golfgroepen ondergaan daarbij een geleidelijke hoogteafname en periodetoe name, die beide bepaald worden door de doorlopen afstand A en de (significante) periode T_F bij het begin (d.i. dus aan het eind van de windbaan). Door de resultaten van waarnemingen uit alle zeeën te middelen, heeft men grafieken samengesteld, waaruit de te verwachten hoogte H_A en periode T_A van deining kunnen worden afgelezen voor elke afstand A die de deining na het verlaten van het verwekkende windveld heeft afgelegd, wanneer de hoogte H_F en de periode T_F waarmee deze deining dit veld verliet bekend zijn. Gezien het onzekere karakter van deze grafieken geven wij deze in dit boekje niet weer. Om een indruk te geven, diene de volgende basisgrafiek, figuur 27. De horizontale coördinaat is evenredig met de doorlopen afstand, gedeeld door de golf lengte van de deining bij het verlaten van het windveld ($L_F = 1,56 T_F^2$).

De periodetoe name bedraagt hierbij ongeveer 1 seconde voor elke 24 uren die de deining heeft voortgelopen.

De invloed van 'secundaire' winden op de deining werd bij de genoemde methoden nog door een voorschrift met een min of meer hypothetisch karakter in rekening gebracht.

In 1953 werd in Amerika door Pierson, Neumann en James een methode gepubliceerd voor het maken van deiningverwachtingen, die expliciet rekening houdt

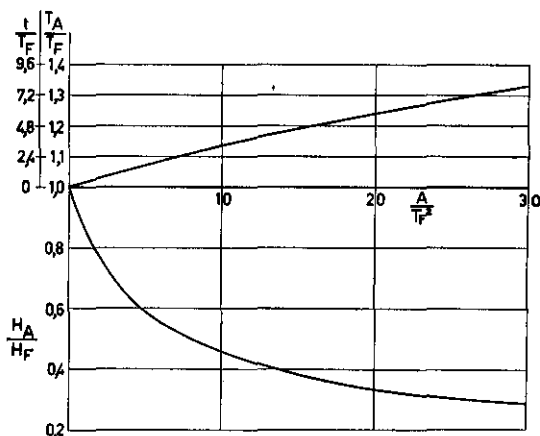


Fig. 27 Grafiek ter schatting van de hoogte H_A en de looptijd t (in uren) van deining als de beginhoogte H_F , de beginperiode T_F (in s) en de doorlopen afstand A (in km) gegeven zijn.

met beide reeds hierboven onder b. en c. vermelde, voor het gedrag van deining essentiële, verschijnselen, nl. de 'dispersie' en het 'uitwaaiëren' van de deining die uit een windveld loopt. Daartoe wordt voor het golfspectrum, dat een combinatie is van het frequentiespectrum en het richtingspectrum, een zogenaamd modelspectrum ingevoerd, d.w.z. een benadering van het spectrum in formulevorm. Het windveld wordt geschematiseerd als een rechthoek, waarbinnen de windsnelheid constant is, en waarbuiten geen wind staat.

Soortgelijke verwachtingsmethoden zijn later ook elders ontwikkeld, bij voorbeeld door het K.N.M.I. te De Bilt. Door de snelle groei van de tankervaart op Rotterdam ontstond omstreeks 1968 behoefte aan een eenvoudig te hanteren methode om verwachtingen te geven van deining in de zuidelijke Noordzee afkomstig uit het Noorden. De grootste diepstekende tankers hebben slingerperioden van 10–15 seconden, hetgeen ze gevoelig maakt voor golven met dergelijke perioden. Het modelspectrum, dat ten grondslag ligt aan deze deiningverwachting, is heel wat betrouwbaarder dan het destijds slechts op weinige gemeten golfspectra gebaseerde modelspectrum van Pierson e.a. Dit is te danken aan het intensieve onderzoek, dat sindsdien heeft plaatsgevonden.

Behalve laatstgenoemde methode, die nog met de hand kan worden toegepast, beschikt men tegenwoordig ook over numerieke verwachtingsmodellen, waarbij gebruik gemaakt wordt van computers. Voor zeegang is hierover reeds in § 4.3 iets gezegd.

Uit het voorgaande kunnen we de conclusie trekken, dat hoewel onze kennis op

het gebied van zeegolven langzamerhand sterk is toegenomen, het maken van deining-verwachtingen uit windgegevens en daaruit afgeleide zeevang in de praktijk een lastig probleem blijft vormen. De tekortkomingen die zulke verwachtingen nog altijd hebben zijn echter in toenemende mate te wijten aan de dikwijls ontoereikende kennis van de windvelden waaruit de deiningen voortkomen.

4.7 Kunstmatige demping van golven

Pogingen om in volle zee de aanwezige golven te dempen hebben in het algemeen slechts een bescheiden succes. Het storten van olie als middel om de golven te verlagen was reeds in de klassieke oudheid bekend. De kleine rimpels en golfjes kan men hierdoor tot onmiddellijke verdwijning brengen, de grote golven echter niet, maar deze laatste worden bij aanwezigheid van een olielaagje minder kwaadaardig doordat de wind er minder vat op heeft, en het schuimen en spatten ophoudt. Dit kan reeds van groot belang zijn voor een in nood verkerend schip. Dierlijke en plantaardige oliën zijn goed werkzaam; zuiver minerale oliën niet. De verklaring voor de werking berust op eigenaardigheden in het gedrag van de oppervlaktespanning van het systeem olie op water, maar is nog niet in details duidelijk.

Op open redes en in riviermondingen heeft men wel een gordijn van opstijgende luchtbellen toegepast, die men laat ontsnappen uit een geperforeerde pijp op de zeebodem. Achter zo'n luchtgordijn waren de golven dan merkbaar lager. De verklaring hiervan moet gezocht worden in de in het water opgewekte turbulentie, en in de opstijgende waterstroming, die de bellen met zich meeslepen, welke stroming dicht onder het oppervlak terzijde uitwijkt (vergelijk § 5.7).

VERANDERINGEN DIE GOLVEN NABIJ DE KUST ONDERGAAN

5.1 Overzicht

Golven ondergaan zekere veranderingen in hun eigenschappen:

1. wanneer zij van diep water in ondiep water komen;
2. wanneer zij in een gebied van inhomogene stroming komen (bijv. getijstromen);
3. wanneer zij stuiten op, al of niet boven water uitstekende, obstakels.

Alle drie oorzaken kunnen werkzaam zijn wanneer golven uit zee een kust naderen. De volgende veranderingen treden op of kunnen optreden:

- a. verandering van snelheid (lengte) en hoogte, veroorzaakt door verandering van diepte bij ondiep water en/of door stromingen;
- b. refractie of zwenking der golfkammen, eveneens veroorzaakt door ondiep water en/of stromingen;
- c. diffractie of buiging, om een landpunt, klip of uiteinde van een pier heen of door een nauwe opening tussen havenhoofden e.d.;
- d. terugkaatsing, door een steile wand;
- e. energieverlies door wrijving van het water langs de bodem;
- f. breking van de golven en branding, door ondiepte en/of tegenstroom.

We zullen nu deze verschillende verschijnselen wat nader beschouwen. Daar de veranderingen aan de golven zich meestal vrij snel voltrekken, kan in het algemeen de invloed van de wind hierbij verwaarloosd worden.

5.2 Verandering van snelheid (en lengte) en hoogte in ondiep water

In deze paragraaf onderstellen we een rechte kust en in het ondiepe water daarvoor rechte evenwijdige dieptelijnen en geringe bodemhellingen (minder dan 1 op 10); verder onderstellen we dat er enkelvoudige golven recht op de kust toelopen, met hun kammen evenwijdig aan de dieptelijnen.

Gaan we nu eens na wat er met deze golven gebeurt. We beginnen met op te merken dat bij zulk een (geleidelijke) overgang de *periode* van de golving de zelfde blijft. Om dit in te zien letten we eens op twee punten, A en B, waar de golven langs trekken, van A naar B. Laat bij A de diepte groter zijn dan bij B. We veronderstellen dat er in het beschouwde gebied als geheel een stationaire toestand heerst. Op elk punt trekken dus voortdurend golven van een bepaalde golflengte en periode voorbij. Het aantal golven dat op een bepaald punt per minuut voorbij gaat is 60 seconden gedeeld door de periode T . Zou nu T in A bijvoorbeeld kleiner zijn dan in B, dan zouden er in A meer golftoppen per minuut voorbij trekken dan in B, maar dan zou in het tussengelegen traject AB dus een groter aantal per minuut binnenkomen (bij A) dan er (bij B) uitgaan, dus: zou het aantal golftoppen op het traject AB steeds toenemen. We hebben echter ondersteld dat overal een stationaire toestand van de zee zou heersen. T kan dus bij A niet kleiner zijn dan bij B; en evenmin groter.

De periode blijft dus gelijk. Maar dan volgt (zie figuur 9) dat de voortplantings-snelheid C zal afnemen naarmate de golven in minder diep water geraken. En in evenredigheid met C neemt ook de golflengte L af (immers $L = CT$). Aanschouwelijk kunnen we het ons zo voorstellen: van een golfrein, die van dieper naar minder diep water loopt, gaan de voorste golven (in minder diep water) minder snel dan de achterste; de achterste lopen dus in, de golfrein krimpt in en de golflengten worden geleidelijk aan korter.

Behalve een verandering in C en L treedt ook een geleidelijke verandering in de *golfhoogte* op. Deze neemt namelijk eerst iets af om later weer toe te nemen, totdat de golf breekt (branding; zie § 5.9). De kromme gemerkt H/H_0 van diagram IV laat dit verloop zien in de vorm van een grafiek, waarin horizontaal is uitgezet de verhouding van de diepte D tot de diep-water-golflengte L_0 (d.w.z. de lengte, die de golven in diep water hadden), terwijl verticaal de verhouding van H , de golfhoogte, tot H_0 , de hoogte die de golven in diep water hadden, wordt afgelezen. Zoals men ziet is de aanvankelijke afneming van H maar gering en zeer geleidelijk, de toeneming later daarentegen vrij snel.

De golflengte neemt tijdens deze verandering van de hoogte voortdurend af, zoals we zagen. Tengevolge daarvan neemt met de aanvankelijke afneming van H de steilheid H/L nauwelijks af; zij blijft eerst praktisch gelijk, tot D/L_0 ongeveer 0,25 is. Daarna neemt, door snellere afneming van L , de steilheid voortdurend toe. Zie de kromme gemerkt s/s_0 van diagram IV.

Wat is de oorzaak van de verandering in hoogte? Om deze te begrijpen bedenken we dat de hoogte ten nauwste samenhangt met de energie E en dat de energie zich voortplant met de z.g. groepssnelheid V . Deze nu verandert bij vermindering van de diepte evenzeer als de (fase)voortplantingssnelheid. De algemene formule voor de groepssnelheid is: $V = C - L \frac{dC}{dL}$, waarin optreedt het differentiaalquotiënt van

C naar L . Met behulp van formule (2) van § 1.5 volgt dan voor de groepssnelheid van golven op ondiep water:¹⁾

$$V = \underbrace{\frac{1}{2} \left[1 + \frac{4\pi D/L}{\sinh(4\pi D/L)} \right]}_n \sqrt{\frac{g}{2\pi} L \operatorname{tgh}(2\pi D/L)} \quad \left. \vphantom{\frac{1}{2} \left[1 + \frac{4\pi D/L}{\sinh(4\pi D/L)} \right]} \right\} \quad (1)$$

$$= n \times \sqrt{\frac{g}{2\pi} L \operatorname{tgh}(2\pi D/L)} = nC,$$

waarin n een getal tussen $\frac{1}{2}$ en 1 is, dat de verhouding $V : C$ weergeeft; onder 'sinh' wordt verstaan de 'sinus hyperbolicus', een functie, die gedefinieerd is door:

$$\sinh x = \frac{1}{2}(e^x - e^{-x}).$$

Voor diep water ($D > \frac{1}{2}L$) is de term $\frac{4\pi D/L}{\sinh(4\pi D/L)}$ in de uitdrukking voor n klein en n dus praktisch gelijk aan $\frac{1}{2}$ (iets dat we al wisten); voor zeer ondiep water ($D < \frac{1}{2}L$) wordt genoemde term praktisch gelijk aan 1 en daarmee n zelf eveneens.

De energiestroom naar de kust toe is nu in het hier beschouwde geval per meter kamlenge overal gelijk aan $EV = EnC$. Op verschillende afstanden van de kust zijn n en C verschillend, dus ook de waarden van V , maar de energiestroom moet overal dezelfde zijn, zolang er nog geen energie door branding verloren gaat en het betrekkelijk geringe energieverlies door wrijving langs de bodem verwaarloosd wordt; anders zou er immers ergens een cumulatie van energie plaats vinden! Duiden we de grootheden die betrekking hebben op de golven in het diepe water aan door een index 0 , dan moet dus overal gelden: $E_0 n_0 C_0 = EnC$ of: $E = E_0(n_0 C_0/nC)$.

Aangezien de energie E evenredig is met H^2 (zie formule (4) van § 1.6), geldt dus ook: $H^2 = H_0^2(n_0 C_0/nC)$ of

$$H = H_0 \sqrt{n_0 C_0/nC}.$$

In deze formule is nu H_0 de golfhoogte in diep water,

$$n_0 = \frac{1}{2}, \quad C_0 = \sqrt{gL_0/2\pi} = gT/2\pi;$$

¹⁾ De formules, ook die vermeld in § 1.5, worden iets eenvoudiger als we in plaats van de golflengte L en de periode T respectievelijk invoeren het z.g. golfgetal $k = 2\pi/L$ en de z.g. hoekfrequentie $\omega = 2\pi/T$. We hebben dan als algemene uitdrukking voor de fasesnelheid: $C = \omega/k$ (vergelijk § 1.2) en als algemene uitdrukking voor de groepssnelheid: $V = \frac{d\omega}{dk}$ (waarbij dus ω als functie van k wordt beschouwd).

De lezer kan desgewenst gemakkelijk nagaan hoe de andere formules er uit komen te zien als k en ω worden ingevoerd.

deze drie grootheden zijn constant en worden gegeven ondersteld. Het verloop van H hangt dus af van het verloop van nC .

We willen dit verloop graag uitgedrukt hebben in de bekend onderstelde gegevens van de golf op diep water, nl. C_0 , L_0 en T , en in de diepte D . Als we in de formule (2) voor C van § 1.5 voor de eerste L schrijven $C \times T = C \times 2\pi C_0/g$ en voor de tweede L schrijven $C \times T = C \times L_0/C_0$, lukt het een verband te vinden tussen C/C_0 en D/L_0 , en wel:

$$\frac{C}{C_0} = \operatorname{tgh} \frac{2\pi D/L_0}{C/C_0}. \quad (2)$$

Aangezien $\frac{D}{L} = \frac{D/L_0}{L/L_0} = \frac{D/L_0}{C/C_0}$ kunnen we nu ook de verhouding n (zie formule (1)) berekenen als D/L_0 gegeven is. In diagram IV zijn het theoretische verloop van C/C_0 en n met D/L_0 weergegeven.

Bij kleiner wordende diepte gaat n toenemen, doch C gaat afnemen. Het blijkt nu, dat aanvankelijk de toeneming van n de afneming van C overtreft, zodat nC eerst een weinig toeneemt en H dus een weinig afneemt, en wel tot ongeveer 0,9 maal de waarde in diep water; dit minimum van 0,9 H_0 wordt bereikt bij een diepte van ongeveer 0,15 L_0 . Daarna neemt H weer toe, doordat de vermindering van C gaat domineren over de toeneming van n . Bij een diepte van omstreeks 0,05 L_0 is H weer gelijk aan H_0 ; daarna neemt H snel toe tot waarden die meer dan twee maal H_0 kunnen worden (wanneer de golfkam niet eerder breekt).

Resumerende kunnen we dus zeggen, dat de verandering van H het gevolg is van het feit, dat de energie-voortplantingssnelheid $V (= nC)$ bij het komen in minder diep water eerst een weinig toeneemt en daarna snel afneemt; aangezien EV constant moet zijn betekent dit verloop van V een omgekeerd verloop van E en dus ook van H .

N.B. Het is nodig er de aandacht op te vestigen, dat in deze paragraaf uitsluitend gebruik is gemaakt van de 'lineaire' theorie, die, zoals bekend, een beperkte geldigheid heeft, zeker voor golven in zeer ondiep water. Laboratoriumproeven met bodemhellingen tot 1 op 20 hebben de juistheid van de theoretische relaties redelijk goed bevestigd voor waarden van D/L_0 boven circa 0,05. Voor lagere waarden van D/L_0 zijn de gegeven krommen minder betrouwbaar. We komen op dit punt terug in § 5.9.

5.3 Refractie of zwenking der golfkammen in ondiep water

Het woord refractie is afkomstig uit de theorie van het licht en betekent eigenlijk 'breking'. We gebruiken in verband met watergolven het woord 'breking' in deze betekenis liever niet, omdat onder breken van watergolven al iets anders wordt verstaan, nl. datgene wat de branding geeft (§ 5.9).

Onder refractie van licht verstaan we de richtingverandering die lichtstralen ondergaan wanneer zij uit een medium (bijv. lucht) overgaan in een ander medium (bijv. water), waarin het licht een andere voortplantingssnelheid heeft. Voor deze breking geldt de bekende wet van Snellius, die luidt:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{c_1}{c_2},$$

waarin de verschillende letters aan de hand van fig. 28 als volgt gedefinieerd worden: α_1 en α_2 zijn de hoeken die de straal in het eerste en in het tweede medium maakt met de normaal (m) op het scheidingsvlak (pq) tussen beide media; c_1 en c_2 zijn de voortplantingssnelheden in beide media; hun constante verhouding wordt de brekingsindex genoemd. Inplaats van α_1 en α_2 kunnen we ook de hoeken β_1 en β_2 welke de straal met het scheidingsvlak zelf maakt, gebruiken.

De wet van Snellius wordt dan:

$$\frac{\cos \beta_1}{\cos \beta_2} = \frac{c_1}{c_2}.$$

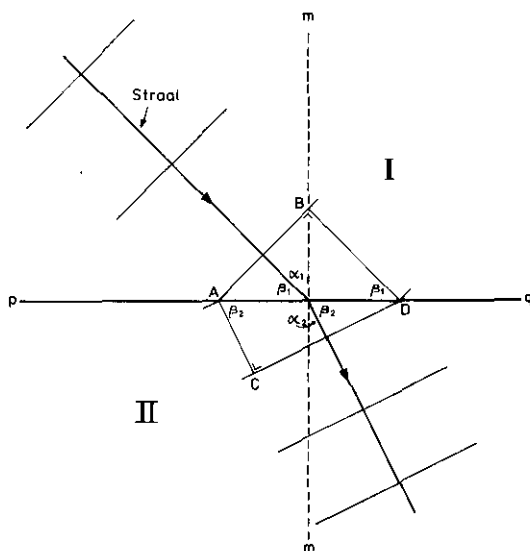


Fig. 28 Straalbreking of refractie van golven.

Om de analogie tussen watergolven en licht te kunnen zien, moeten we bedenken dat ook licht als golven opgevat kan worden, nl. als elektromagnetische golven met een zeer korte golflengte (0,0004 tot 0,0008 mm). Deze golven hebben zg. 'golffronten' die te vergelijken zijn met de langgerekte golfruggen en golfdalen van de deining, en de 'lichtstralen' zijn wat men noemt de *orthogonale trajectoriën* van de golffronten¹⁾ van het licht, d.w.z. de lijnen die de golffronten *overal loodrecht* doorsnijden.

Met behulp van deze 'golffronten' is de refractie van licht en van golven in het algemeen ook gemakkelijk te begrijpen. In figuur 28 zijn de opeenvolgende posities van een deel van een golffront op onderling telkens een gelijk tijdsinterval verschillende ogenblikken weergegeven door rechte lijntjes. Als de stralen scheef op het grensvlak pq invallen dan bereikt de rechterflank van het bewegende golffront (bij A) eerder het grensvlak dan de linkerflank (bij B). Terwijl laatstgenoemde nog met de snelheid (c_1) behorende bij het medium I voortmarcheert, krijgt de rechterflank in medium II een andere, laten we zeggen: kleinere snelheid (c_2). We zien onmiddellijk in, dat dan het front moet zwenken. Maar hoe precies? Dat is volkomen bepaald door de verhouding van de twee snelheden c_1 en c_2 . Immers, in dezelfde tijd waarin de linkerflank de afstand BD met de oude snelheid c_1 aflegt, legt de rechterflank met de nieuwe snelheid een afstand groot $(c_2/c_1) \times BD$ af en wel in een richting loodrecht op de richting van het golffront in medium II; m.a.w.: als $AC \perp CD$, dan is $AC = (c_2/c_1) \times BD$. Nu is $AC = AD \cdot \cos\beta_2$ en $BD = AD \cdot \cos\beta_1$.

Hieruit volgt dat

$$AD \cdot \cos\beta_2 = (c_2/c_1) AD \cdot \cos\beta_1, \text{ of: } \frac{\cos\beta_1}{\cos\beta_2} = \frac{c_1}{c_2},$$

dat is de wet van Snellius.

In het vorige hebben we aangenomen dat er bij een bepaald vlak een scherpe sprong in de voortplantingssnelheid optreedt. Het komt echter vaak voor, dat lichtstralen een geleidelijke verandering van medium en dus een geleidelijke verandering van voortplantingssnelheid ondergaan. Dan treedt geen abrupte breking, maar een geleidelijke *kromming* van de stralen op, zoals bijv. bij kromming van de lichtstralen in de atmosfeer het geval is. En dit nu is bij golven in de zee ook het geval als zij een kust naderen, in minder diep water komen en dus geleidelijk geringere snelheden aannemen (overeenkomstig de vorige paragraaf).

Hoe gaat nu deze refractie van golven bij geleidelijke verandering van snelheid in zijn werk? Om dit te doorzien nemen we eerst eens aan dat de snelheidsverandering in kleine sprongetjes plaats vindt, op de wijze zoals in figuur 29 is aangegeven. Inplaats van de twee gebieden van fig. 28 hebben we hier nu een grote reeks smalle evenwijdige stroken, binnen welke de snelheid constant en dus de straal recht is. De stroken zijn

¹⁾ Hier wordt met een 'golffront' dus heel wat anders bedoeld dan wat we in § 2.4 het deiningfront noemden.

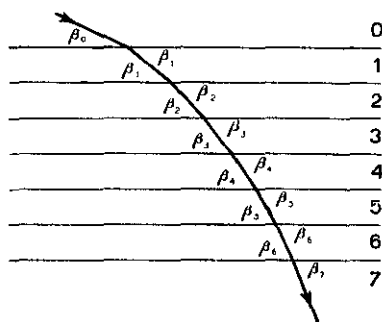


Fig. 29 Refractie: straalkromming in kleine stapjes.

genummerd 0, 1, 2, 3, enz. en de snelheden daarin zijn c_0, c_1, c_2 , enz. Aan de scheidingslijnen treedt een kleine breking van de straal op volgens de wet van Snellius, zodat (zie de figuur)

$$\frac{\cos \beta_0}{\cos \beta_1} = \frac{c_0}{c_1}; \quad \frac{\cos \beta_1}{\cos \beta_2} = \frac{c_1}{c_2}; \quad \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_3} = \frac{c_2}{c_3}; \quad \text{enz.}$$

Uit deze formules volgt:

$$\frac{\cos \beta_0}{\cos \beta_7} = \frac{\cos \beta_0}{\cos \beta_1} \times \frac{\cos \beta_1}{\cos \beta_2} \times \dots \times \frac{\cos \beta_6}{\cos \beta_7} = \frac{c_0}{c_1} \times \frac{c_1}{c_2} \times \dots \times \frac{c_6}{c_7} = \frac{c_0}{c_7}.$$

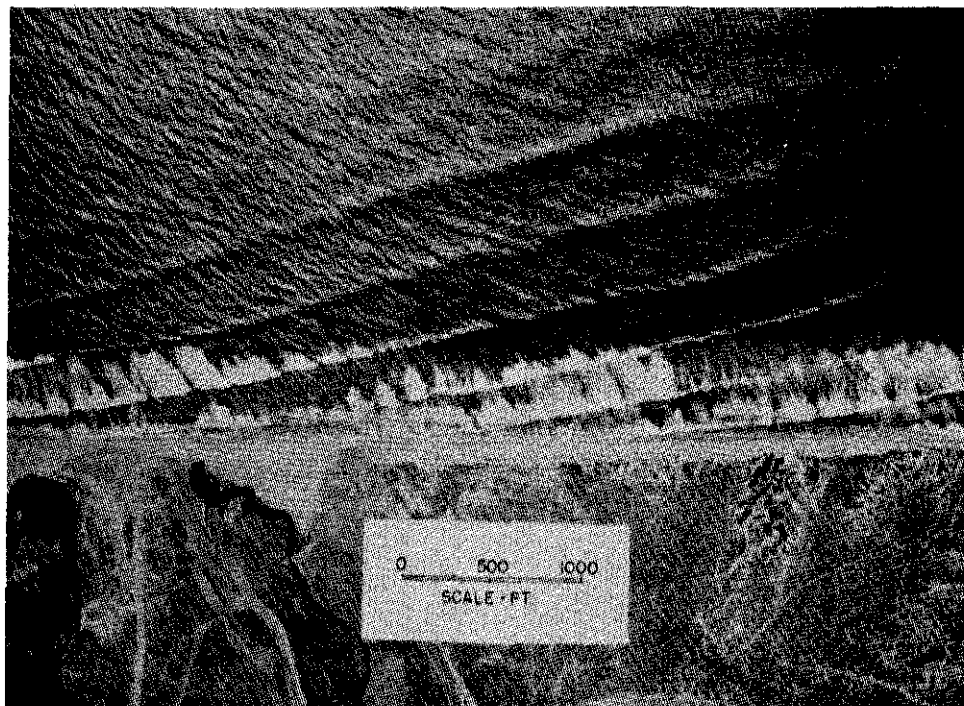
We vinden dus dat de richting van de straal in de laatste strook alleen afhangt van de richting in de eerste *en* van de verhouding van de snelheden aan het begin en aan het eind, op dezelfde wijze als de wet van Snellius dit uitdrukt voor twee aan elkaar grenzende stroken; de tussenliggende richtingen en snelheden doen er in dit geval dus voor de uiteindelijke straalrichting niet toe.

Immers:

$$\frac{\cos \beta_0}{\cos \beta_7} = \frac{c_0}{c_7}.$$

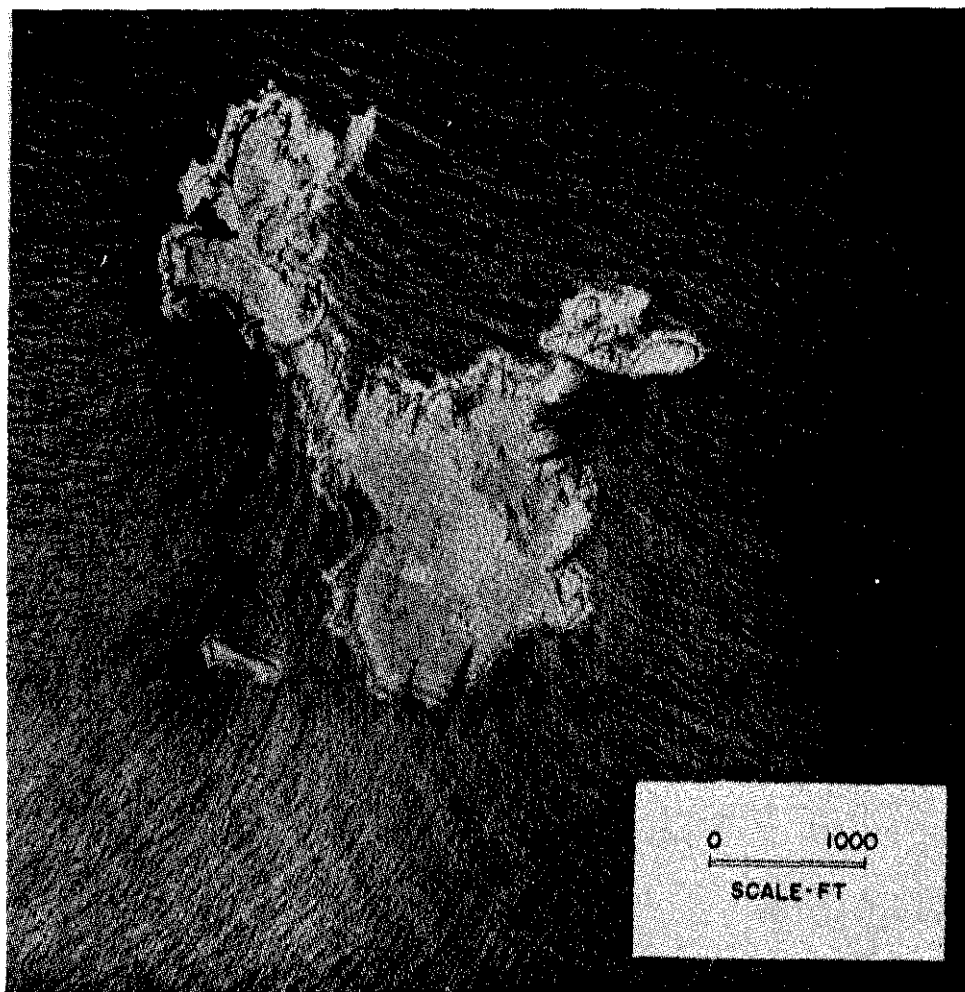
Dit geldt echter alléén doordat de scheidingslijnen in fig. 29 alle evenwijdig aan elkaar lopen. Is dit niet het geval, dan geldt wel aan iedere scheidingslijn de wet van Snellius, doch het eindresultaat wordt minder eenvoudig.

Het vorige had betrekking op een verandering van de voortplantingssnelheid met kleine sprongetjes. Om een volkomen geleidelijk verloop te krijgen zouden we de breedte van de strookjes tot nul moeten laten naderen. De straal wordt dan een vloei-



Plaat 1 Kleine windgolven en vrij lange deining met brekers en brandingsstrook ten noorden van Oceanside, California. Men ziet hoe de deiningruggen geleidelijk zwenken.

Official U.S. Navy photograph



Plaat 2 Refractie, terugkaatsing en verstrooiing van deining en windgolven rond Farallon Island, California. Men ziet hoe er rondom branding tegen de kust is, al is zij het sterkst aan de bovenzijde. Let er verder op hoe de deining (die van rechts boven komt) zowel links als rechts om het eiland heen gaat en onderaan een gekruist patroon geeft. Het eilandje links onder 'straalt' a.h.w. de golven in alle richtingen terug.

Official U.S. Navy photograph

ende gebogen lijn. Zijn de lijnen van gelijke voortplantingssnelheid recht en evenwijdig (evenals in fig. 29 de strookjes), dan krijgen we weer de eenvoudige uitkomst $\cos \beta_0 / \cos \beta = c_0 / c$, waarin β_0 en β de hoeken zijn die de straal vormt met de lijnen gemerkt c_0 en c (c = voortplantingssnelheid op enige willekeurige plaats).

Het voorgaande geldt evengoed voor zeegolven als voor lichtstralen, als ook voor elke andere soort golven. We zullen ons in het verdere tot de zeegolven beperken.

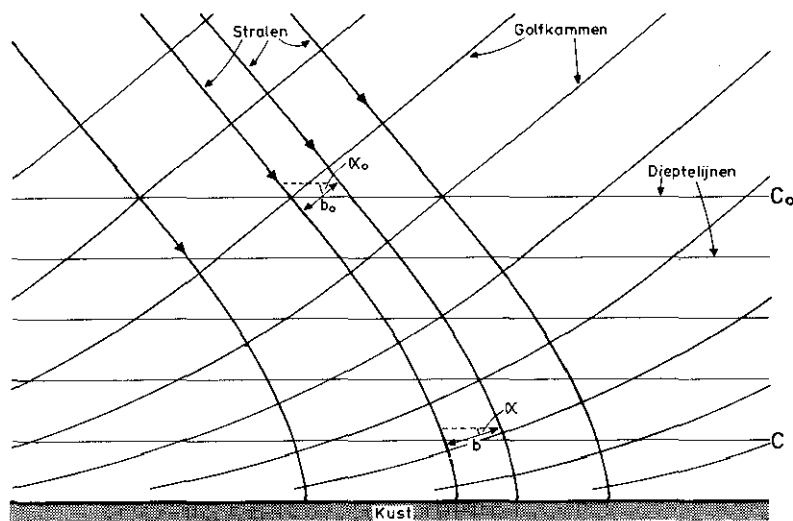


Fig. 30 Refractie van deining bij een rechte kust met daarvoor een gelijkmatig hellende zeebodem met rechte evenwijdige dieptelijnen.

Figuur 30 laat dan de theoretische refractie zien van een scheef uit diep water aankomende deining voor een rechte kust, waarbij de bodemdpte naar de kust toe gelijkmatig afneemt. Vergelijk plaat 1. Zowel fig. 30 als plaat 1 illustreren het bekende feit dat de golfkammen die uit zee een strand naderen in het algemeen de neiging hebben evenwijdig met de kust te gaan lopen. Het is duidelijk dat de lijnen van gelijke voortplantingssnelheid voor golven van één bepaalde periode niets anders zijn dan de dieptelijnen. Ook hier staan de zg. 'stralen' overal loodrecht op de golfkammen.

De boven aangeduide eenvoudige wet voor het verband tussen de richtingen van een straal in twee verschillende punten geldt, zoals gezegd, alléén wanneer de dieptelijnen rechte evenwijdige lijnen zijn. Daar de hoek α tussen de golfkam en een diepteliijn

het complement is van de hoek β tussen de straal en die dieptelijn en dus $\cos \beta = \sin \alpha$, geldt blijkbaar voor de richtingen der kammen in dit geval:

$$\sin \alpha_0 / \sin \alpha = C_0 / C.$$

In het algemene geval zijn de dieptelijnen niet recht en evenwijdig, zodat het verloop van een straal – en dus ook van de golfkruggen – van plaats tot plaats aan de hand van de dieptekaart moet worden gevolgd, als men de richtingsverandering hiervan wil weten. Het algemene gedrag is echter na het voorgaande wel duidelijk: Bij het komen in minder diep water zwenken de golfkammen steeds overal zodanig, dat hun richting naar de richting der dieptelijnen toegaat. Figuren 31–34 geven hiervan voorbeelden.

Fig. 31A laat het effect van een onderzees dal, fig. 31B dat van een onderzeese rug zien.

Fig. 32A toont de refractie voor en in een baai.

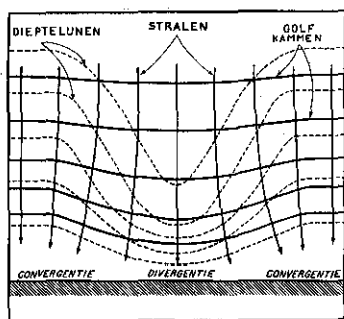


Fig. 31A Refractie boven een onderzees dal.

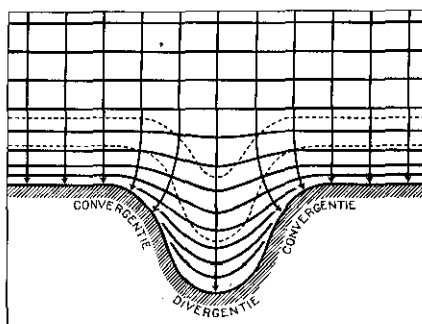


Fig. 32A Refractie voor en in een baai.

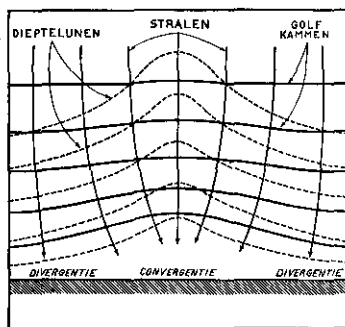


Fig. 31B Refractie boven een onderzeese rug.

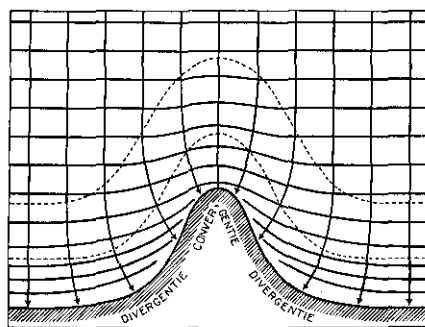


Fig. 32B Refractie voor een schiereiland of kaap; recht van voren aankomende deining.

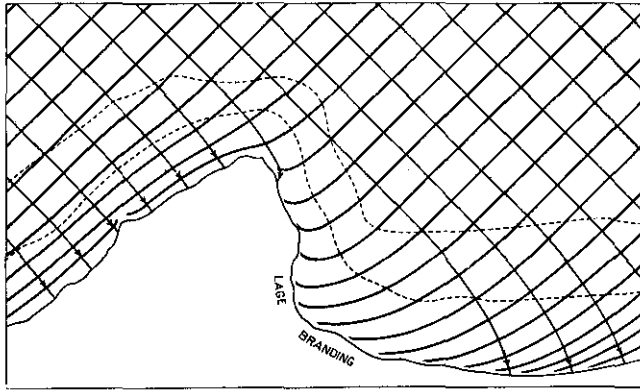


Fig. 33 Refractie van zijdelings aankomende deining bij een schiereiland of kaap.

Fig. 32B laat het golvenpatroon bij een schiereiland zien, voor het geval dat de golven in volle zee recht van voren aankomen, terwijl fig. 33 een schiereiland laat zien met golven die van terzij komen aanlopen.

Fig. 34 stelt voor het golvenpatroon nabij een cirkelvormig eiland met cirkelvormige dieptelijnen daar omheen. Men ziet dat zelfs aan de achterzijde golven op de kust toe lopen; deze golven hebben een zwenking van meer dan 90 graden gemaakt, om het eiland heen. Verder blijkt hoe er een gekruiste deining achter het eiland optreedt tengevolge van de ontmoeting van golfruggen die het eiland ter weerszijden gepasseerd zijn.

Al dergelijke golvenpatronen kunnen zeer fraai worden gezien op luchtfoto's. De platen 1-4 laten de lezer een aantal van zulke opnamen zien. Men leze de onderschriften.

5.3.1 *Invloed van de refractie op de golfhoogte*

Het blijkt dat de loop van de 'stralen' of orthogonale trajectoriën van de golfkammen belangrijk is in verband met de verandering van de golfhoogte. Men moet zich namelijk voorstellen dat de 'energiestroming' overal de richting van de stralen volgt, zodat,

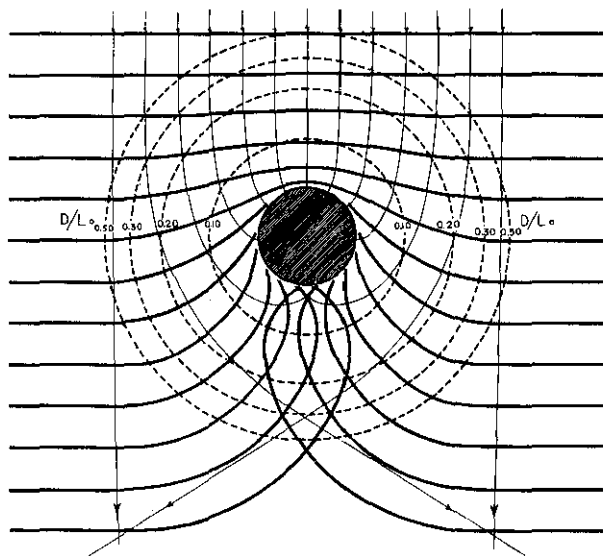


Fig. 34 Refractiepatroon van deining bij een cirkelvormig eiland.

wanneer er geen verlies of winst van energie door andere oorzaken is, de stroom van energie tussen twee naburige stralen op verschillende plaatsen langs dat stralenpaar dezelfde is (zolang die twee stralen elkaar niet snijden). Dit betekent het volgende – zie figuur 35.

Lopen de stralen evenwijdig (fig. 35A) en is de energievoortplantingssnelheid overal dezelfde, dan blijft de energiedichtheid – wanneer we afzien van andere effecten – gelijk, en dus ook de golfhoogte.

Divergeren de stralen (fig. 35B) en blijft de energievoortplantingssnelheid daarbij dezelfde – dit geval doet zich bijvoorbeeld voor bij ringvormige golven die zich van een bepaalde plaats uit in alle richtingen uitbreiden¹⁾ – dan moet de energie per oppervlakte-eenheid (E) *afnemen* in omgekeerde evenredigheid met de toenemende afstand van twee stralen, daar per lengte-eenheid in de voortplantingsrichting de totale energie tussen deze stralen overal dezelfde moet zijn; de energie wordt dan over een grótere breedte 'uitgesmeerd'.

¹⁾ Dit geval doet zich ook voor bij deining die uit een stormveld van beperkte afmetingen loopt; vergelijk § 4.6.

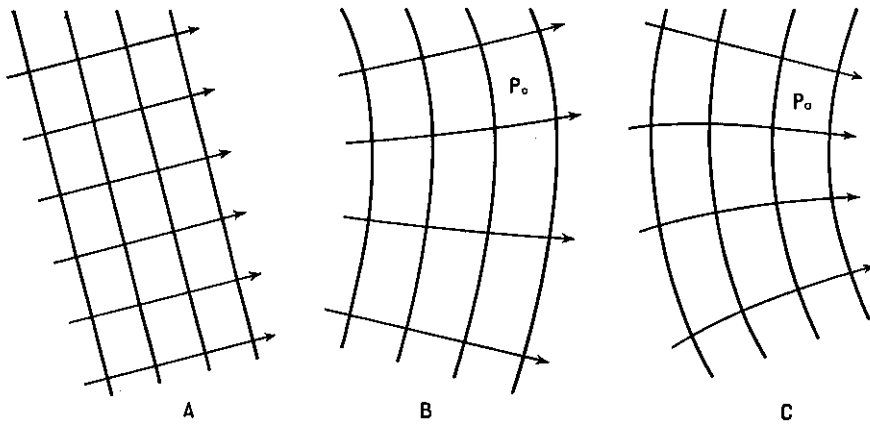


Fig. 35 Verschillende typen van refractiepatronen.

A. Evenwijdige stralen. B. Divergerende stralen. C. Convergerende stralen.

Convergeren de stralen (fig. 35C) en blijft de energievoortplantingssnelheid daarbij dezelfde, dan moet om dezelfde reden E *toenemen* in omgekeerde evenredigheid met de afnemende onderlinge afstand van twee stralen; de energie wordt in dit geval 'geconcentreerd'.

In het algemeen kunnen we zeggen, dat, wanneer op twee verschillende plaatsen tussen hetzelfde paar naburige stralen de afstanden b_1 en b_2 zijn, de energieën E_1 en E_2 op die plaatsen zich verhouden als $1/b_1 : 1/b_2$ en bijgevolg de golfhogten H_1 en H_2 als $\sqrt{1/b_1} : \sqrt{1/b_2}$; of:

$$H_2 = \sqrt{b_1/b_2} \times H_1.$$

Het bovenstaande geldt wanneer de voortplantingssnelheid gelijk blijft. We weten echter dat deze, wanneer de divergentie of convergentie het gevolg is van refractie (zie de figuren 29 t/m 34), juist *niet* constant is. Het in deze paragraaf besproken effect komt dan dus *bij* het in § 5.2 besproken effect. Gaat het er om, de golfhogte op een bepaalde plaats P te berekenen uit de golfhogte H_0 in diep water, dan moet laatstgenoemde, behalve met de factor $\sqrt{n_0 C_0 / n C}$, die in § 5.2 werd afgeleid, ook worden vermenigvuldigd met de factor $\sqrt{b_0/b}$, die door de convergentie of divergentie wordt bepaald; hierin zijn b_0 en b de onderlinge afstanden tussen een paar naburige stralen, respectievelijk gemeten in diep water en in het betrokken punt (zie figuur 30). Deze factor $\sqrt{b_0/b}$ wordt de *refractiefactor* genoemd en aangeduid door K .

Hebben we te maken met rechte, aan de kust evenwijdige dieptelijnen, dan hangt bij gegeven aanvangsrichting der golven (gekaracteriseerd door de hoek α_0) de refractiefactor alléén maar van de relatieve diepte D/L_0 af; men behoeft in dit geval geen refractiediagram op de kaart te tekenen, doch kan de refractiefactor $K = \sqrt{b_0/b}$ voor alle combinaties van α_0 en D/L_0 berekenen.¹⁾ Diagram V bevat de resultaten van zulke berekeningen in de vorm van een schaar gebroken lijnen, waaruit men bij gegeven α_0 en D/L_0 de waarde van K onmiddellijk kan aflezen. Deze is hier altijd kleiner dan 1 (tenzij $\alpha = 0^\circ$), daar in dit geval (zie fig. 30) altijd enige divergentie optreedt wanneer de golfkammen een hoek met de dieptelijnen maken.

Het verband tussen de golfhoogte H en de refractiefactor is in formules als volgt:

$$H = \sqrt{n_0 C_0 / n C} \times H_0^*;$$

waarbij $H_0^* = K H_0 = \sqrt{b_0/b} \times H_0.$

Opmerking. De ervaring heeft geleerd, dat de toepassing van de refractiefactor K bij grote invalshoeken (bijvoorbeeld α groter dan 45°) te kleine waarden van de golfhoogte oplevert, met name als de kust en de dieptelijnen gekromd zijn; blijkbaar volgt de energiestroom dan toch niet precies de 'stralen', doch kan zijdelings 'doorlekken', van plaatsen met hoge naar plaatsen met lage golfenergie.

5.3.2 *Berekening en grafische bepaling van refractie*

Hebben we te maken met rechte evenwijdige dieptelijnen, dan kan op elke plaats de richting van de golfkammen (dus ook die van de stralen) berekend worden uit de gegeven richting van de golfkammen in diep water (de oorspronkelijke richting dus) door toepassing van de boven gevonden regel:

$$\sin \alpha / \sin \alpha_0 = C/C_0,$$

waaruit de hoek α , die de kammen met de dieptelijnen en de kustlijn vormen, is uit te rekenen, aangezien α_0 (de aanvankelijke hoek, in diep water) bekend is en C/C_0 uit diagram IV is af te leiden. Het is echter niet nodig om de boven geschetste wijze van berekening voor elk geval toe te passen, daar in diagram V de resultaten voor verschillende 'invalshoeken' (α_0) en verschillende 'relatieve diepten' (D/L_0) in grafiek-vorm volledig zijn weergegeven, zodat men de gewenste uitkomst hieruit onmiddellijk kan aflezen.

¹⁾ De wijze van berekening wordt duidelijk aan de hand van fig. 30. Hierin is n.l. $b_0/b = \cos \alpha_0 / \cos \alpha$. De hoek α nu is bekend door de relatie $\sin \alpha / \sin \alpha_0 = C/C_0$ en die kan men uit diagram IV afleiden.

Het is zowel bij dit geval van rechte evenwijdige dieptelijnen als in het hierna te bespreken algemene geval zaak om bij het gebruik van een dieptekaart rekening te houden met de getijstand, waarvoor de berekeningen moeten worden gemaakt, en het reductievlak van de kaart. Eventueel dient dus op de getallen, die bij de dieptelijnen in de kaart staan, een getij-correctie te worden toegepast om de diepten, hetzij op gemiddeld zeeniveau, hetzij – wanneer de getijverschillen belangrijk zijn – op een andere gewenste fase van het getij te herleiden.

We gaan thans over tot het algemene geval van een willekeurig verloop van de dieptelijnen. In dit geval is het nodig om een 'refractiediagram' te construeren aan de hand van een voldoende gedetailleerde dieptekaart. De constructie van een refractiediagram kan men zich zo denken, dat men het verloop van een aantal 'stralen' in de kaart construeert door, telkens uitgaande van een gegeven of eerder berekende positie van een golfkam, in een aantal punten hiervan loodlijnen op de golfkam te trekken en langs elk van hen afzonderlijk een afstand voorwaarts te gaan die evenredig is met de ter plaatse heersende voortplantingssnelheid, die uit de diepte volgt. Figuur 36 geeft dit procédé weer in een schetstekening. De lijn door A , B en C is de positie van de golfkam waarvan uitgegaan wordt. De lijnen a , b en c staan in A , B en C loodrecht hierop. De afstanden $A-E$, $B-F$ en $C-G$ zijn evenredig met de golfsnelheden respectievelijk tussen A en E , tussen B en F en tussen C en G ; deze snelheden hangen af van de diepten; daar deze laatste verschillen, verschillen AE , BF en CG onderling in lengte. Door de punten E , F en G wordt weer een vloeiende lijn getrokken die de nieuwe positie van de golfkam weergeeft. Deze nieuwe positie hoort bij een later tijdstip, zij valt een tijdsduur t_1 later dan de uitgangspositie. Deze tijdsduur t_1 hoeft geen geheel aantal malen de periode (T) te bedragen. Is het tijdsverschil wel een geheel aantal malen de periode, dan betekent dit, dat op het ogenblik, dat langs $A B C$ een golfkam ligt, langs $E F G$ óók een golfkam ligt; is bijv. $t_1 = 3T$, dan liggen er op datzelfde ogenblik nog twee golfkammen tussen; is echter bijvoorbeeld $t_1 = 3\frac{1}{2}T$, dan ligt op het ogenblik dat langs $A B C$ een kam ligt, langs $E F G$ een dal, met er tussen in nog drie kammen.

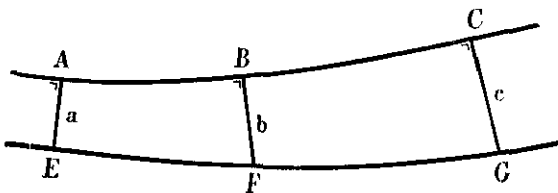


Fig. 36 Constructie van de verplaatsing van een golfkam.

Hoeveel malen de periode dit tijdsverschil t_1 precies is, doet er echter minder toe, als de afstanden AE , BF en CG maar kort genoeg zijn om langs elk van hen afzonderlijk met voldoende nauwkeurigheid een gemiddelde golfsnelheid te kunnen bepalen.

Voor de praktijk heeft men doorzichtige schaaltes ontworpen teneinde de boven beschreven handelingen snel te kunnen verrichten.

Nu zijn voor de berekening van het verloop van de golfhoogte bij refractie (zie § 5.3.1) niet zo zeer de posities der golffronten van belang, als wel de ligging der z.g. 'stralen' of orthogonale trajectoriën van deze golffronten. Het is nu in de praktijk gebleken, dat men de mate van refractie sneller en nauwkeuriger kan bepalen door alléén het verloop van deze 'stralen' te construeren, zonder dat het nodig is hierbij de golffronten te tekenen.

Voor het in kleine stapjes bepalen van het verloop van een groot aantal stralen in een zeegebied met gegeven diepten is de toepassing van een rekenautomaat uitermate geschikt. Het kan natuurlijk ook zonder dit hulpmiddel gebeuren en wel bijv. als volgt.

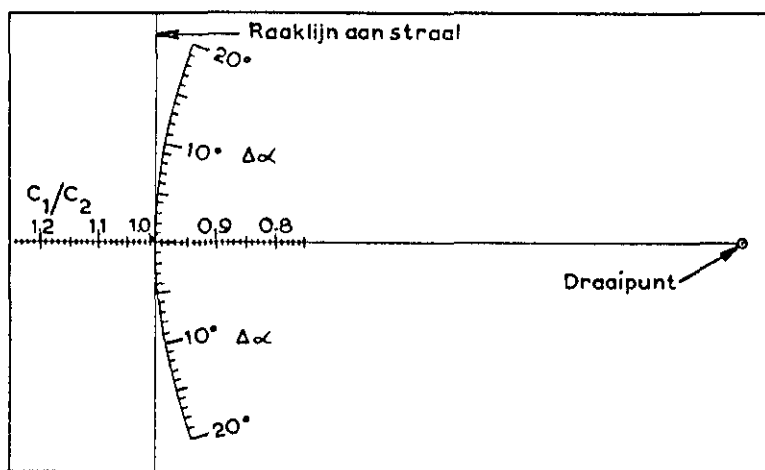


Fig. 37 Schaalte voor het construeren van refractiepatronen.

Nadat men eerst op de kaart van het betrokken gebied de dieptelijnen zo nodig gecorrigeerd heeft voor de stand van het getij, maakt men een staatje met, voor alle dieptelijnen, de diepten D gedeeld door de diepwatergolflengte L_0 , de daarbij behorende waarden van C/C_0 (volgens diagram IV of formule (2) van § 5.2) en tevens de quotiënten van telkens twee opeenvolgende waarden van C ; zo'n quotiënt is de effectieve refractie-index bij de overgang van één dieptelijn naar de volgende. Men kan dan eenvoudig het verloop der stralen construeren door gebruik te maken van een speciaal daartoe ontworpen doorzichtig schaalte, waarvan men in fig. 37 een afbeelding ziet¹⁾.

¹⁾ Er zijn verschillende typen schaaltes in gebruik. Het hier afgebeelde is ontworpen door het Scripps Institute of Oceanography in Californië.

Het boven aangeduide procédé is goed uitvoerbaar zolang de hoek tussen de straal en de dieptelijnen niet al te klein wordt. Wanneer deze hoek klein wordt, loopt de straal over een zodanig grote afstand tussen twee dieptelijnen, dat niet slechts de richting van deze dieptelijnen in de snijpunten met de straal, maar ook het gehele verloop van de dieptelijnen voor de mate van refractie van belang is. Het is dan bijv. mogelijk dat de straal na snijding van één dieptelijn 1 de volgende dieptelijn 2 niet eens bereikt, maar weer terugzwenkt naar de dieptelijn 1. Daarom moet een andere methode gebruikt worden wanneer de hoek tussen straal en dieptelijn ongeveer 15° of kleiner wordt (α_1 in fig. 38 dus 75° of groter).

Deze methode berust op een formule voor de hoekdraaiing $\Delta\alpha$, die de straal over een afstand Δs ondergaat, wanneer hij loopt tussen en ongeveer evenwijdig aan twee ongeveer evenwijdige dieptelijnen, met bijbehorende snelheden C_1 en C_2 op een afstand l van elkaar:

$$\Delta\alpha = \frac{C_1 - C_2}{Cl} \cdot \Delta s.$$

Hierin is C de (geschatte) snelheid ter plaatse van de straal, aannemende dat er een continue overgang is van C_1 op de ene dieptelijn naar C_2 op de tweede. Deze formule kan men toepassen voor een zodanig klein of groot stuk Δs als in het gegeven geval verantwoord lijkt, en wel als volgt. Gegeven zij de raaklijn in een punt A van de straal. Pas vanaf A een afstand $\frac{1}{2}\Delta s$ af langs deze raaklijn, draai in het eindpunt B over de berekende hoek $\Delta\alpha$ (steeds naar het gebied met lagere snelheid toe), pas vanaf B in de nieuwe richting wederom $\frac{1}{2}\Delta s$ af. De straal gaat dan door het eindpunt C en heeft daar de raaklijn BC. Herhaal daarna het procédé met een nieuwe waarde voor l en eventueel voor Δs . Wanneer de hoek tussen straal en dieptelijnen weer boven 15° komt, kan men weer op het eerstgenoemde procédé overgaan.

Op de beschreven wijze kan men, uitgaande van rechte kamlijnen en stralen met bekende oriëntatie in volle zee, voor een aantal stralen het verloop tekenen tot de brandingszone (§ 5.9) toe, en aldus een *refractiepatroon* verkrijgen, geldig voor golven die in volle zee aankomen met de gegeven golflengte uit de gegeven richting. Daarbij zal het vaak voorkomen, dat men op twee (of soms op drie) kaarten van verschillende schaal zal dienen te werken, eerst op een kaart van een betrekkelijk groot gebied, om daarna voor de details van het verloop nabij de kust op een kaart van grotere schaal over te gaan.

Het refractiepatroon nabij een zeker punt op een kust hangt zowel af van de richting als van de golflengte (periode) der aankomende golven (de korte golven zwenken het minst.) Hieruit volgt de betekenis van een kennis betreffende de energieverdeling van de aankomende golven naar richting en naar periode, dus van het richting- en het frequentie-spectrum (§ 3.5), óók voor het nagaan van wat de refractie in een bepaald geval doet. Eigenlijk moeten dan voor een aantal verschillende richtingen en perioden de refractiepatronen worden bepaald. Door alleen met de 'significante' periode te werken, zou men wel eens tot onjuiste conclusies kunnen komen.

5.4 DiffRACTIE OF buiging

In § 5.3.1 is gezegd dat bij de voortplanting van golven de energie zich houdt aan de banen, die door de 'stralen' worden aangegeven. De stralen nu worden in het algemeen geacht recht te lopen als niet tengevolge van snelheidsverschillen refractie optreedt. Als dit altijd zonder meer waar was, dan zou, wanneer golven een steil uit zee oprijzend obstakel ontmoeten, bijvoorbeeld een golfbreker, daarachter een scherpe 'schaduw-zone', aanwezig moeten zijn. In fig. 39, waarin AB zulk een obstakel (recht) voorstelt

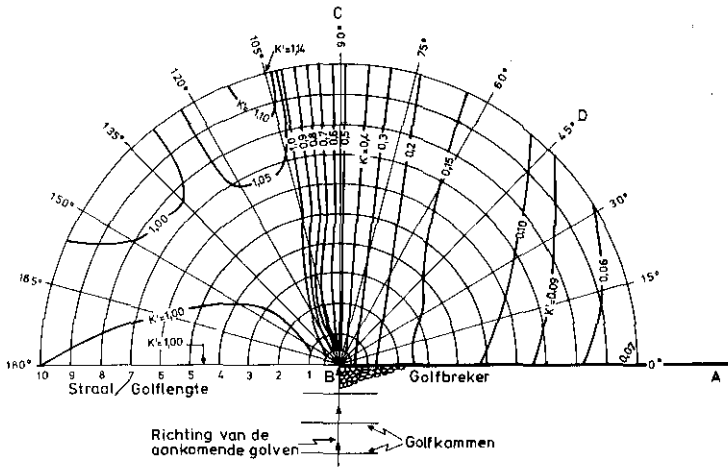


Fig. 39 DiffRACTIE van golven om het uiteinde van een golfbreker heen. De golven komen in de figuur van beneden af. De lijnen geven aan de verhouding K' van de ter plaatse berekende golfhoopte tot de golfhoopte vóór de golfbreker. De gebruikte theorie is in wezen dezelfde als die van A. Sommerfeld (1896) voor het overeenkomstige optische geval. De theorie is door laboratoriumproeven bevestigd.

en waarin de van beneden aanrollende golfkammen door daaraan evenwijdige rechte lijntjes worden aangeduid, zou dan rechts van BC zulk een schaduw aanwezig zijn, zodat daar geen golven zouden binnendringen. In werkelijkheid komen ze er wel binnen: ze worden om de rand bij B heen 'gebogen'. Dit verschijnsel wordt buiging of *diffRACTIE* genoemd. In de sector BCDA treden nu golven op, die van het punt B schijnen uit te 'stralen'. Doordat er dus energie de sector BCDA binnen-'lekt' zijn de golven langs de straal BC nu maar half zo hoog als ze anders zouden zijn. De verschillende lijnen geven aan waar de golfhoopte een bepaalde factor – K' – maal de oorspronkelijke golfhoopte bedraagt. Hoe meer naar rechts in de 'schaduw'-sector, hoe lager de golven. Ook neemt langs een rechte lijn door B, zoals BD, de golfhoopte af met toenemende afstand van B.

Is het obstakel van eindige breedte, bijv. een rotseiland of een aan beide uiteinden vrije golfbreker, dan bewerkt de buiging dat alléén vlak daarachter een gebied gevonden wordt dat praktisch vrij van golven is. Voor de praktijk werkt zo'n obstakel alleen over een afstand erachter van ongeveer 4 maal zijn eigen breedte als een beschutting tegen de golven.

Dit alles geldt alleen voor obstakels met wanden, die steil uit zee oprijzen. Bij vlak glooiende hellingen treedt zoals we weten refractie op, waardoor de zaak heel anders verloopt. In het algemeen is bij eilanden refractie veel belangrijker dan diffRACTIE.

Een laatste voorbeeld van diffractie is het binnendringen van golven in een haven door een opening van de golfbrekers, of in een lagune door een opening in het rif. Ook hier volgt de golfenergie niet alleen maar de verlengden van de opvallende 'stralen' der golven door de opening heen, maar spreidt zij zich zijwaarts uit. Is de breedte van de opening kleiner dan de golflengte¹⁾, dan lopen de golven zelfs praktisch gelijkmatig in alle richtingen, van de opening uit (de 'stralen' gaan uit de opening in alle richtingen verder, de golfkammen worden halfcirkelvormig).

5.5 Terugkaatsing

Terugkaatsing – of reflectie – treedt op waar golven een obstakel van enige uitgestrektheid ontmoeten, bijvoorbeeld een muur, een dam, een rif of een steile kust.

Een vlakke verticale wand geeft bijna algehele terugkaatsing van de golven, die er tegenaan lopen. Als de golven schuin aankomen is de hoek die de teruggekaatste golfkammen met de wand maken gelijk aan het supplement van de hoek tussen de aankomende kammen en de wand; zie figuur 40. Door de combinatie (interferentie) van de aankomende en de teruggekaatste golven ontstaat dan een ruitvormig golfpatroon, m.a.w. een *kruis-zee* (vergelijk § 2.2), welk patroon zich evenwijdig met de wand verplaatst.

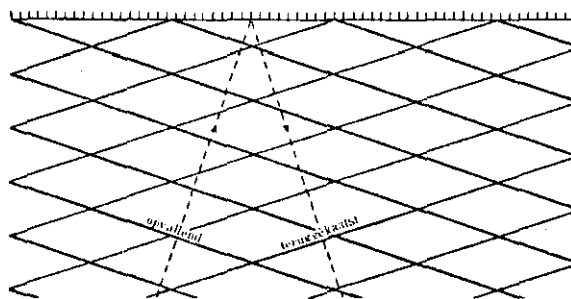


Fig. 40 Terugkaatsing van golven.

Vallen de golven loodrecht op het reflecterende grensvlak in, dan ontstaan door interferentie van heengaande en gereflecteerde golven *staande golven*, welker hoogte in daarvoor gunstige gevallen (*sterke* terugkaatsing en *regelmatige* golven) bijna het

1) Dit hangt samen met een onderdeel der algemene golf-theorie waarop we hier niet verder zullen ingaan.

dubbele van de hoogte der aankomende golven kan bedragen; daar de golflengte dezelfde is, kan dus ook de steilheid bijna het dubbele worden.

Bij gedeeltelijke terugkaatsing van golven kan een reflectiecoëfficiënt r worden gedefinieerd als de verhouding tussen de hoogte van de teruggekaatste golf en de hoogte van de aankomende golf. Voor bijna volledige terugkaatsing wordt r dus bijna 1.

Als golven komen aanlopen loodrecht op een rechte dijk of een recht strand met constante helling, neemt de reflectiecoëfficiënt toe naarmate de helling toeneemt en naarmate de golfsteilheid afneemt. Dit hangt ermee samen dat een groter deel van de golfenergie teruggekaatst wordt naarmate de golven minder gelegenheid krijgen te 'breken' of 'branden' (meer daarover in § 5.9). Zowel uit proeven als uit theoretische overwegingen volgt dat de reflectiecoëfficiënt in dit geval, voor een glad talud, ongeveer bepaald wordt door één parameter, namelijk $\xi = m \times (H_0/L_0)^{-\frac{1}{2}}$ waarin m de helling van het talud en H_0/L_0 de steilheid der aankomende golven in diep water voorstelt; zie het volgende tabelletje¹⁾.

$\xi = m \times (H_0/L_0)^{-\frac{1}{2}}$	r
< 1,0	< 0,1
1,0	ca 0,1
1,5	ca 0,2
2,0	ca 0,4
2,5	ca 0,6
> 3,0	> 0,7

Voorbeeld: $m = 0,4$ met $H_0/L_0 = 0,04$ geeft $r = \text{ca } 0,4$.

De terugkaatsing neemt verder af als het talud een ruw oppervlak heeft. Voor ξ groter dan ca 3 treedt weinig branding van de golven op. Voor ξ kleiner dan 1 gaat de golfenergie vrijwel geheel in de branding verloren.

Bij het beoordelen van de helling gaat het vooral om dat deel van het grensvlak dat zich nabij het oppervlak bevindt, daar hier immers de meeste energie zit. Dit neemt niet weg, dat ook zelfs een obstakel of een steile helling onder water – mits niet te ver beneden het oppervlak – een deel van de golfenergie kan terugwerpen. In zo'n geval wordt de aankomende golfenergie deels doorgelaten, deels teruggekaatst of verstrooid, terwijl eventueel een deel van de energie in branding kan verdwijnen.

¹⁾ Deze ξ is vooral een voor de praktijk bruikbare parameter. De *fysische* interpretatie is slechts vaag: men kan afleiden dat bij brekende golven op een flauw talud het relatieve diepteverschil over één plaatselijke golflengte kort vóór het breken ongeveer met ξ evenredig is; ξ heeft dus iets te maken met de beperkte snelheid waarmee de voortlopende golf zich kan aanpassen aan de *plaatselijke* diepte: voor kleine waarden van ξ lukt dit goed en de golven gaan ergens breken (vergelijk § 5.9 en § 5.9.2), voor grote waarden van ξ lukt het niet meer, met als gevolg dat de golven gedeeltelijk worden teruggekaatst.

5.6 Energieverlies door wrijving langs de bodem

Indien golven op ondiep water lopen bestaat er, zoals we in § 1.4 al zagen, een heen en weer gaande waterbeweging vlak langs de bodem en het is begrijpelijk dat hiermee een zeker energieverlies gepaard moet gaan. Dit energieverlies wordt versterkt in een poreuze bodem (zoals zand) waar het water *tussen* de korrels, door de drukfluctuaties die aan de bovenzijde van de poreuze laag optreden (§ 1.8), in beweging wordt gebracht. Dit laatste verschijnsel heet *percolatie* (Eng.: 'percolation').

Deze wrijving aan de bodem is één van de oorzaken waardoor de wind op water van beperkte diepte de golven minder kan doen groeien dan op diep water; zie § 4.4.

De invloed van deze wrijving aan de bodem op de hoogte van golven die, uit diep water komend, een kust naderen is – zo lang ze nog niet breken (§ 5.9) – uiteraard groter 1) naarmate golflengte en golfhoogte groter zijn ten opzichte van de diepte en 2) naarmate de afstand waarover de golven op ondiep water lopen groter is, dus bij zeer kleine bodemhellingen en bijv. op wadplaten.

Voor gegeven eigenschappen van de bodem (ruwheid, porositeit) en gegeven golfparameters kan men het energieverlies per meter lengte theoretisch redelijk schatten. In vele situaties, inclusief die van de meeste strandkusten, blijkt de invloed hiervan nog betrekkelijk klein te zijn vergeleken met de verschijnselen die tot nu toe in dit hoofdstuk besproken zijn.

5.7 Verandering van snelheid (en lengte) en hoogte van golven in gebieden met stromingen

Bevindt zich ergens de zeewatermassa in haar geheel in beweging (t.o.v. de aarde) dan blijven alle in dit en de vorige hoofdstukken besproken wetmatigheden van kracht mits alle gegevens maar betrokken worden op het bewegende water of, m.a.w., mits alle snelheden en perioden maar zo gedefinieerd worden als een met het water zich mee bewegende waarnemer ze zou meten (de meting van de golflengte wordt door de bewegingstoestand van de waarnemer niet beïnvloed). Dit geldt niet alleen de onderlinge relaties tussen golflengte, periode en snelheid, maar ook de relaties tussen de wind en de golven, *mits* dus als windsnelheid maar genomen wordt de windsnelheid *ten opzichte van* het water (de schijnbare windsnelheid gemeten door een met het water meedrijvende waarnemer) en *mits* de stroomsnelheid van het water in het gehele beschouwde gebied maar gelijk is.

Anders wordt het wanneer golven *uit* een gebied zonder stroom *in* een gebied met stroom geraken, of over water lopen, waarin van plaats tot plaats de stroom verschillend is. We zullen hier alleen één geval enigszins uitvoerig behandelen, n.l. het geval dat golven in diep water, komend uit een gebied zonder stroom van betekenis, geleidelijk in een gebied met mee- of tegenstroom geraken, zoals vooral het geval kan

zijn bij zeegeten waar sterke getijstroomten lopen. We beschouwen een stationaire situatie. De berekening van de verandering in lengte en hoogte, die de golven ondergaan als ze in de stroom komen, gaat uit van twee principes:

1. De snelheid van de golven t.o.v. *het bewegende water* wordt gegeven door de formules die ook voor stil water gelden (§ 1.5 (1) of (2)). Is het water ook in de stroom dus diep genoeg, dan geldt:

$$L = 2\pi C^2/g,$$

wanneer C wordt verstaan als de snelheid t.o.v. het water.

2. Lopen de golven van een vast punt A buiten de stroom naar een *vast* punt B, bijvoorbeeld een aan de bodem verankerde boei, *in* de stroom, dan meet een waarnemer in B dezelfde periode als een waarnemer in A, ondersteld dat de situatie voldoende stationair is. De redenering is dezelfde als die in § 5.2 voor golven in ondiep water is gegeven. Er zullen ook in het onderhavige geval tussen A en B gemiddeld geen golfkammen verdwijnen of bij komen, zodat er per minuut in A en B, gemiddeld, even veel kammen moeten passeren.

Zij deze periode nu T_0 en zij U de stroomsnelheid in B, dan geldt enerzijds (in A): $T_0 = L_0/C_0$, wanneer C_0 en L_0 de golfsnelheid en golflengte vóór het binnentreden van de stroom voorstellen. Anderzijds is (in B) $T_0 = L/(C + U)$, wanneer C en L de golfsnelheid t.o.v. het water en de golflengte bij B (in de stroom) voorstellen; immers: $C + U$ is de snelheid waarmee de vaste waarnemer in B de kammen voorbij ziet trekken, zodat $T_0(C + U) = L$ moet zijn. Hier wordt U *positief* gerekend als de stroom met de golven meeloopt; in het andere geval is U *negatief*.

Dus:
$$\frac{L_0}{C_0} = \frac{L}{C + U}.$$

Drukken we L_0 in C_0 en L in C uit, waarbij we diep water onderstellen, dan krijgen we:

$$\frac{2\pi C_0^2/g}{C_0} = \frac{2\pi C^2/g}{C + U},$$

of:
$$C_0(C + U) = C^2.$$

Dit levert een vierkantsvergelijking waaruit we C kunnen oplossen:

$$C = C_0 \left(\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{U}{C_0}} \right).$$

N.B. De wortel met het minteken gebruiken we hier niet, omdat deze bij positieve waarde van U (stroom mee) golven met negatieve voortplantingssnelheid zou leveren.

We kunnen de uitkomst ook aldus schrijven:

$$\frac{C}{C_0} = \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4U}{C_0}} \right).$$

In figuur 41 vindt men een grafische voorstelling van deze betrekking. Bij meestroom is $C > C_0$, bij tegenstroom is $C < C_0$. In het laatste geval wordt voor absolute waarden van U die groter dan $C_0/4$ zijn geen oplossing meer gevonden. Voor $U = -C_0/4$ geeft de formule $C/C_0 = \frac{1}{2}$, dus de groepssnelheid ten opzichte van het water, $\frac{1}{2}C$, wordt $\frac{1}{4}C_0 = -U$: de golfgroepen kunnen niet meer tegen de stroom in lopen. We zullen echter zien, dat reeds bij minder sterke tegenstroom de golven onstabiel worden.

Aangezien $L : L_0 = C^2 : C_0^2$, volgt uit de formule voor C/C_0 onmiddellijk dat

$$\frac{L}{L_0} = \frac{1}{4} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4U}{C_0}} \right)^2.$$

Ook deze betrekking is in fig. 41 grafisch voorgesteld.

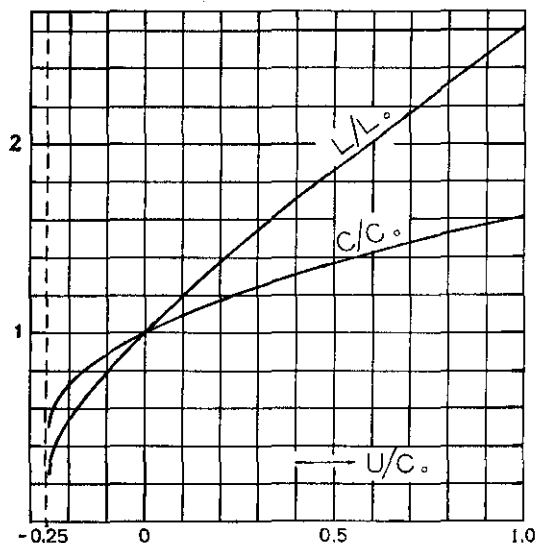


Fig. 41 Verandering van snelheid en golflengte van golven, die in stromend water geraken.

Om de *golfhoogte*-verandering te berekenen moeten we weer de energieverplaatsing beschouwen. Om verwarring te voorkomen zullen we hier niet van energiestroom

spreken, maar van energieflux. Het blijkt nu dat we in dit geval *niet*, zoals we in § 5.2 deden, mogen rekenen met een *constante* flux van golfenergie. Een eerste oorzaak daarvan is de z.g. 'stralingsdruk'¹⁾ van de golven, die maakt dat de golven wat energie *verliezen* als ze in een *meestroom* komen (U positief) en dat ze wat energie *winnen* (uit de stroom) als ze in een *tegenstroom* komen (U negatief). De theorie leert dat hierdoor het verlies aan golfenergieflux (bij toenemende meestroom) of de winst (bij toenemende tegenstroom) wordt gegeven door $\frac{1}{2}E \times \Delta U$ over een afstandje waarover de stroomsnelheid met een klein bedrag ΔU verandert. (E is de golfenergie-dichtheid). Hiermee kan men vrij eenvoudig de volgende formule afleiden voor de verhouding tussen de golfhoogte H in het punt B en de golfhoogte H_0 in het punt A:

$$\frac{H}{H_0} = \frac{C_0}{\sqrt{C(C + 2U)}} \quad (1)$$

Met behulp van de al gegeven formule voor C/C_0 kunnen we H/H_0 schrijven als functie van U/C_0 en het resultaat is in figuur 42 grafisch voorgesteld door de curve gewerkt (1). Duidelijk blijkt dat toenemende meestroom de golfhoogte verkleint en dat toenemende tegenstroom de golven verhoogt.

Intussen geldt deze formule alleen indien alle snelheden in de horizontale richting loodrecht op de stroom- en golfrichting nul zijn, m.a.w. indien de gehele waterbeweging zich in evenwijdige verticale vlakken afspeelt. In dat geval moet de combinatie van géén stroom in het punt A en een meestroom in het punt B gepaard gaan met een opstroming van water *uit de diepte* tussen de punten A en B, terwijl tegenstroom in B met een neerwaartse stroming van water gepaard moet gaan.

Indien echter de stroming zuiver horizontaal is, zodat een meestroom in B gepaard gaat met toestroming van water *van opzij* tussen A en B en een tegenstroom met uit-

¹⁾ Men kan theoretisch vaststellen dat watergolven altijd, als men middelt over een golfperiode, een positieve schijnbare 'druk' met zich meebrengen. Deze ontstaat door de horizontale componenten van de snelheden van de waterdeeltjes. Het is *geen echte* druk, omdat hij alleen in horizontale richting werkt en niet een kracht per oppervlakte-eenheid maar een kracht per lengte-eenheid voorstelt. Omdat hier een analogie bestaat met golven en straling in het algemeen, wordt deze druk 'stralingsdruk' ('radiation stress') genoemd. Voor enkelvoudige golven op diep water werkt deze 'druk' alleen in de voortplantingsrichting en is hij theoretisch gegeven door $\frac{1}{2}E$, als E de energiedichtheid is (eenheid: joule per vierkante meter = newton per meter; vgl. § 1.6).

Van deze 'stralingsdruk' merkt men bij watergolven in niet stromend water alleen iets als er plaatselijke *verschillen* in golfhoogte, en dus in 'stralingsdruk', zijn. Dan ondervindt het water netto horizontale krachten. Deze worden dan in een stationaire situatie gecompenseerd door kleine plaatselijke variaties van het gemiddelde waterniveau. Dit effect is meetbaar nabij de kust ('wave set-up').

In de situatie die we nu behandelen zullen, als de stroom toeneemt in de richting waarin de golven lopen (dus U positief), de onderlinge afstanden der waterdeeltjes in deze richting toenemen, het water 'zet uit' in deze richting. De 'stralingsdruk' S verricht dus een netto arbeid, evenredig met de toename van de stroomsnelheid. Deze arbeid moet ten koste gaan van de golfenergie. Als de stroomsnelheid over een kleine afstand met een bedrag ΔU toeneemt wordt het verlies aan golfenergieflux over deze afstand: $S \times \Delta U$. Het omgekeerde geldt als de stroom afneemt in de richting waarin de golven lopen (dus ΔU negatief).

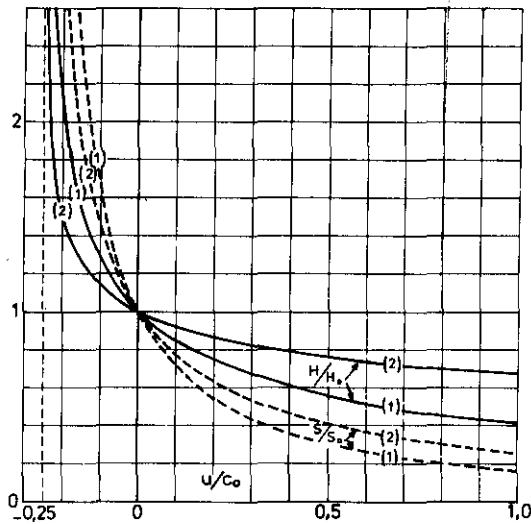


Fig. 42 Verandering van hoogte en steilheid van golven, die in stromend water geraken.

wijken van water naar beide zijden, is er nog een tweede oorzaak waardoor de fluxen van golfenergie per meter dwars bij B en bij A verschillend zijn. In het geval van meestroom in B moet er dan namelijk een zekere contractie van het water in de dwarsrichting optreden, die maakt dat de golfenergie-flux per meter dwars een toename ondergaat, en wel ter grootte $E \times \Delta U$ over een afstandje waarover de stroomsnelheid toeneemt met ΔU . Het omgekeerde geldt weer bij tegenstroom in B: dan is er enige uitspreiding van de golfenergie in de dwarsrichting bij B. Hierbij is steeds aangenomen dat we het verloop van de golven bekijken langs een rechte stroomlijn, waarbij de toestroming of uitwijking van het water naar beide zijden symmetrisch gebeurt (maar waarbij de stroomsnelheid U niet of weinig afhankelijk van de dwarscoördinaat is).

Dit effect werkt dus juist in tegengestelde richting als het effect van de 'stralingsdruk' en is twee maal zo groot. Hiermee kan een andere formule voor de verhouding H/H_0 worden gevonden, en wel:

$$\frac{H}{H_0} = \sqrt{\frac{C}{C + 2U}}, \quad (2)$$

in figuur 42 grafisch voorgesteld door de curve gemerkt (2). Wederom geldt: toenemende meestroom geeft verlaging van de golven, tegenstroom verhoging.

Alle gegeven formules gelden voor diep water. Ze kunnen ook in kustwateren en riviermonden worden toegepast mits de golven maar kort genoeg zijn. In deze situaties lijkt toestroming of uitwijking van het water in horizontale richting waarschijn-

lijker dan in verticale richting, zodat formule (2) eerder van toepassing zal zijn dan formule (1).

Voor $U = -C_0/4$ (tegenstroom) en dus $C/C_0 = \frac{1}{2}$ geven beide formules H/H_0 oneindig. In werkelijkheid wordt reeds bij kleinere waarden van U de *steilheid* zo groot dat de grenswaarde daarvan – die theoretisch $1/7$ is, doch in werkelijkheid meestal heel wat lager ligt – wordt overschreden en de golven gaan *breken*. De verandering die de steilheid (s) ondergaat wordt in fig. 42 grafisch voorgesteld door de krommen gemerkt s/s_0 ; zij worden op grond van de voorgaande formules berekend uit de formule

$$\frac{s}{s_0} = \frac{H/L}{H_0/L_0} = \frac{H}{H_0} \left| \frac{L}{L_0} \right|.$$

Men ziet hier een verklaring voor het bekende feit dat de golven niet alleen lager, maar ook vlakker worden wanneer zij in een gebied met meestroom komen, en steiler wanneer zij in een gebied met tegenstroom komen.

Wanneer de golven in een tegenstroom komen, zullen ze op hun weg geleidelijk grotere stroomsnelheid ontmoeten; tegelijkertijd moet dan dus de steilheid toenemen tot de grenswaarde is bereikt. Bij welke stroomsnelheid dit laatste geschiedt hangt af van de aanvankelijke steilheid der golven. Was deze bijvoorbeeld $1/15$, dan zal een vergroting van de steilheid met een factor $s/s_0 = 2$ voldoende zijn om de theoretische grenswaarde van s te bereiken; voor een $s/s_0 = 2$ is volgens de grafiek vereist een $U/C_0 = -0,12$ of $-0,14$, dus een tegenstroom van ruim $1/8$ van de aanvankelijke golfsnelheid. Van het ogenblik af dat deze bereikt is zullen de golfkammen dus voortdurend branden.

Dit breken is een bekend verschijnsel overal waar golven tegen een krachtige getijstroom in lopen.

In gevallen dat de diepte minder is dan een halve golflengte zouden we met de algemene formule (2) van § 1.5 moeten werken. De uitkomsten zouden dan ingewikkelder zijn, doch het principe van de zaak blijft hetzelfde: tegenstroom veroorzaakt een sterke verkleining van de verplaatsingssnelheid der energie en daardoor een meerdere opeenhoping dezer energie, resulterende in een steiler worden der golven.

Het bovenstaande laat nog vele verdere toepassingen toe. Eén daarvan is de verklaring van het feit dat golven soms breken boven ondiepten, die alléén niet voldoende zouden zijn om de steilheid zó ver op te voeren; een tegenlopende getijstroom over deze ondiepten vermag dan echter de steilheid der golven verder te vergroten tot de grens, waar het branden gaat optreden.

Het kan verder gebeuren, dat golven alvorens de kust te bereiken een stroom passeren, die een tegengerichte component heeft en hen doet breken. Dit kan een aanzienlijk verlies van energie betekenen, zodat zij op een kust aan de lijzijde van dit stroomgebied een veel lagere branding geven dan anders het geval geweest zou zijn.

5.8 Refractie in gebieden met stromingen

Daar plaatselijke verschillen in snelheid der golfkammen *refractie* geven op de wijze die in § 5.3 is besproken, kunnen ook stromen refractie geven. De golven hebben de neiging om te convergeren *naar* plaatsen waar hun snelheid het meest wordt verkleind of te divergeren van plaatsen waar hun snelheid wordt vergroot.

In zeegaten is de stroom meestal het snelst in het midden. Bij ebstroom blijven dus in het midden de golfkammen het meest achter; er treedt convergentie op; zie fig. 43. Loopt daarentegen bij vloedstroom de stroom met de golven mee en is hij in het midden weer het snelst, dan vindt het tegengestelde plaats, nl. divergentie.

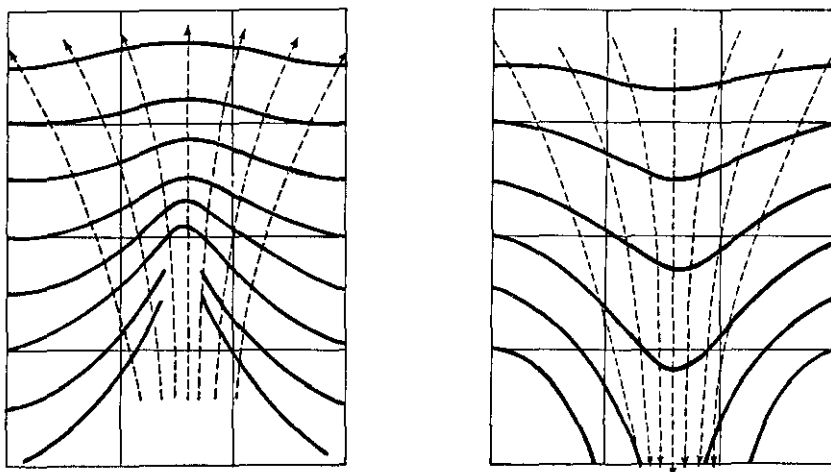


Fig. 43 Refractie van golven in een riviermonding of zeegat ten gevolge van verschillen in stroomsnelheid. De stippellijnen duiden hier de stroomverdeling aan: waar zij spreiden is de stroom zwakker, waar ze dringen is hij sterk. De golven komen in de tekeningen van boven af. Links zou kunnen zijn: ebstroom uit een zeegat; rechts: vloedstroom naar binnen.

Convergentie betekent weer: verhoging der golven, divergentie: verlaging. De refractie door stroomverschillen werkt dus bijv. mede om de golven steiler te doen zijn wanneer ze tegen de stroom een zeegat in lopen, en vlakker wanneer ze met de stroom meelopen. Deze refractie kan de in § 5.3 besproken refractie door diepteverschillen aanzienlijk beïnvloeden. Zo zal bijv. een geconcentreerde ebstroom de divergentie in een baai (fig. 32A) kunnen compenseren.

Een verschil met de refractie door diepteverschillen is, dat deze het eerst op de langere golven werkt, terwijl de refractie door stroomverschillen het meest op de kortere golven invloed heeft; immers, bij deze laatste refractie is de verhouding van stroomsnelheid tot golfsnelheid van belang.

Ook in volle zee kan refractie van golven door stroomverschillen merkbaar zijn. Een gebied waar dit effect in zeer opvallende mate optreedt is dat van de Agulhas-stroom, ten zuidoosten van Zuid-Afrika, waar vele gevallen bekend zijn van schepen die min of meer ernstige schade hebben opgelopen door onverwachte incidentele abnormaal steile golven. De Agulhas-stroom loopt hier in een vrij smalle band met grote snelheid in zuidwestelijke richting, terwijl de schadegevallen zich voordeden in die band en tijdens hoge deiningen uit het zuidwesten.

Men moet aannemen dat hier het in de vorige paragraaf beschreven effect van een tegenstroom, maar meer nog de hier besproken convergentie van de golfenergie in de kern van de stroom een – plaatselijk zeer verraderlijke – rol spelen. (Gezien de vrij grote diepte ter plaatse kan refractie door ondiepten hier nauwelijks van belang zijn).

5.9 Breken der golven, branding

De enorme hoeveelheid mechanische energie, die door de wind aan de oceanen en zeeën wordt medegedeeld in de vorm van golven, gaat voor het grootste deel weer teniet nabij de kusten, waar de uit zee aankomende golven hun einde vinden door te *breken*. Hierbij gaat de geordende beweging van het water van de golf over in een wilde ongeordende beweging, die, als er niet telkens weer opnieuw brekende golven zouden aankomen, weldra door wrijving zou verdwijnen.

Van de woorden breker en branding geven we hieronder de omschrijvingen.

Breker: een golf die volledig of gedeeltelijk 'ineenstort', meestal als gevolg van het komen op ondiep water, soms ook door het stuiten op een obstakel of het komen in een gebied van tegenstroom.

Branding: het verschijnsel dat plaats vindt tussen de kust en de buitenste lijn van brekers.

Branding of brandingsstrook: het gebroken water tussen de kust en de buitenste lijn van brekers.

Een golf wordt onstabiel en breekt, wanneer de voorwaartse snelheid van de waterdeeltjes in de kamlijn (de allerhoogste waterdeeltjes van de golf) groter wordt dan de voortplantingssnelheid van de golf. Volgens de theorie van Stokes gebeurt dit in het algemeen wanneer de kamhoek – dat is de hoek gevormd door de raaklijnen aan de steilste plaatsen voor en achter de golfkam – afneemt tot 120° en volgens deze theorie wordt deze grenshoek bereikt bij een steilheid van $1/7$ of $0,14$. Bereiken golven deze steilheid reeds in diep water – bijvoorbeeld door de werking van wind of stroom – dan breken ze dus ook reeds dáár. Is dit niet het geval, dan veranderen lengte en hoogte zodra de golven in ondiep water geraken (§ 5.2).

We willen nu eerst eens onderstellen, dat de golven recht op de kust toelopen en er geen refractie optreedt. De steilheid der golven neemt dan, volgens de kromme ge-

merkt s/s_0 in diagram IV, eerst een klein beetje af en daarna toe. Daar waar de diepte gelijk is aan $0,25 \times$ de diep-watergolf lengte, waar dus $D/L_0 = 0,25$, heeft de steilheid zijn oorspronkelijke waarde weer bereikt; hoogte en golflengte hebben dan beide $0,93 \times$ hun aanvankelijke waarden. Vóór deze diepte zullen de golven dus niet breken – tenzij door andere oorzaken.

Golven, waarvan de steilheid reeds in diep water bijna de grenswaarde 0,14 had (in de praktijk komt dit echter zelden voor), zullen onmiddellijk na het bereiken van de bovengenoemde diepte breken en daarbij dus een hoogte hebben, gelijk aan $0,93 \times$ hun hoogte in diep water.

Golven daarentegen, die oorspronkelijk een geringe steilheid hadden, zullen nog een eind kunnen doorlopen voor zij breken en daarbij eerst aanzienlijk aan hoogte kunnen winnen. Bij een zelfde aanvankelijke golfhoogte (H_0) zullen langere golven dus hogere branding geven dan kortere golven. Deze kwalitatieve conclusie kunnen we reeds zonder meer trekken.

Willen we echter tot kwantitatieve resultaten komen, dan moeten we allereerst bedenken, dat bij het geraken in ondiep water er een geleidelijke vervorming van het golfprofiel optreedt, die maakt dat de klassieke theorie, die voor trochoïdegolven geldt, hier niet langer zonder meer is toe te passen. Hoe geringer de aanvankelijke steilheid der golven is, hoe meer ze in het ondiepe water tenslotte op zg. 'solitary waves' ('eenling-golven') gaan gelijken (zie § 1.7).

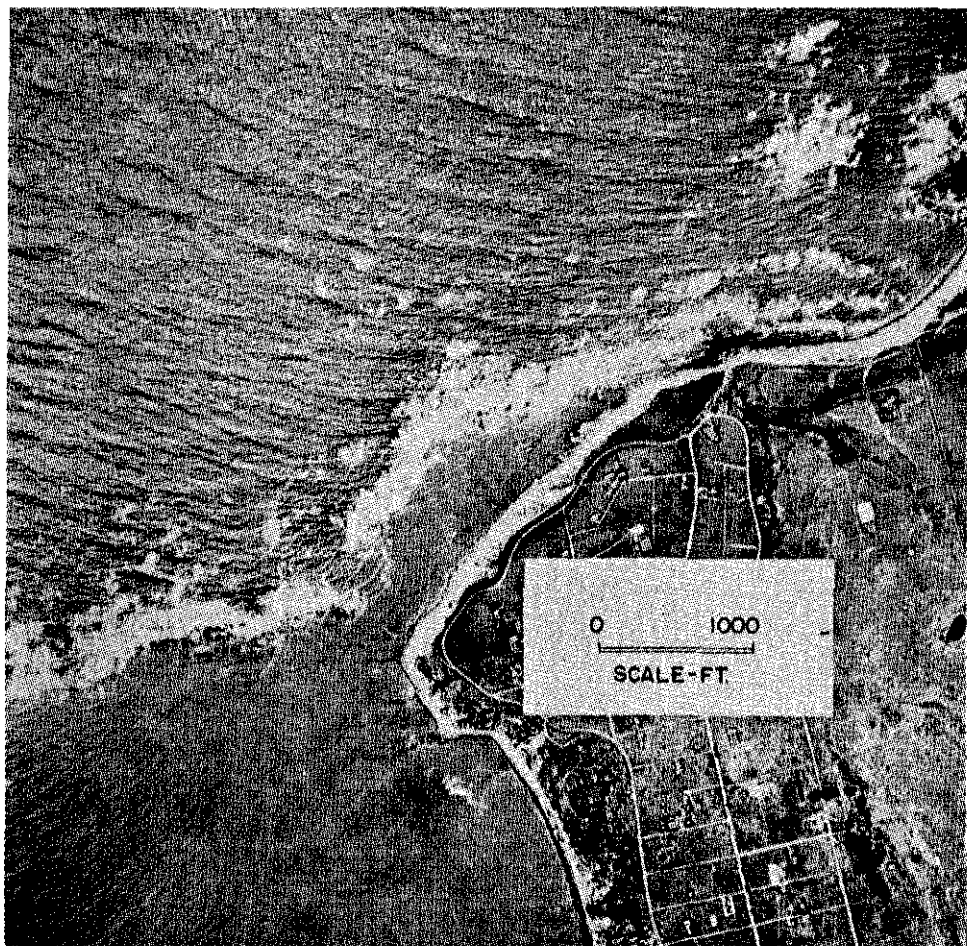
Doordat bij lange deining, nadat deze in ondiep water is gekomen, de dalen steeds vlakker en breder en de ruggen in verhouding steeds nauwer worden en bijna de gehele energie zich nabij de kammen gaat ophopen, gaan de golf rugen reeds vóórdat ze breken op de genoemde 'eenling-golven' gelijken, óók in hun gedrag. De hoogte der brekers, H_b , kunnen we dan in verband brengen met de hoogte H_0 en de lengte L_0 van de aankomende golven in het diepe water, op grond van een redenering volgens welke de energiestroom naar de kust toe overal langs een golfstraal dezelfde is (als in § 5.2) en met behulp van de formules van § 1.6 en § 1.7. We vinden dan het volgende verband:

$$\frac{H_b}{H_0^*} = \frac{1}{3,3 \sqrt[3]{H_0^*/L_0}},$$

waarbij gebruik gemaakt is van de theoretische waarde 0,78 van de verhouding (reeds vermeld in § 1.7) tussen de golfhoogte H_b en de diepte D_b waarbij het breken optreedt. De hoogte in diep water is aangeduid door H_0^* , met een sterretje om er aan te herinneren, dat dit alléén geldt wanneer met andere factoren die de hoogte beïnvloeden, met name met het refractie-effect, geen rekening meer hoeft te worden gehouden. We komen hierop nog terug.

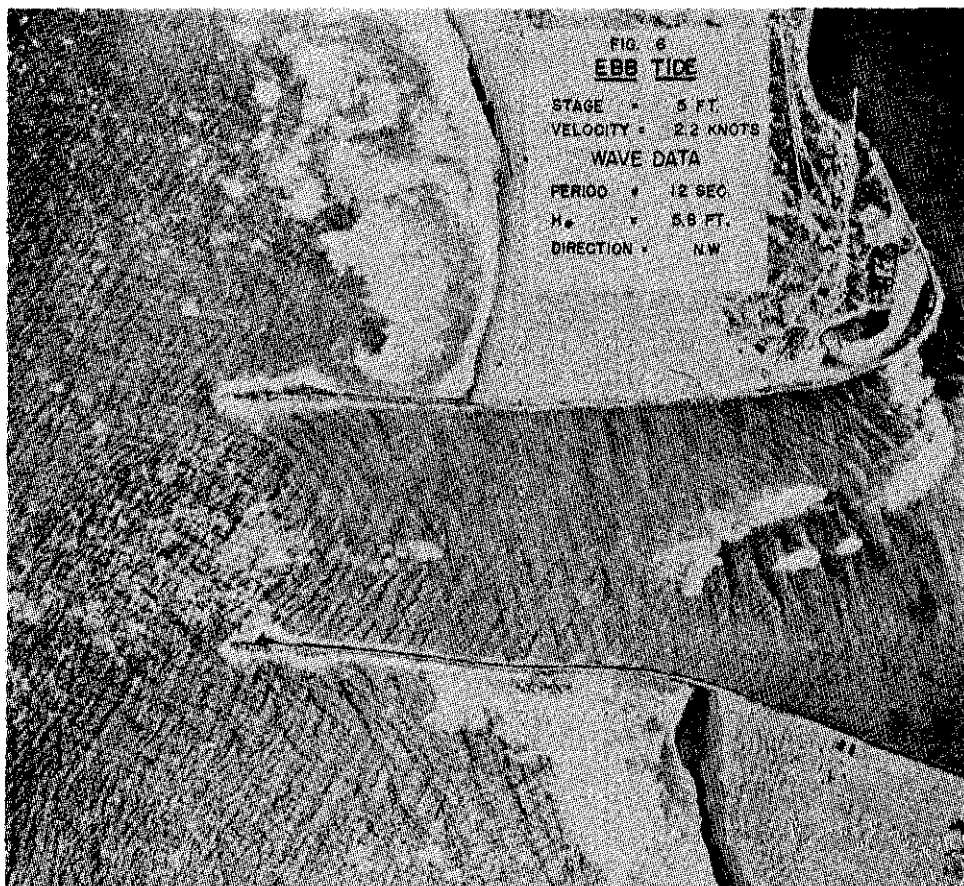
Bovenstaande formule geldt dus vooral voor golven met *geringe* aanvankelijke steilheid, tot ongeveer 0,015 toe. Voor $H_0^*/L_0 = 0,008$ bijv. vinden we $H_b/H_0^* = 1,5$.

Aan de andere kant hebben we reeds gezien, dat voor het theoretische grensgeval,



Plaat 3 Refractie van golven bij Bolinas, California. De golven breken hier op een rif.

Official U.S. Navy photograph



Plaat 4 Golven in ebstroom in de ingang van de Humboldt-baai (Calif.). Doordat de golven hier tegenstroom ontmoeten worden ze steiler en gaan op verscheidene plaatsen in betrekkelijk diep water breken.

Official U.S. Navy photograph

dat de steilheid in diep water 0,14 is, de verhouding $H_b/H_0^* = 0,93$ is.

Voor aanvankelijke steilheden tussen 0,015 en 0,14 worden de theoretische beschouwingen gecompliceerder en nog minder zeker. Het is beter naar waarnemingen te kijken. Die zijn er vele gedaan, zowel in laboratoria, waar men met regelmatige golven kan werken, als in het veld, waar echter door het onregelmatige karakter van de golven de waarnemingen meestal moeilijker te interpreteren zijn. In elk geval vertonen de waarnemingen een zekere spreiding. Figuur 44 geeft een gemiddelde van de resultaten voor verschillende bodemhellingen m . De boven gegeven formule voor geringe steilheid blijkt ongeveer te kloppen als de helling 1 op 50 is. De verhouding H_b/H_0^* blijkt wat toe te nemen met groter wordende bodemhelling.

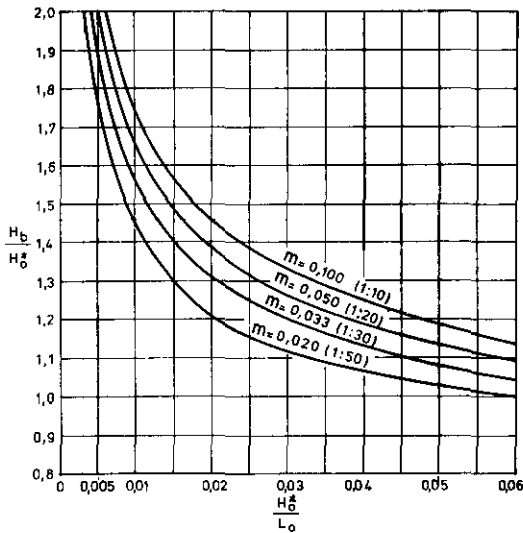


Fig. 44 Verband tussen de aanvankelijke steilheid van golven op diep water en de verandering van de golfhoogte tot het breken op een geleidelijk hellende bodem; m is de bodemhelling.

Voor praktisch gebruik is diagram VI ontworpen, strikt genomen geldig voor een bodemhelling van 1 op 50. Dit levert bij gegeven waarde van H_0^* en van de periode (waar L_0 uit volgt) onmiddellijk de brekerhoogte.

Voor de praktijk moet men óók de plaats weten waar de golven breken (o.a. om de breedte van de brandingsstrook vast te stellen). Deze plaats is bepaald, wanneer de diepte bekend is. Deze diepte D_b , waar de golven breken, staat nu, zoals we gezien hebben, volgens de theorie in een vaste verhouding tot de brekerhoogte H_b , n.l. $H_b = 0,78 \times D_b$ of $D_b = 1,28 \times H_b$. Onder de diepte D_b wordt hierbij verstaan de verticale afstand van de bodem tot het golfdal, dat bij deze golven met het karakter

van 'eenling-golven' bijna samenvalt met het niveau dat ter plaatse bij stil water gevonden zou worden.

Vele waarnemingen in de natuur, en ook proeven met watergolven op verkleinde schaal in laboratoria met stranden die flauwer hellen dan ongeveer 1 op 15, leveren voor de verhouding van brekerdiepte (tot aan het 'stil-waterniveau', dus iets boven het golfdal) tot brekerhoogte waarden die een vrij aanzienlijke spreiding vertonen, maar meestal wel tussen 1,0 en 1,4 liggen, dus niet ver verwijderd van de bovengenoemde theoretische waarde 1,28, zelfs voor golven met aanvankelijke steilheden tot 0,07.

Op grond der ervaring kan men dus stellen:

$$D_b = 1,2 \times H_b.$$

De verschillende beschikbare waarnemingen geven een aanwijzing dat de verhouding D_b/H_b iets afneemt naarmate de parameter ξ , die al in § 5.5 is ingevoerd, toeneemt, en wel ongeveer als volgt.

$\xi = m \times (H_0/L_0)^{-\frac{1}{2}}$	D_b/H_b
< 0,2	ca 1,2
0,4	ca 1,1
0,6	ca 1,0
0,8 tot 2	ca 0,9

Bij het maken van verwachtingen omtrent branding bepaalt men dus eerst de brekerhoogte H_b en daaruit door vermenigvuldiging met een factor tussen 1,2 en 0,9 de diepte D_b waar de branding begint.

We willen nu nog even terugkomen op diagram ^{III}IV dat de veranderingen in golfeigenschappen aangeeft als golven van diep water geleidelijk in ondieper water komen. In § 5.2 is al toegelicht dat de gegeven krommen geheel berusten op de eenvoudige lineaire theorie, die in hoofdstuk 1 is besproken. Maar we hebben daar al gewaarschuwd dat deze theorie een beperkt geldigheidsgebied heeft. De krommen van diagram IV zouden eigenlijk de situatie moeten beschrijven van diep water tot aan het breken van de golven en het is na het vorige wel duidelijk dat ze dat zeker niet goed doen als het 'breekpunt' van de golven binnen het kader van de grafiek zou vallen.

Met behulp van de semi-empirische gegevens van figuur 44 en het laatste tabelletje zijn we nu in staat de theoretische kromme voor H/H_0 in diagram IV enigszins te corrigeren, en wel als volgt.

Bij een gegeven aanvangssteilheid H_0/L_0 en helling m levert figuur 44 de verhouding

H_b/H_0 en het tabelletje de verhouding D_b/H_b . Het produkt van deze twee, D_b/H_0 , geeft na vermenigvuldiging met H_0/L_0 de verhouding D_b/L_0 . Het 'breekpunt' van de golven in diagram IV, dat bepaald is door D_b/L_0 en H_b/H_0 , kan dus worden aangegeven. In diagram IV geven de kruisjes deze 'breekpunten' voor een bodemhelling $m = 1 : 50$ en voor enkele waarden van de aanvangssteilheid H_0/L_0 . Deze 'breekpunten' liggen dus inderdaad binnen het raam van de grafiek, en wel vrij aanzienlijk boven de gegeven kromme voor H/H_0 .

Het is verder eenvoudig het gecorrigeerde verloop van H/H_0 kort vóór het breken in diagram IV te schetsen, voor zover de theorie van de 'eenling-golven' mag worden geacht te gelden; immers dan is het produkt HD constant volgens de formule van § 1.7 (energieverliezen verwaarloosd) en dat is aangegeven in het diagram door de korte rechte stippellijntjes.

Afgezien is van het schetsen van het theoretische verloop van H/H_0 tussen het 'lineaire stadium' en dat van de 'eenling-golven', omdat de theorie hiervan vrij gecompliceerd is ('cnoïdale golven'). Ook wordt hier afgezien van pogingen tot correctie van de andere krommen van diagram IV.

Bij toepassing van het bovenstaande in de natuur moet men uiteraard rekening houden met de onophoudelijke fluctuaties in de hoogten der uit zee aankomende golven. De hoogste golven zullen het verst buiten de kust breken. Lagere golven breken verder naar binnen, voor zover zij in hun loop niet belemmerd worden door de ongeordende waterbeweging, ontstaan door even eerder gebroken hogere golven. In elk geval is er in werkelijkheid een min of meer brede *strook* waar de brekers optreden.

Al het bovenstaande is alleen geldig, wanneer zich, behalve de geleidelijk naar de kust toe afnemende diepte, geen verdere storende invloeden voordoen. Als zodanig kunnen werkzaam zijn:

stromingen (zie § 5.7 en § 5.8);

wind – de golven breken eerder wanneer ze een flinke wind in de rug hebben, en later wanneer ze tegenwind ondervinden;

plotselinge veranderingen van de bodemhelling en onderwater-banken – deze bespoedigen het breken.

5.9.1 *Invloed van refractie op branding*

Diagram VI geldt, wanneer de golfhoopte niet ook nog door refractie beïnvloed wordt. Is dit wel het geval, dan moet de diep-water-golfhoopte H_0 eerst nog vermenigvuldigd worden met een factor K , de refractiefactor, die het effect van convergentie of divergentie in rekening brengt en welks berekening in § 5.3 is besproken. In de formules en

grafieken van paragraaf 5.9 moet dan voor H_0^* de waarde

$$H_0^* = K H_0$$

gebruikt worden.

De factor K verschilt van plaats tot plaats, in afhankelijkheid van de diepte, zoals we weten. Is het ons om de hoogte der brekers te doen, dan weten we van te voren dus eigenlijk nog niet precies hoe groot K is, daar we volgens het boven beschreven procédé de diepte, waarop de branding begint, pas uitrekenen *na* de hoogte der brekers te hebben gevonden. We beginnen derhalve met de plaats waar breking optreedt te schatten, bijvoorbeeld door de diepte D_b eerst uit te rekenen *zonder* rekening met de factor K te houden en eventueel daarna op het oog nog een zekere geschatte correctie hierop aan te brengen. Op grond van de geschatte waarde van D_b kan K uitgerekend worden en dus $H_0^* = K H_0$. Dan volgt H_b en dan de berekende waarde van D_b . Met behulp van laatstgenoemde waarde kan eventueel nog eens een verbeterde waarde van K bepaald worden en kunnen, wanneer deze voldoende van de eerst gebruikte waarde verschilt, eventueel nog verbeterde waarden van H_b en D_b worden berekend.

Heeft men te maken met rechte en aan de kustlijn evenwijdige dieptelijnen, dan zou de refractiefactor uit diagram V kunnen worden afgeleid en verder hetzelfde procédé kunnen worden toegepast als hierboven is beschreven. Voor dit geval zijn echter twee speciale diagrammen, VII en VIII, geconstrueerd. Uit diagram VII kan bij gegeven richting en steilheid in diep water (α_0 en H_0/L_0) de verhouding H_b/H_0 onmiddellijk worden afgeleid (zonder eerst als tussenstap H_0^* te berekenen). In dit diagram komt de getrokken lijn, gemerkt met 0, overeen met de kromme van fig. 44 (als $\alpha_0 = 0^\circ$ is immers $H_0^* = H_0$, aangezien dan geen divergentie optreedt). Diagram VIII geeft de hoek α_b die de golfkammen op het moment van breken met de dieptelijnen maken, bij gegeven α_0 en H_0/L_0 .

Uit de hoogte van de brekers laat zich tenslotte op dezelfde wijze als boven is aangegeven de diepte D_b bepalen.

5.9.2 *Drie typen van brekers*

Men kan bij golven die breken op een hellend talud in het algemeen drie soorten van brekers onderscheiden: brekers van het 'overschuimende' type ('spilling breakers'), brekers van het 'overstortende' type ('plunging breakers') en brekers van het 'deinende' type ('surging breakers'). De grenzen tussen deze drie categorieën zijn uiteraard niet scherp te trekken, zeker niet in 'het veld'.

De eerste soort brekers treedt op bij zeer flauwe bodemhellingen. Ze lopen over een geruime afstand voort en verliezen daarbij continu energie door te breken (branden) met schuimvorming aan hun kammen, tot dat ze geheel verdwenen zijn.

Het tweede type, de plunging breaker, is om zo te zeggen het 'ideale type'. Het treedt

op bij wat grotere bodemhellingen en wanneer de ontwikkeling van de golf rug in ondiep water, zoals die in §§ 5.2, 5.3 en 5.9 is beschreven, weinig gestoord wordt door andere effecten, als: wind, kruisende golven, stroom, onregelmatigheden van de bodem e.d. De overstortende breker wordt gekarakteriseerd door het optreden van een watergordijn, dat van de kam af a.h.w. wordt neergegoten en los is van de voorkant van de golf rug. Zo'n breker heeft na het overstorten, dat in een korte spanne tijds gebeurt, slechts weinig energie overgehouden. Daar bij een betrekkelijk steile bodemhelling het proces van de vervorming der golven tot het uiteindelijk breken zich over een kortere afstand uitstrekt en er dus minder dan bij een zeer geringe bodemhelling voor storende invloeden gelegenheid is om in het spel te komen, is zulk een wat steilere bodemhelling in het algemeen een gunstige factor voor de ontwikkeling van overstortende brekers. Verder is ook een geringe aanvankelijke steilheid der golven hiervoor bevorderlijk – indien althans andere omstandigheden niet tegenwerken; bij geringe aanvankelijke steilheid gaat nl. de ontwikkeling naar een zg. eenling-golf ver door en wordt bij een zelfde aanvankelijke hoogte een grotere uiteindelijke hoogte, dus een sterkere opheffing van de kam bereikt dan bij aanvankelijk steilere golven.

Volgens de ervaring ligt de overgang tussen deze beide typen van brekers, voor verschillende aanvangssteilheden H_0/L_0 van de golven, ongeveer bij de volgende bodemhellingen m .

H_0/L_0	m	ξ
0,001	0,02–0,05	0,6 –1,5
0,01	0,04–0,07	0,4 –0,7
0,04	0,05–0,09	0,25–0,45
0,10	0,06–0,11	0,2 –0,3

Dit tabelletje geeft ook de bijbehorende waarden van de parameter $\xi = m \times (H_0/L_0)^{-\frac{1}{2}}$. Vergelijking met het tabelletje van § 5.5 geeft aan dat bij overschuimen de brekers (lage ξ) vrijwel geen golfenergie teruggekaatst wordt, alle energie gaat dus verloren in de branding. Bij overstortende brekers kan een geringe mate van terugkaatsing optreden.

Brekers van het derde type, surging breakers, worden waargenomen als de bodemhelling nog steiler is (en vooral als de golfsteilheid zeer laag is). Het voorfront van de golfkam wordt dan op de helling a.h.w. opgelicht vóórdat de golf kan overstorten en er ontstaat een op en neer gaande waterbeweging met een betrekkelijk dunne schuimende waterlaag. Volgens de ervaring vindt men zulke brekers als de parameter ξ tenminste ongeveer 3 is; bijvoorbeeld voor $H_0/L_0 = 0,01$ moet de helling dan tenminste ongeveer 0,3 d.w.z. 30 procent zijn. Men zal dus zulke 'deinende' brekers

eerder aantreffen op dijken of golfbrekers dan op natuurlijke stranden, waarvan de hellingen onder water ten hoogste van de orde 0,05 tot 0,1 zijn en meestal veel lager.

Volgens het tabelletje van § 5.5 wordt bij een ξ van 3 en hoger de golfenergie grotendeels teruggekaatst. Deze 'deinende' brekers vormen dus in feite het stadium *tussen* de overstortende brekers en de zuiver staande golven, waarbij geen breking meer optreedt en alle golfenergie teruggekaatst wordt.

De lezer zal wel beseffen dat ook in deze subparagraaf de werkelijkheid sterk geïdealiseerd is (zoals op vele plaatsen in dit boekje). De gegeven beschouwingen zijn nog het beste van toepassing op regelmatige golven die op een vlak en glad talud toe lopen, een situatie die men in het laboratorium kan scheppen. In de vrije natuur bestaan er vele factoren die het gegeven betrekkelijk eenvoudige beeld meestal verstoren, zoals die al vermeld zijn aan het eind van § 5.9.

De verschijnselen beschreven in de paragrafen 5.2, 5.3, 5.7 en 5.8 kunnen ertoe samenwerken, dat er buiten de kust bepaalde vaste plaatsen zijn boven betrekkelijk ondiep water (veelal aan de randen van banken), waar de zee vaak gekenmerkt is door duidelijk hogere, hollere en veelal meer schuimende golfkammen dan die welke voorkomen in de nabijheid, waar de diepte groter is. Hierbij moet nog bedacht worden, dat de horizontale heen en weer gaande waterbeweging door de ondiepten nog veel meer wordt versterkt dan de verticale (vergelijk § 1.4). Van breken der golven heeft dan nog geen sprake te zijn. Zulke plaatsen worden door de scheepvaart gevreesd. De zeeman spreekt hier van *grondzeeën*.

SELECTIE VAN LITERATUUR; GEBRUIKTE BRONNEN

Algemeen over zeegolven, vóór 1940

CORNISH, v.: Waves of the Sea and other water waves, 374 pp, 50 foto's, T. Fisher Unwin, Londen en Leipzig, 1910.

KRÜMMEL, o.: Handbuch der Ozeanographie, Band 2 – Die Bewegungsformen des Meeres – 764 pp, 2e druk, J. Engelhorn's Nachf., Stuttgart, 1911.

GRAF VAN LARISCH-MÖNNICH, F.: Sturmsee und Brandung, 186 pp, 136 foto's, Velhagen & Klasing, Bielefeld en Leipzig, 1925.

THORADE, H.: Probleme der Wasserwellen, 219 pp plus vele figuren, Henri Grand, Hamburg, 1931.

CORNISH, v.: Ocean Waves and kindred geophysical phenomena, 120 pp, met: H. Jeffreys, Additional Notes, 39 pp, Cambridge University Press, 1934.

Algemeen over zeegolven, van 1940 af

KINSMAN, B.: Wind Waves – their generation and propagation on the ocean surface, 676 pp, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N.J., U.S.A., 1965: uitvoerige behandeling van vooral de theoretische en statistische aspecten.

BARBER, N. F.: Water Waves (Wykeham Science Series for schools and universities, no. 5), 142 pp, Wykeham Publications (London) Ltd., 1969: vrij populair en zeer illustratief, niet moeilijker dan 'Zeegolven'.

U.S. ARMY COASTAL ENGINEERING RESEARCH CENTER (CERC): Shore Protection Manual, Vol. I; hiervan speciaal Chapter 2 – Mechanics of wave motion, 137 pp, en Chapter 3 – Wave and water level predictions, 157 pp; Washington D.C. 1973: speciaal gericht op toepassing in de ingenieurspraktijk; bron van de figuren 39 en 44.

IDEM, Vol. III – Appendix – 1973: terminologie, symbolen, tabellen en grafieken.

Bij hoofdstuk 3, Methoden en uitkomsten van waarneming en meting van golven

Bij §§ 3.1 en 3.2

WORLD METEOROLOGICAL ORGANIZATION (WMO): Guide to Meteorological Instrument and Observing Practices, WMO No. 8 TP. 3, Genève, losbladig, laatste editie betr. pagina's 1971.

WMO, WEATHER REPORTING: Volume D – Information for Shipping –, WMO No. 9. TP. 4, Genève, losbladig, laatste editie betr. pagina's 1973.

PERMANENT INTERNATIONAL ASSOCIATION OF NAVIGATION CONGRESSES (PIANC): Report of the International Commission for the Study of Waves, uit: Bull. no. 15, Vol. II, Brussel, 1973.

KONINKLIJK NEDERLANDS METEOROLOGISCH INSTITUUT (KNMI): Handleiding voor het verrichten van meteorologische waarnemingen op zee, vierde druk, Staatsuitgeverij 's-Gravenhage, 1973.

Bij § 3.3

Enkele recente overzichten van instrumentele methoden

BRUNS, E.: *Ozeanologie*, Band III – *Ozeanometrie II* –, 511 pp; hierin Teil G, Kapitel 5 und 6 (tezamen 72 pp), B. G. Teubner, Leipzig, 1968.

DRAPER, L. en B. C. H. FORTNUM: *Wave Recording Instruments for Civil Engineering Use*, Inst. of Oceanogr. Sciences, Wormley, Surrey, Engeland, 1974.

PIERSON, W. J.: *The theory and applications of ocean wave measuring systems at and below the sea surface, on the land, from aircraft and from spacecraft*, NASA Contractor Report CR-2646, prepared by City University of New York (unclassified), Washington D.C., Jan. 1976.

INTERNATIONAL SHIP STRUCTURES CONGRESS: *Report of Committee I.1 – Environmental Conditions – for the 6th congress*, Boston (Mass.), 1976, en eerdere rapporten van deze commissie.

Over stereofotogrammetrie van zeegolven o.m.

SCHUMACHER, A.: *Stereofotogrammetrische Wellenaufnahmen*, *Wissensch. Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition Meteor 1925-'27*, Band VII, 2. Teil, Erste Lieferung, Berlin, 1939: tekst met atlas; bron van fig. 17.

Bij § 3.4

INTERNATIONAL SHIP STRUCTURES CONGRESS: *Report of Committee I – Environmental Conditions – for the 2nd congress*, Laboratorium voor Scheepsbouwkunde, Delft, 1964: bron van tabel 2.

WALDEN, H.: *Die Eigenschaften der Meereswellen im Nordatlantischen Ozean (Statistik der nordatlantischen Ozean-Wetterschiffe 1950–1959)*, Deutscher Wetterdienst Seewetteramt, Einzelveröff. Nr. 41, Hamburg 1964: bron van tabel 3.

PFLUGBEIL, C., P. J. SCHÄFER, H. WALDEN: *Wellenbeobachtungen von deutschen Bordwetterwarten im Nordsee-Bereich 1957–1966*, zelfde serie Nr. 75, Hamburg 1971: bron van tabel 4 bovenhelft.

DORRESTEIN, R.: *Wind and wave data of Netherlands lightvessels since 1949*, K.N.M.I. Meded. en Verh. No. 90, Staatsdrukkerij 's-Gravenhage 1967: bron van tabel 4 onderhelft.

HOGBEN, N., F. E. LUMB: *Ocean Wave Statistics (A statistical survey of wave characteristics estimated visually from Voluntary Observing Ships sailing along the shipping routes of the world)*, Her Majesty's Stationery Office, London, 1967; hierbij noodzakelijke aanvulling (erratum): National Physical Laboratory, NPL Report Ship 180, 6 pp, Feltham England, August 1974.

Bij § 3.5

KRUSEMAN, P.: *Deiningverwachting ten behoeve van grote tankers nabij Europoort*, Naut. Techn. T. De Zee 3 (10), pp 272–276, Den Haag, oktober 1974: bron van de figuren 15 en 18A.

KRUSEMAN, P.: *Presentation of 243 wave spectra from the Netherlands lightvessel 'Goeree' with preliminary conclusions*, NATO Subcommittee on Oceanographic Research, Tech. Rep. No. 53, De Bilt, 1971.

*Bij hoofdstuk 4, Ontwikkeling van zeegang en deining**Bij §§ 4.1 en 4.2*

PHILLIPS, O. M.: *The Dynamics of the Upper Ocean*, 261 pp, Cambridge University Press, 1966, 1969: zeer goed maar compact en niet gemakkelijk leesbaar.

BARNETT, T. P., K. E. KENYON: Recent advances in the study of wind waves, Reports on Progress in Physics 38, pp 667-729, London, 1975.

HASSELMANN, K. en 15 anderen: Measurements of Wind-Wave Growth and Swell Decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), Ergänzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift Reihe A (8°), Nr. 12, 95 pp, Hamburg, 1973: bron van de figuren 18B en 22.

Bij § 4.3

BOUWS, E.: Toepassing van recent onderzoek van zeegolven bij het ontwerpen van diagrammen voor de bepaling van zeegang uit wind, Naut. Techn. T. De Zee 5 (3), pp 85-90, Den Haag, maart 1976: bron van herziene diagrammen I, II en III.

Bij § 4.4

WALDEN, H. en P. J. SCHÄFER: Die winderzeugten Meereswellen, Teil II – Flachwasserwellen – Deutscher Wetterdienst Seewetteramt, Einzelveröff. Nr. 67, Hamburg, 1969.

BRETSCHNEIDER, C. L.: Generation of wind waves over a shallow bottom, U.S. Army Beach Erosion Board, Tech. Mem. No. 51, Washington D.C. 1954.

THIJSSSE, J. TH.: Growth of Wind-Generated Waves and Energy Transfer, Proc. NBS Symp. on Gravity Waves (June 1951), pp 281-287, Nat. Bureau of Standards Circular 521, Washington D.C., 1952.

Bij § 4.6

PIERSON, W. J., G. NEUMANN, R. W. JAMES: Practical Methods for Observing and Forecasting Ocean Waves by Means of Wave Spectra and Statistics, U.S. Navy Hydrographic Office Publ. No. 603, Washington D.C., 1955.

SNODGRASS, F. E. en anderen: Propagation of Ocean swell across the Pacific, Phil. Trans. Royal Soc. London, Series A No. 1103, Vol. 259, pp. 431-497, London, 1966.

KRUSEMAN, P.: zie boven, bij § 3.5.

SANDERS, J. W.: Numerieke berekening van golven in de Noordzee, Naut. Techn. T. De Zee 4 (6), pp. 162-166, Den Haag, juni 1975.

Bij hoofdstuk 5, Veranderingen die golven nabij de kust ondergaan

IPPEN, A. T. (editor): Estuarine and Coastline Hydrodynamics: hiervan de hoofdstukken 1, 2, 3 en 6 door P. S. Eagleson, R. G. Dean, C. L. Bretschneider, McGraw Hill, New York enz. 1966.

BATTJES, J. A.: Computation of set-up, longshore currents, run-up and overtopping due to wind-generated waves, Technische Hogeschool Delft Afd. Civiele Techniek, Communications on Hydraulics, Report 74/2, 1974 (tevens proefschrift Delft).

Bij § 5.7

PHILLIPS, O. M.: zie boven, bij §§ 4.1 en 4.2.

Bij § 5.8

SCHUMANN, E. H. en C. P. DUNCAN: High waves in the Agulhas Current, *Mariners Weather Log* 20(1), pp 1-5, Washington D.C., 1976.

Bij § 5.9

GAUGHAN, M. K. en P. D. KOMAR: The Theory of Wave Propagation in Water of Gradually Varying Depth and the Prediction of Breaker Type and Height, *Journal of Geophys. Res.* 80(21), pp 2991-2996, Washington D.C., 1975.

GROEN, P. en M. P. H. WEENINK: Two diagrams for finding breaker characteristics along a straight coast, *Transactions Amer. Geophys. Union* 31, pp. 398-400, Washington D.C., 1950: bron van diagrammen VII en VIII.

Een grote verscheidenheid van informatie over zeegolven en watergolven (o.a. proeven in laboratoria) is te vinden in de volgende bronnen.

- (1) Proceedings of the 1st ... 14th Conference on Coastal Engineering, Amer. Soc. Civil Engrs, diverse plaatsen, 1951 ... 1974 (de laatste periode in de even jaren).
- (2a) Technical Memoranda of the Beach Erosion Board (Department of the Army, Corps of Engineers), Washington D.C., No. 1, 1948 ... No. 135, 1963.
- (2b) Technical Memoranda of the Coastal Engineering Research Center (Department of the Army, Corps of Engineers), Washington D.C., No. 1, 1964 ... No. 60, 1975 ... (reeks loopt voort).
- (3) Proceedings Internat. Symposium on Ocean Wave Measurement and Analysis (New Orleans, Sept. 1974), Publ. by Amer. Soc. Civil Engrs., New York, 1974.
- (4) International Ship Structures Congress, Report of Committee on Environmental Conditions to the 2nd ... 6th congress, diverse plaatsen, 1964 ... 1976 (eenmaal per drie jaren).

VIERTALIGE WOORDENLIJST

(alfabetisch in het Nederlands)

branding	surf	die Brandung	le déferlement
brandingsstrook	surf zone	die Brandungszone	la zone de déferlement
breker	breaker	der Brecher	le brisant
dal (v.e. golf)	trough	das Wellental	le creux (de la lame)
deining	swell	die Dünung	la houle
diep water (golf in -)	deep water wave	die Tiefwasserwelle	la vague en eau profonde
diffractie	diffraction	die Diffraktion	la diffraction
eenling-golf	solitary wave	die Einzelwelle	l'onde solitaire
enkelvoudige golf,	single wave, regular	periodische Welle	l'onde périodique, l'onde
regelmatige golf	wave		régulière
fasesnelheid	speed, velocity, celerity	die Phasengeschwindigkeit	la vitesse de phase, la célérité
golven (algemeen)	waves	die Wellen	les ondes
golven (algemeen op zee)	sea waves	der Seegang	les vagues (de mer)
golf (individuele)	wave	die Welle	la lame
groepsnelheid	group velocity	die Gruppengeschwindigkeit	la vitesse de groupe
grondzee	ground swell	die Grundsee	la lame de fond
hoogte (v.e. golf)	height	die Höhe	la hauteur, le creux
kam (v.e. golf)	crest	der Wellenkam	la crête (de la lame)
kruiszee	cross sea	die Kreuzsee	la mer croisée, la houle gaufree
lengte (v.e. golf)	length	die Wellenlänge	la longueur
ondiep water (golfin -)	shallow water wave	die Flachwasserwelle	la vague en eau peu profonde
ouderdom (v. golven)	wave age	das Alter der Wellen	l'âge de la lame
overschuimende breker	spilling breaker	der Schwallbrecher	... à déversement
overstortende breker	plunging breaker	der Sturzbrecher	... plongeant
('deinende' breker)	surging breaker	der schäumende Brecher, der Reflexionsbrecher	... à gonflement
periode (v.e. golf)	period	die Periode	la période
refractie	refraction	die Refraktion	la réfraction
rimpels, rimpelingen	ripples	Riffel, Rippel	rides
schuimkopjes	whitecaps, white horses	Schaumköpfe	moutons
significante (hoogte, periode)	significant	kennzeichnende (Welle), signifikante	(hauteur, période)
spectrum	spectrum	das Spektrum	significative le spectre

staande golfbeweging	standing wave	stehende Welle	l'onde clapoteuse, le clapotis
steilheid (v. golven)	steepness	die Steilheit	la cambrure
straal (bij refractie)	ray	die Orthogonale	l'orthogonale
stralingsdruk	radiation stress	der Strahlungsdruck	-
terugkaatsing	reflection	die Reflektion	la réflexion
verwekkend windveld	generating area	das Windfeld	la zone de génération
visuele (hoogte, per.)	visual	visuell bestimmte	visue(l)le
wind	wind	der Wind	le vent
windbaan, strijklengte	fetch	der Windweg, die Windbahn, fetch	fetch
windsnelheid	wind speed, wind velocity	die Windschwindigkeit	la vitesse du vent
zeegang	sea, wind waves	die Windsee	la mer (du vent)

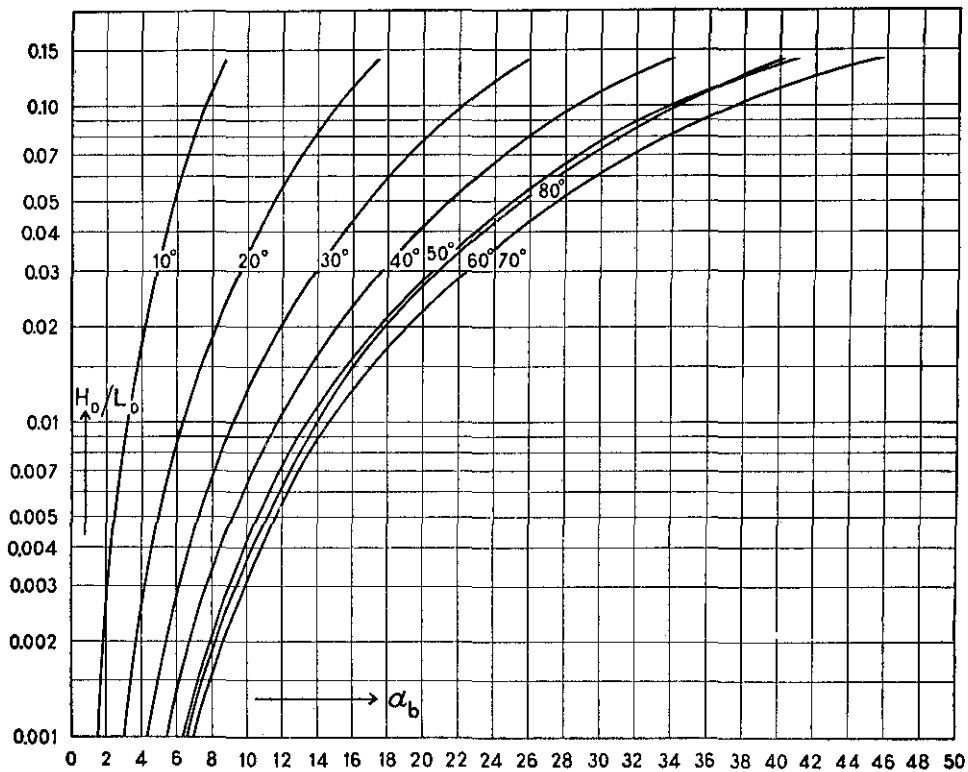


Diagram VIII

Grafiek ter bepaling van de hoek α_b tussen de berekende golfkammen en de dieptelijnen voor golven van willekeurige invalshoek langs een kust waarvoor de dieptelijnen evenwijdig lopen. De getallen bij de kromme lijnen zijn waarden van α_0 , de invalshoek in diep water

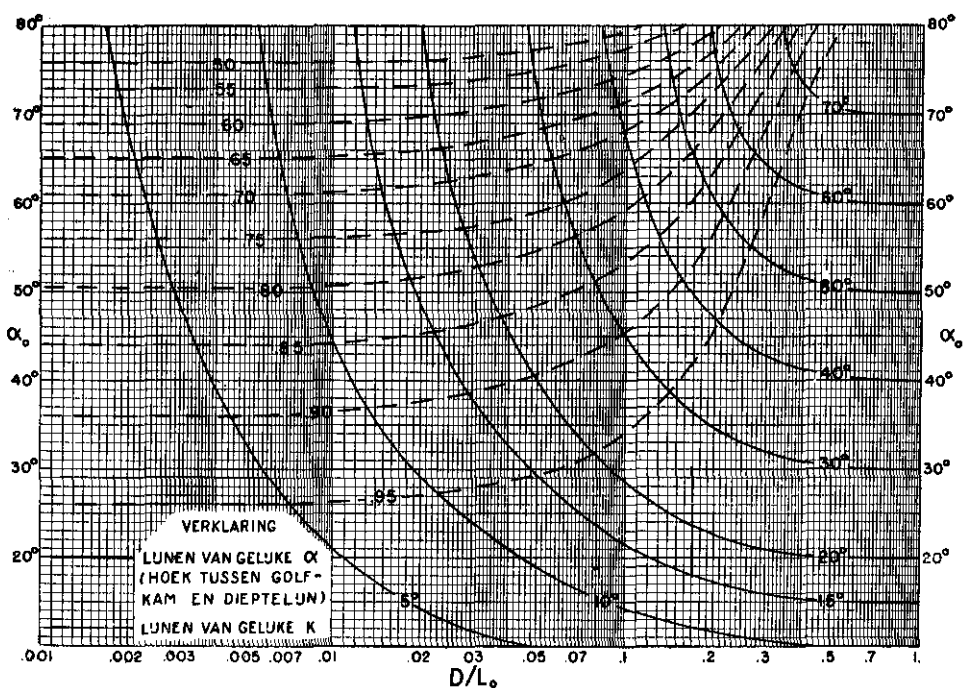


Diagram V

Grafiek ter bepaling van de refractiefactor K en van de verandering van de hoek van inval α van golven in ondiep water met evenwijdige dieptelijnen

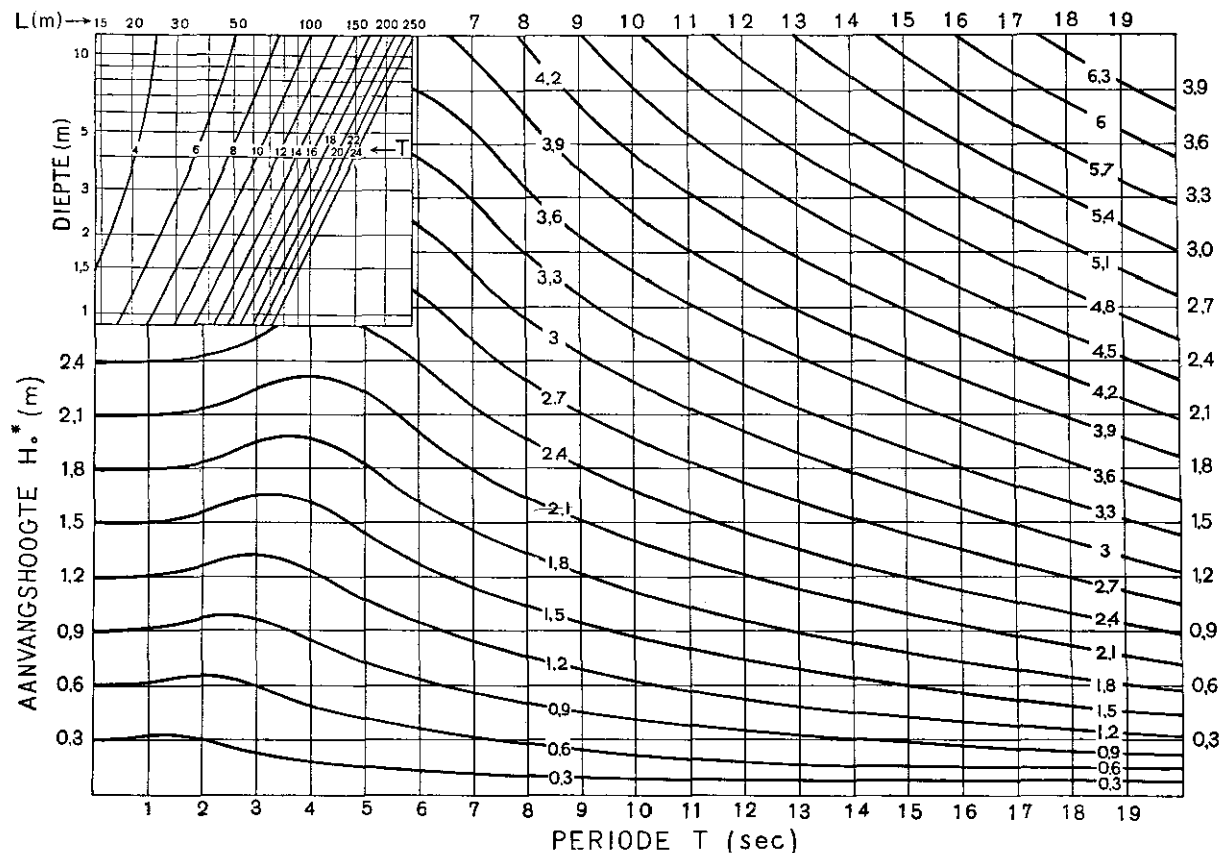


Diagram VI (IV)

Grafiek ter bepaling van de breker-hoogte H_b voor golven van bekende periode T en aanvangshoogte H_0^* , welker kammen overal evenwijdig aan de dieptelijnen zijn. In de inzet: grafieken ter bepaling van L uit T en D

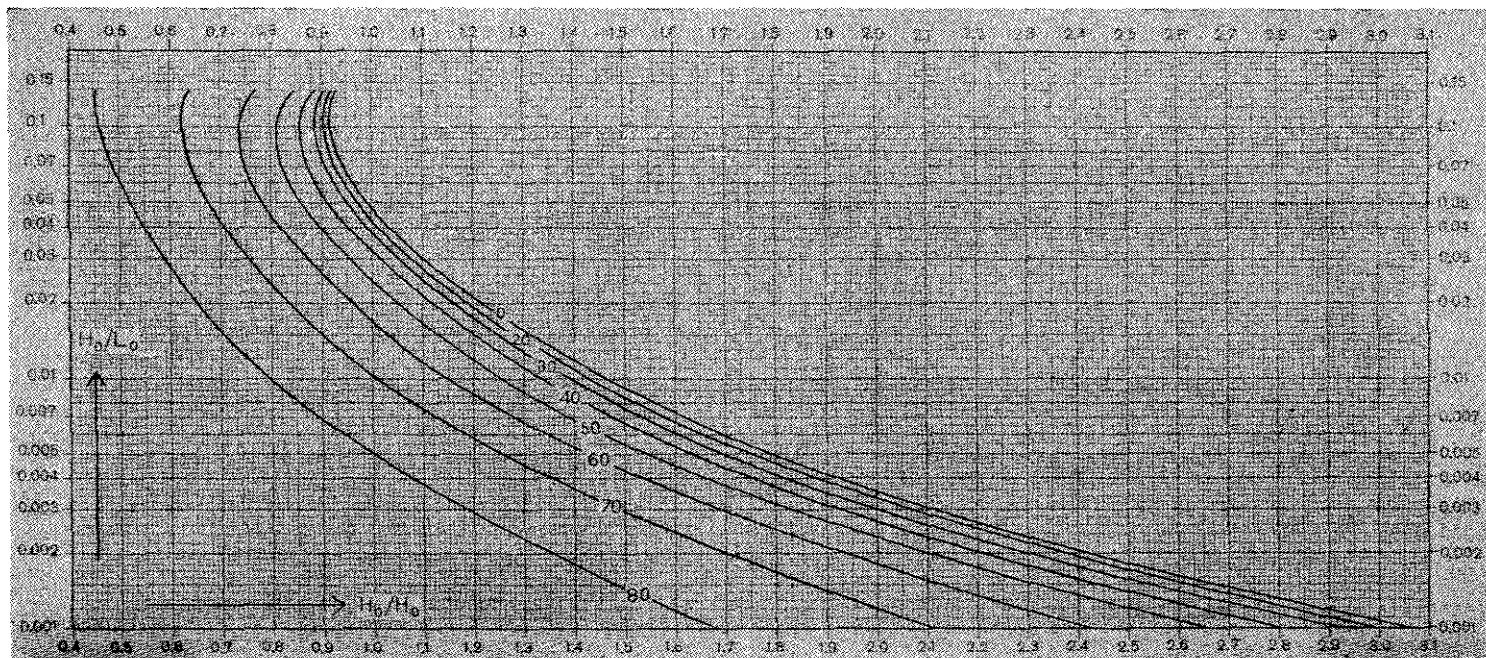


Diagram VII

Grafiek ter bepaling van de brekerhoogte H_b van golven van willekeurige invalshoek langs een kust waar voor de dieptelijnen evenwijdig lopen. De getallen bij de kromme lijnen zijn waarden van α_0 , de invalshoek in diep water

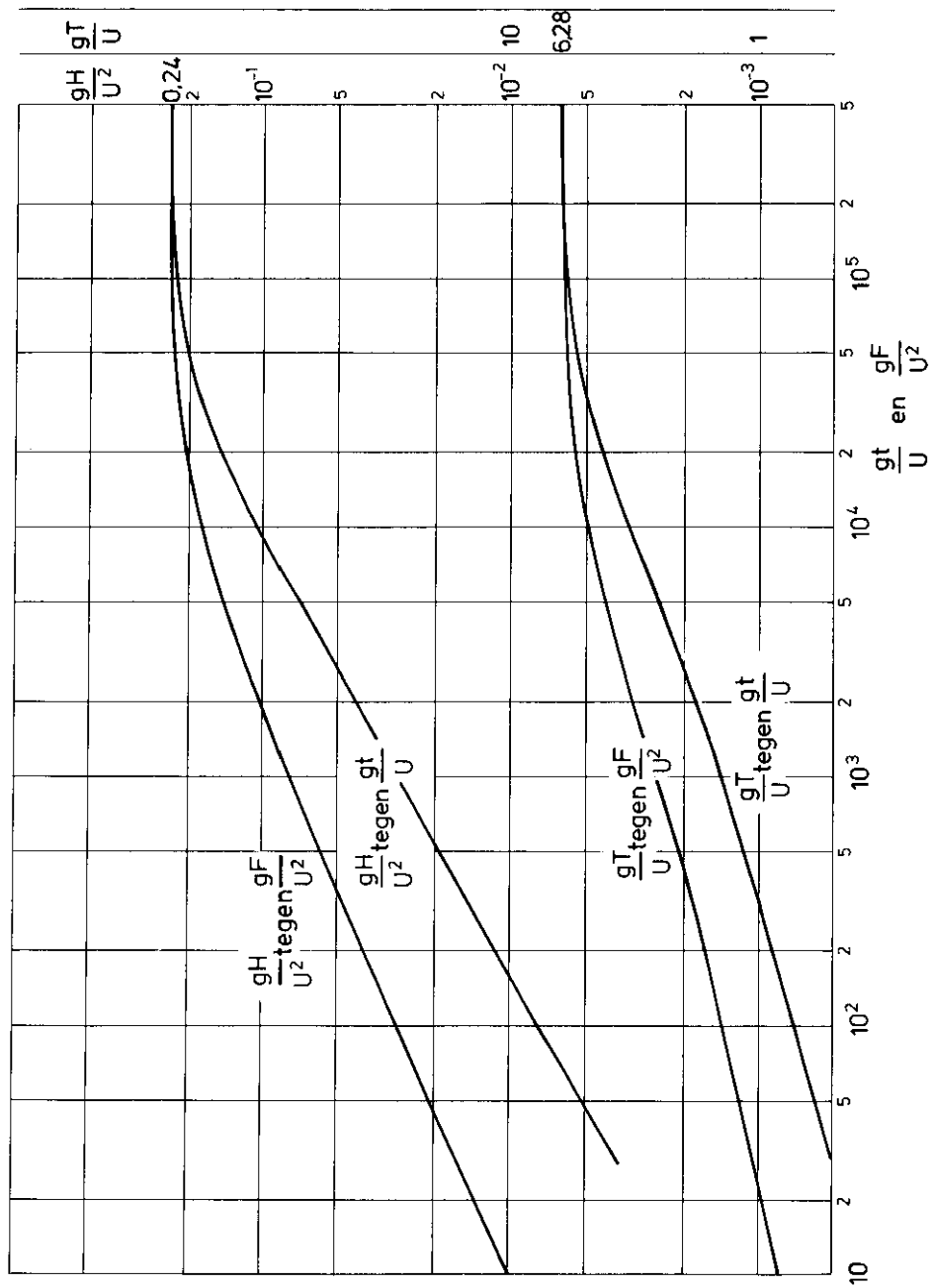
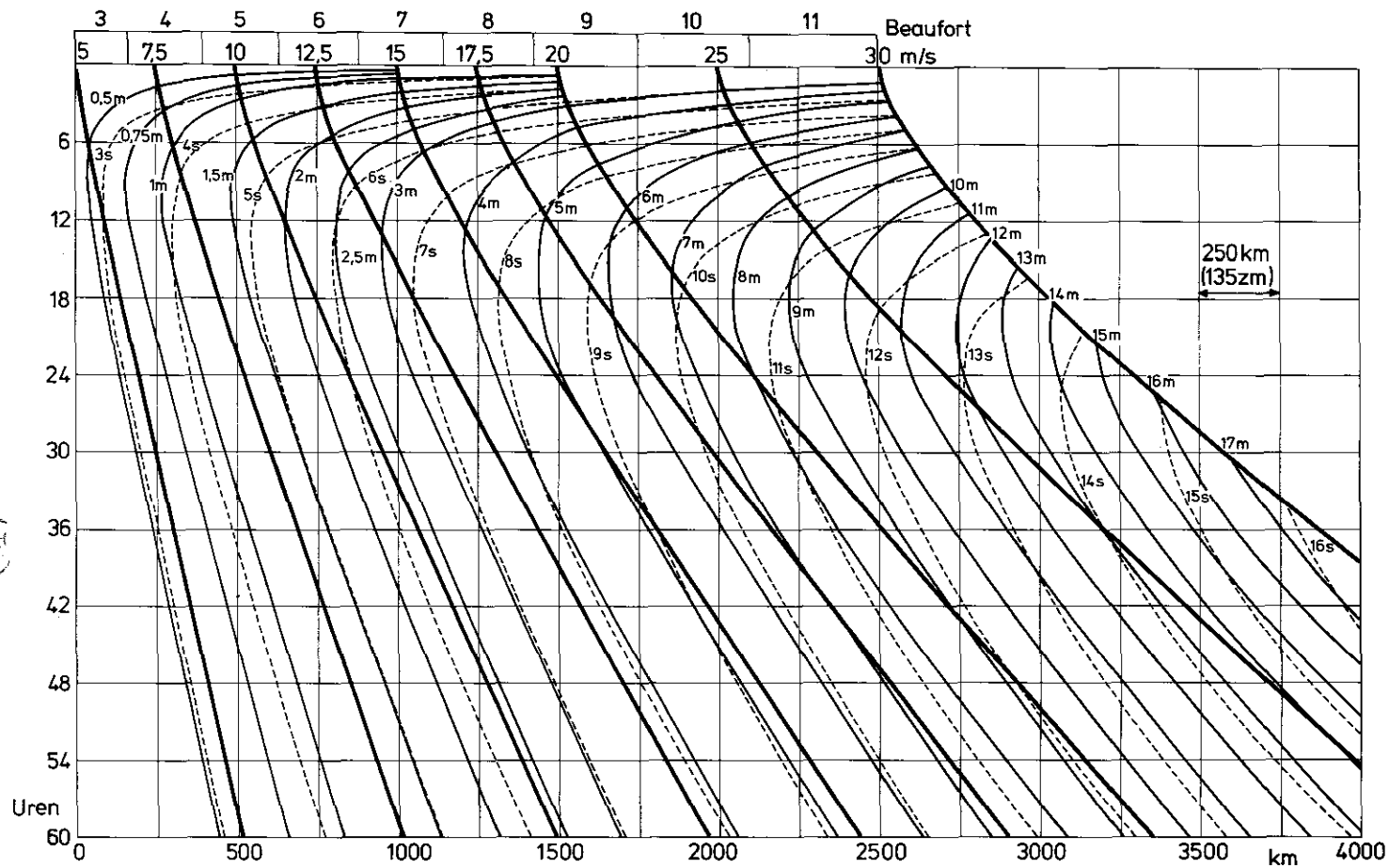


Diagram II

Basisgrafiek voor diagrammen I en III: relaties tussen dimensieloze grootheden in zeegang

Diagram III (T₀)
Tijd — afstand — diagram voor zeevang.



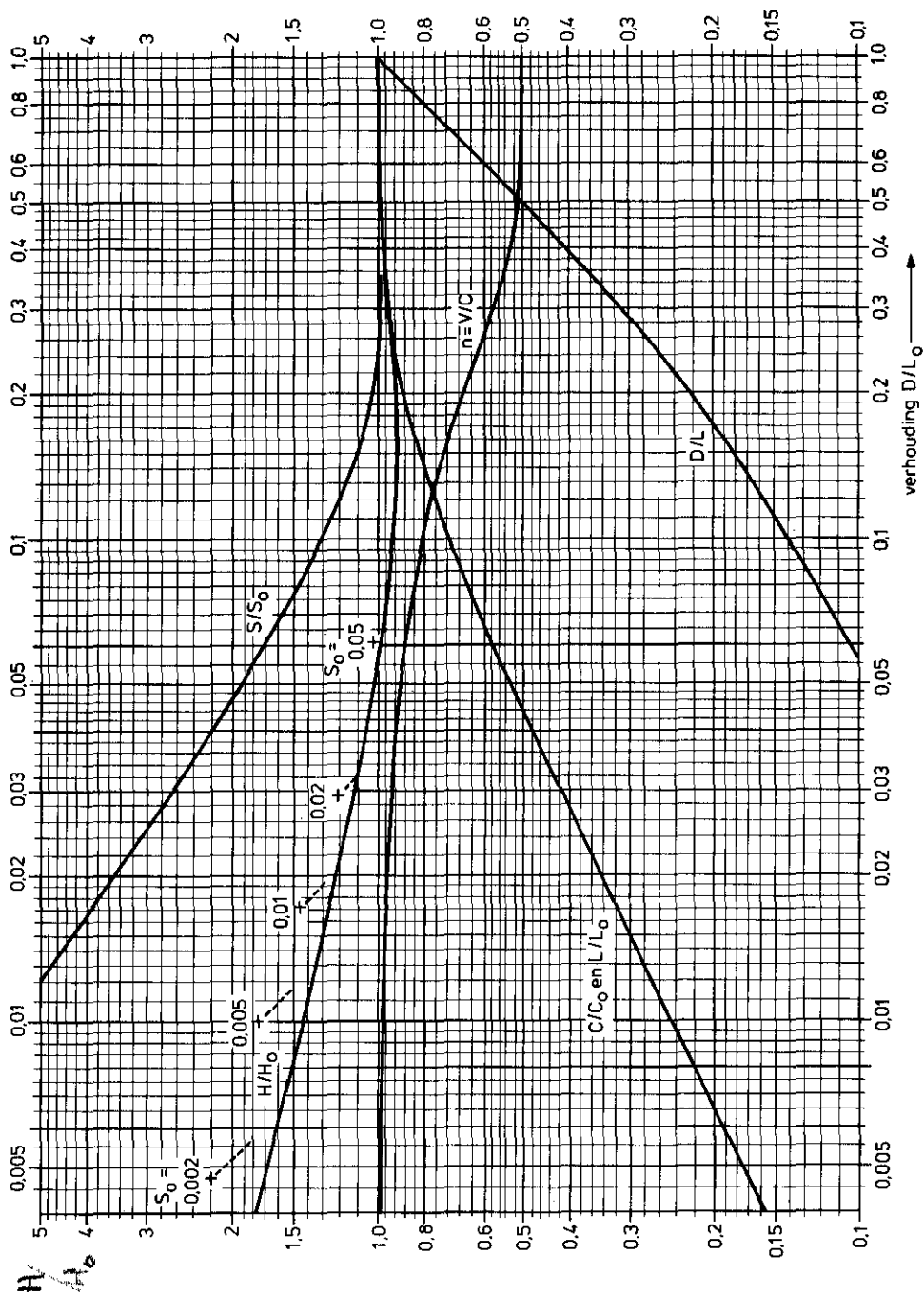


Diagram IV (III)

Grafiek ter bepaling van de verandering in golfhoogte H , golfsnelheid C en golflengte L , steilheid s en energietransportfactor n voor golven die geleidelijk in ondieper water komen. D is de diepte. De index ₀ duidt „diep water” aan.