

S-77.077

methoden voor golfvoorspelling

4

deel 1 (tekst)

I. h. holthuijsen

technische adviescommissie voor de waterkeringen

Auteur : Holthuijsen, L.H.

Titel : Methoden voor golfvoorspelling.

Uitgave : Technische Adviescommissie voor de Waterkeringen, 1980,
in twee delen: deel 1 (tekst) en deel 2 (bijlagen).

Inhoud : "Methoden voor golfvoorspelling" geeft een inventarisatie en een evaluatie van de beschikbare golfvoorspellingsmethoden, gebaseerd op de bestaande literatuur. De methoden lopen uiteen van eenvoudige rekenregels tot gecompliceerde rekenmodellen waarbij computerhulp onmisbaar is. Ze hebben gemeen dat de golfvoorspelling geschiedt op basis van bodem- en windgegevens. De methoden kunnen worden toegepast in situaties die variëren van een constant windveld boven een klein meer tot bewegende depressies boven een oceaan.

De inventarisatie beperkt zich tot de fundamentele aspecten van de methoden. De evaluatie omvat zowel de onderlinge vergelijking van de methoden als een weergave van in de praktijk met de methoden bereikte resultaten.

methoden voor golfvoorspelling

deel 1: tekst

I. h. holthuijsen

technische adviescommissie voor de waterkeringen – 1980

Korte inhoudsopgave

Blz.

Deel I tekst

1. Inleiding	5
2. Beschrijving van windgolven	7
2.1. Inleiding	7
2.2. Schalen van golfbeschrijving	7
2.3. Beschrijving van windgolven als functie van tijd	8
2.4. Beschrijving van windgolven als functie van ruimte en tijd	11
3. Historisch overzicht van golfvoorspellingsmethoden	14
3.1. Inleiding	14
3.2. Golfvoorspellingsmethoden voor standaard windveld	14
3.3. Golfvoorspellingsmethoden voor variërend windveld	17
3.4. Verbanden tussen de methoden	21
4. Golfvoorspellingsmethoden voor standaard windveld	24
4.1. Inleiding	24
4.2. Definities, gelijkvormigheids- en transformatieregels	24
4.3. Methode van de kenmerkende golf	28
4.4. Methode van het standaard spectrum	43
4.5. Verband tussen parameters van de kenmerkende golf en het standaard spectrum	58
5. Golfvoorspellingsmethoden voor variërend windveld	63
5.1. Inleiding	63
5.2. Uitbreiding van de methoden voor standaard windveld	63
5.3. Energiebalans per spectrale component	76
5.4. Geparameteriseerde energiebalans	106
6. Conclusies	121
6.1. Inleiding	121
6.2. Algemeen	121
6.3. Methoden voor standaard windveld	123
6.4. Methoden voor variërend windveld	125
Lijst van symbolen	130
Literatuurlijst	135

Deel II bijlagen

Uitgebreide inhoudsopgave

Blz.

Deel I tekst

1. Inleiding	5
2. Beschrijving van windgolven	7
2.1. Inleiding	7
2.2. Schalen van golfbeschrijving	7
2.3. Beschrijving van windgolven als functie van tijd	8
2.4. Beschrijving van windgolven als functie van ruimte en tijd	11
3. Historisch overzicht van golfvoorspellingsmethoden	14
3.1. Inleiding	14
3.2. Golfvoorspellingsmethoden voor standaard windveld	14
3.2.1. Windveld	14
3.2.2. Methode van de kenmerkende golf	15
3.2.3. Methode van het standaard spectrum	16
3.3. Golfvoorspellingsmethoden voor variërend windveld	17
3.3.1. Uitbreidingen van de methoden voor het standaard windveld	17
3.3.2. Energiebalans per spectrale component	19
3.3.3. Energiebalans van geparameteriseerde spectrum	20
3.4. Verbanden tussen de methoden	21
4. Golfvoorspellingsmethoden voor standaard windveld	24
4.1. Inleiding	24
4.2. Definities, gelijkvormigheids- en transformatieregels	24
4.3. Methode van de kenmerkende golf	28
4.3.1. Inleiding	28
4.3.2. Waarnemingsmateriaal	29
4.3.3. Inventarisatie en evaluatie diep water groeikrommen	32
4.3.4. Inventarisatie en evaluatie ondiep water groeikrommen	39
4.4. Methode van het standaard spectrum	43
4.4.1. Inleiding	43
4.4.2. Vormparameters	43
– standaard frequentiespectrum	44
– standaard richtingsverdelingsfunctie	48
4.4.3. Schaalparameters	51
– parameter voor de energieschaal α_0	51
– parameter voor de frequentieschaal f_m	53
4.4.4. “Overshoot” en “omhullend spectrum”	54
4.4.5. Invloed van de diepte	57
4.5. Verband tussen de parameters van de kenmerkende golf en het standaard spectrum	58
4.5.1. Inleiding	58
4.5.2. Parameters voor de energieschaal	58
4.5.3. Parameters voor de frequentieschaal	60
4.5.4. Standaard spectrum in termen van significante golfhoogte en -periode	61

5. Golfvoorspellingsmethoden voor variërend windveld	63
5.1. Inleiding	63
5.2. Uitbreiding van de methoden voor standaard windveld	63
5.2.1. Inleiding	63
5.2.2. Variaties in vorm van kustlijn	64
5.2.3. Methode van combinatie van standaard windvelden	67
5.2.4. Karakteristieke methode	74
5.3. Energiebalans per spectrale component	76
5.3.1. Inleiding	76
5.3.2. Energiebalans	76
5.3.3. Transport van de golfenergie	79
5.3.4. Bronfunctie	81
– windveld	82
– directe energieoverdracht tussen wind en golven	83
– niet-lineaire wisselwerking	86
– energiedissipatie	94
– overzicht bronfunctie	98
– empirische bronfuncties	100
5.3.5. Resultaten van toepassingen	102
5.4. Geparameteriseerde energiebalans	106
5.4.1. Inleiding	106
5.4.2. Geparameteriseerde energiebalans	106
5.4.3. Gerealiseerde modellen en resultaten van toepassingen	110
6. Conclusies	
6.1. Inleiding	121
6.2. Algemeen	121
6.3. Methoden voor standaard windveld	123
6.3.1. Algemeen	123
6.3.2. Methode van de kenmerkende golf	123
6.3.3. Methode van het standaard spectrum	124
6.4. Methoden voor variërend windveld	125
6.4.1. Algemeen	125
6.4.2. Uitbreidingen van de methoden voor het standaard windveld	126
6.4.3. Energiebalans per spectrale component	127
6.4.4. Geparameteriseerde energiebalans	129
Lijst van symbolen	130
Literatuurlijst	135
Deel II bijlagen	
Lijst van bijlagen	
Bijlagen 1 t/m 50	

1. Inleiding

Dit rapport, dat een overzicht geeft van golfvoorspellingsmethoden, is samengesteld op verzoek van werkgroep 1 "Golfproblemen bij dijken" van de Technische Adviescommissie voor de Waterkeringen. Het doel dat de werkgroep hiermee voor ogen stond was het verkrijgen van een basis op grond waarvan aanbevelingen kunnen worden geformuleerd over toe te passen methoden c.q. formules voor het bepalen van golfrandvoorwaarden door beheerders, ontwerpers en constructeurs van waterkerende constructies.

Aan de hiervoor te verrichten studie werd een aantal beperkingen opgelegd. Ten eerste diende de studie voornamelijk gebaseerd te worden op onderzoek van gepubliceerde literatuur waarbij ongepubliceerde gegevens alleen gebruikt zouden mogen worden in zover deze een wezenlijke aanvulling zouden geven. Het verrichten van onderzoek, anders dan het interpreteren en evalueren van de literatuur, werd niet verwacht. Ten tweede diende de aandacht vooral gericht te worden op de potentiële mogelijkheden van de methoden en niet zozeer op de praktische realisering ervan. Dit hield ondermeer in dat aspecten van budget, personeel en faciliteiten zoals een rekenmachine niet zijn betrokken in de beschouwingen. De derde beperking betrof het toepassingsgebied van de methoden. Omdat het geografisch werkterrein van de werkgroep beperkt is tot Nederland zouden alleen die methoden beschouwd dienen te worden die gebruikt kunnen worden in meteorologische en topografische situaties die in Nederland en op het Nederlandse continentale plat kunnen voorkomen. Dit houdt bijvoorbeeld in dat methoden die gebruikt kunnen worden om golven te voorspellen in een tropische wervelstorm niet in het overzicht zijn opgenomen.

Het onderzoek is als volgt opgezet. Uit een vrij groot aantal publikaties is een selectie gemaakt van de, naar de mening van de auteur, meest relevante literatuur. Daarbij is gestreefd naar een selectie die een redelijke weergave geeft van de ontwikkelingen in heden en verleden op het terrein van de golfvoorspelling.

De aldus geselecteerde literatuur is geïnterpreteerd en geëvalueerd op die punten die betrekking hebben op de fundamentele aspecten van de methoden en de resultaten die bereikt zijn. Gedetailleerde beschrijvingen over de uitwerkingen van de methoden (b.v. numerieke rekenschema's) zijn slechts zijdelings in de studie betrokken geweest en worden in dit rapport verder buiten beschouwing gelaten. In uitzondering hierop is op verzoek van de werkgroep relatief veel aandacht besteed aan één aspect van één van de methoden, namelijk de inventarisatie en evaluatie van de groeikrommen in de methode van het standaard windveld. De lezer die behoefte heeft aan het realiseren van een operationeel model wordt aangeraden de oorspronkelijke publikaties te raadplegen.

Getracht is bij het weergeven van de fundamentele aspecten een redelijk evenwicht te handhaven tussen het geven van formele formuleringen en het geven van de fysische interpretatie van die formuleringen.

Over de verdere indeling van dit rapport kan het volgende worden opgemerkt.

In hoofdstuk 2 wordt een kort overzicht gegeven van de technieken voor het beschrijven van windgolven, waarbij onderscheid gemaakt wordt in een aantal schalen van golfbeschrijving. Dit hoofdstuk dient in feite alleen voor het definiëren van een aantal grootheden die in het rapport gebruikt worden. In hoofdstuk 3 wordt een historisch overzicht gegeven van de ontwikkeling van de golfvoorspellingsmethoden. Daarnaast wordt

1. Inleiding

in dit hoofdstuk aandacht besteed aan het verband tussen de verschillende methoden. Het opnemen van dit overzicht is voornamelijk gericht op het introduceren van een perspectief dat voor veel lezers een referentiekader zal geven bij het bestuderen van de daarop volgende hoofdstukken.

Na deze twee inleidende hoofdstukken vindt een opbouw plaats van relatief eenvoudige voorspellingsmethoden naar meer geavanceerde. Hiermee wordt, tot op zekere hoogte, de historische ontwikkeling in de literatuur gevolgd omdat de eenvoudigste methoden vaak de oudste, en de meest geavanceerde methoden vaak de jongste zijn. De lezer die niet geheel op de hoogte is van de recente literatuur wordt hiermee een soepele overgang geboden van meer bekende informatie naar recente, en daardoor vaak minder bekende, informatie.

Bij de behandeling van de golfvoorspellingsmethoden is een onderscheid gemaakt tussen twee soorten van methoden: de eerste, die gebruikt wordt in een zogenaamd standaard windveld (konstante, afluiddige wind haaks op een rechte kust bij een konstante waterdiepte), en de tweede, die gebruikt kan worden in variërende windvelden. Deze methoden worden na elkaar besproken in de hoofdstukken 4 en 5.

Het rapport wordt besloten met hoofdstuk 6 waarin de voornaamste conclusies van het rapport bijeen zijn gebracht.

Voor het geven van opbouwende kritiek en het leveren van ongepubliceerde gegevens wenst de auteur te bedanken ir. G. van Loenen en ir. H. W. B. van der Molen van de Rijkswaterstaat en drs. F. J. W. Sanders en drs. E. Bouws van het Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut.

Daarnaast wenst de auteur zijn bijzondere waardering uit te spreken voor de stimulerende gesprekken met en de waardevolle suggesties van prof. dr. ir. J. A. Battjes, professor aan de Technische Hogeschool te Delft.

2. Beschrijving van windgolven

2.1. Inleiding

Voor het beschrijven van het golfbeeld bestaan diverse methoden. De keuze hangt af van de schaal die wordt beschouwd. Zo zal men bijvoorbeeld voor problemen op het gebied van de golfklimatologie in het algemeen een andere beschrijvingsmethode kiezen dan voor processen die zich binnen enkele seconden of minuten voltrekken. In dit hoofdstuk wordt daarom eerst een aantal schalen onderscheiden. Daarna wordt ingegaan op de beschrijving van het golfbeeld binnen één van deze schalen, nl. die waarbinnen het golfbeeld als homogeen en stationair beschouwd kan worden.

2.2. Schalen van golfbeschrijving

Het lijkt in het kader van dit rapport voldoende om vier schalen aan te geven die globaal genomen, respectievelijk betrekking hebben op een individuele golf, lokale eigenschappen van een individueel golfveld, groei en voortplanting van een individueel golfveld, en een klimatologische verzameling van golfvelden. Zowel tijd- als lengteschalen zullen worden aangeduid.

De kleinste (eerste) schaal die hier beschouwd wordt is bepaald door de individuele golven, dus door de fluctuaties in de momentane waterstand. De tijd- en ruimteschalen liggen dan in de orde van grootte van één golfperiode of één golflengte en kunnen variëren van enkele seconden tot 10 à 20 seconden, en van enkele meters tot enkele honderden meters. De beschrijvingsmethode zal meestal bestaan uit een analoge of numerieke weergave van de waterstandsvariatie als functie van de tijd of de ruimte (b.v. een hoogtelijnen kaart van het zeeoppervlak op één tijdstip).

De volgende (tweede) schaal is groot ten opzichte van de eerste. Op deze schaal is het niet praktisch en zinvol meer om als beschrijving van het golfbeeld een weergave van de waterstandsvariëaties zelf te gebruiken. Het is nu nodig om deze gegevens te comprimeren tot een hanteerbare hoeveelheid parameters. Deze worden gevonden door gemiddelden te bepalen van parameters van de momentane waterstand, dus van grootheden van de eerste schaal. Wat betreft de afmetingen van de tweede schaal: enerzijds moeten deze zo groot zijn dat gemiddelde eigenschappen van het golfbeeld zinvol bepaald kunnen worden, anderzijds moeten ze zo klein zijn dat het golfbeeld binnen deze schaal nog als vrijwel stationair en homogeen beschouwd kan worden. Het compromis dat meestal gehanteerd wordt is dat de tijd- en ruimteschalen enige honderden kenmerkende golfperioden en golflengten omvatten. Hierbij worden dan afmetingen bereikt van enkele minuten tot een uur en van enige tientallen meters tot enige kilometers. De beschrijving van het golfbeeld op deze schaal is van statistische aard; als representatieve parameter wordt veelal het energiedichtheidspectrum gebruikt maar ook eenvoudiger parameters zoals de significante golfhoogte en de gemiddelde nuldoorgangsperiode worden gebruikt.

De derde schaal wordt bepaald door de groei en voortplanting van een individueel golfveld. Als alleen de ontwikkeling van het golfveld in de groeifase wordt beschouwd dan zijn de tijd- en ruimteschalen van het golfveld bepaald door die van het windveld. Als daarentegen ook de voortplanting van golven in de vorm van deining van belang is, dan worden tijd- en ruimteschalen bepaald door de afmetingen van het beschikbare wateroppervlak. Zij kunnen dus liggen in de orde van grootte van enkele uren tot enkele dagen, respectievelijk enkele kilometers tot duizenden kilometers. Op deze schaal worden de lokale parameters (die van de tweede schaal) behandeld als langzaam variërende functies

2.3. Beschrijving van windgolven als functie van tijd

van tijd en plaats. Aan de beschrijving hiervan ligt een deterministisch, mechanisch model ten grondslag (kinematische betrekkingen voor golfstralen, energiebalans).

De vierde tijdschaal tenslotte wordt gehanteerd bij overwegingen van klimatologische aard. Deze schaal onderscheidt zich van de voorgaande niet alleen door zijn veel grotere duur (decennia i.p.v. dagen), maar ook door het feit dat de beschrijvingswijze statistisch van aard is.

Tot slot van deze paragraaf wordt opgemerkt dat in dit rapport gebruik wordt gemaakt van beschrijvingen die zich afspelen binnen de eerste drie schalen. Het resultaat van een golfvoorspelling zal vaak bestaan uit het weergeven van het golfbeeld in de derde schaal (groei en voortplanting individueel golfveld) maar om tot dit resultaat te komen moeten modellen gebruikt worden die gebaseerd zijn op processen in de eerste en tweede schaal. Soms worden de resultaten van golfvoorspellingen gebruikt in studies van klimatologische aard (vierde schaal) maar dit onderwerp valt buiten het kader van dit rapport.

2.3. Beschrijving van windgolven als functie van tijd

Het chaotische karakter van golven die opgewekt worden door de wind is een wezenlijk kenmerk van die golven. Omdat deze schijnbare chaos alleen te ordenen is in termen van kansen van optreden van bepaalde verschijnselen wordt in de beschrijving van dit aspect gebruik gemaakt van de waarschijnlijkheidsleer.

De beschouwing beperkt zich voorlopig tot de waterstandsvariatie in één punt als functie van de tijd $h(t)$, gedurende een tijdsduur die tot de tweede schaal behoort (enige honderden kenmerkende golfperioden).

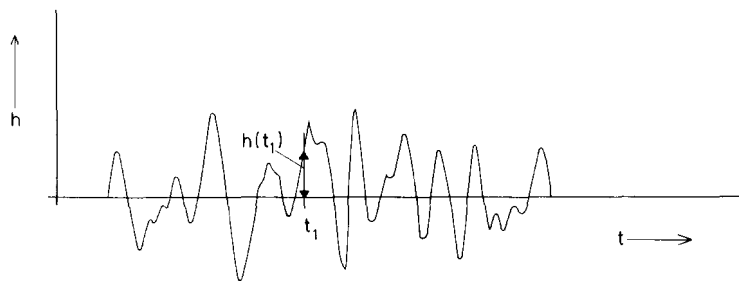


Fig. 2.3.A. Momentane waterhoogte op één plaats als functie van de tijd.

Zoals gezegd, het golfbeeld wordt beschreven met behulp van kansen van optreden van bepaalde verschijnselen. De waterhoogte $h(t_1)$ op een tijdstip t_1 wordt beschouwd als een stochastische variabele met een bijbehorende kansdichtheidsfunctie. Vaak is die momentane waterhoogte op te vatten als de som van een groot aantal (sinusvormige) componenten. Als de golven niet te steil zijn en als de golfcomponenten onafhankelijk van elkaar zijn, dan is de kansdichtheidsfunctie van $h(t_1)$ een Gaussische kansdichtheidsfunctie die volledig bekend is als het gemiddelde en de variantie van $h(t_1)$ bekend zijn.

Het golfbeeld wordt echter niet voldoende gekarakteriseerd door de kansdichtheidsverdeling van de waterhoogte $h(t_1)$ alleen; ook de kansdichtheidsfuncties op andere tijdstippen en de onderlinge samenhang tussen de hoogten moeten bekend zijn, d.w.z. de

Beschrijving van windgolven als functie van tijd 2.3.

samengestelde kansdichtheidsfunctie van $h(t_1), h(t_2), h(t_3), \dots$ dient bekend te zijn. Deze samengestelde kansdichtheidsfunctie (en daarmee ook het golfbeeld) wordt volledig beschreven met behulp van gemiddelden, varianties, correlatiecoëfficiënten (of covarianties) en andere, hogere orde grootheden. Als het golfbeeld Gaussisch en bovendien stationair is, en als de gemiddelde waarde van h gelijk wordt gesteld aan nul, dan is het golfbeeld volledig beschreven met de covarianties. Deze covarianties zijn allemaal opgenomen in de z.g. covariantiefunctie die de samenhang aangeeft tussen de waterhoogten op verschillende tijdstippen en die kan worden berekend door het gemiddelde te bepalen van het produkt van h op tijdstip t en h op tijdstip $t + \Delta t$ (zie vergelijking (2.3.1)).

$$C(\Delta t) = \overline{h(t) \cdot h(t + \Delta t)} \quad (2.3.1.)$$

Voor windgolven is dit een slingerende en dempende functie van Δt , d.w.z. de covariantie neemt slingerend af naar nul als Δt naar oneindig gaat. Voor "jonge" zeegang is het een snel dempende, voor deining is het een langzaam dempende functie (zie Fig. 2.3.B. en 2.3.C.).

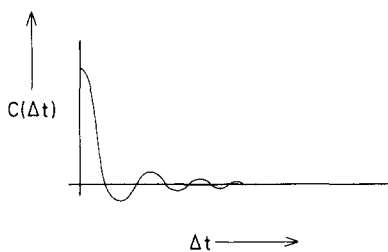


Fig. 2.3.B. Covariantiefunctie van jonge zeegang.

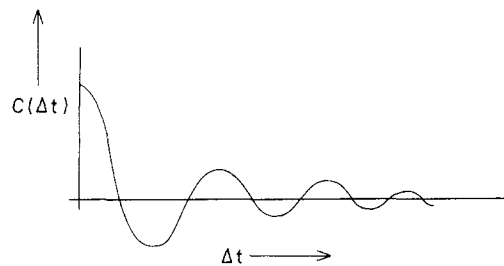


Fig. 2.3.C. Covariantiefunctie van deining.

In het voorgaande is al opgemerkt dat de waterhoogte vaak kan worden opgevat als een som van een groot aantal sinusvormige componenten. Voor het beschrijven van het golfbeeld is het mogelijk om gebruik te maken van deze benadering in plaats van of als aanvulling op de benadering via kansdichtheidsfuncties. Om de eigenschappen van het golfbeeld weer te geven is het voldoende om de parameters van deze z.g. spectrale componenten te kennen (amplitude, fase en onderling verband tussen de componenten). Bij een kleine steilheid van de golven zijn ze als onafhankelijk van elkaar te beschouwen, terwijl bij een stationair golfbeeld de fasen van de spectrale componenten uniform verdeeld zijn tussen $-\pi$ en $+\pi$. Het is dus voldoende de amplituden van de componenten te kennen als functie van de frequentie; d.w.z. het amplitudespectrum moet bekend zijn.

De voorgaande formulering suggereert enigszins dat er sprake zou zijn van een aftelbaar aantal spectrale componenten met discrete frequenties. Dit is echter niet het geval. Windgolven hebben een z.g. continu spectrum en het begrip amplitudespectrum is dan niet meer zinvol. In plaats daarvan wordt gewerkt met het z.g. energiedichtheidsspectrum dat weergeeft hoe de energie van de golven verdeeld is over de frequenties van de spectrale componenten (nu dus oneindig veel op ieder willekeurig klein interval op de frequentie as). Men definieert daarbij een energiedichtheid (E) als functie van de frequentie (f) van de spectrale componenten, zodanig dat de hoeveelheid energie die door de componenten met frequenties tussen f_1 en f_2 wordt bijgedragen aan het totaal gelijk is aan:

2.3. Beschrijving van windgolven als functie van tijd

$$\int_{f_1}^{f_2} E(f) df \quad (2.3.2.)$$

De totale energie wordt geleverd door alle frequenties gezamenlijk, zoals wordt gegeven door vergelijking (2.3.3.).

$$\text{Totale energie} = \int_0^{\infty} E(f) df \quad (2.3.3.)$$

Soms wordt het woord variantiedichtheidsspectrum gebruikt i.p.v. energiedichtheidsspectrum, maar het verschil tussen beide is niet wezenlijk omdat het slechts een konstante vermenigvuldingsfactor betreft.

In Fig. 2.3.D. wordt e.e.a. geïllustreerd.

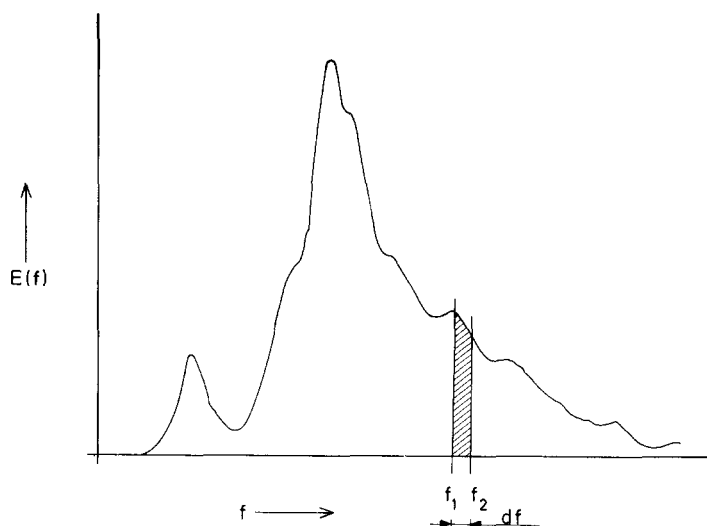


Fig. 2.3.D. Eén-dimensionaal energiedichtheidsspectrum.

Omdat het energiedichtheidsspectrum en de covariantiefunctie elkaars Fourier-getransformeerde zijn is elk stationair Gaussisch proces in statistische zin volledig beschreven door zijn energiedichtheidsspectrum. Zijn de spectrale componenten niet onafhankelijk van elkaar dan is het golfbeeld niet-Gaussisch en is het spectrum niet meer voldoende voor complete beschrijving ervan, hoewel het ook dan een zeer bruikbare grootheid is.

Uit het voorgaande blijkt dat de covariantiefunctie en het energiedichtheidsspectrum een vergelijkbare hoeveelheid informatie in zich bergen. Dit houdt in dat er een verband tussen beide moet bestaan. Men kan inderdaad aantonen dat dit zo is: zij zijn elkaars Fourier-getransformeerden. Hoewel zij equivalente informatie geven verdient toch vaak het hanteren van het energiedichtheidsspectrum de voorkeur.

Voor zover het spectrum het golfbeeld in statistische zin volledig beschrijft, is het in principe mogelijk om statistische eigenschappen van het golfbeeld te berekenen uit het spectrum.

Beschrijving van windgolven als functie van ruimte en tijd 2.4.

Zo zijn b.v. het gemiddelde van het hoogste éénderde deel van de golfhoogten* ($H_{\frac{1}{3}}$) en de gemiddelde nuldoorgangsperiode ($\bar{T}_0$) te schatten met behulp van het nulde en tweede moment van het spectrum.

$$H_{\frac{1}{3}} \approx H_{m0} = 4\sqrt{m_0} \quad (2.3.4.)$$

$$\bar{T}_0 \approx \sqrt{\frac{m_0}{m_2}} \quad (2.3.5.)$$

$$\text{waarin } m_n = \int_0^\infty f^n E(f) df \quad (2.3.6.)$$

Vóórdat de spectrale methoden hun intrede deden in de analyse van windgolven werd het golfbeeld vaak gekarakteriseerd door een kenmerkende golfhoogte en een kenmerkende periode waarvan de definitie overigens vaak erg vaag is. Ze verschillen echter meestal weinig in waarde van $H_{\frac{1}{3}}$ en $\bar{T}_0$.

2.4. Beschrijving van windgolven als functie van ruimte en tijd

In de voorgaande paragraaf werd de beschouwing beperkt tot het golfbeeld op één bepaalde plaats als functie van de tijd. Men kan het wateroppervlak ook beschouwen op één tijdstip als functie van de ruimte (plaats): $h = h(x, y)$; een "bevroren" oppervlak. Evenals hiervóór het geval was kan het golfbeeld worden opgevat als de som van een groot aantal ruimtelijke, sinusvormige componenten. Om in staat te zijn dit golfbeeld te beschrijven, is het ook nu voldoende om de parameters van deze componenten te kennen. In analogie met de beschouwing in het tijdsdomein is het bij een kleine steilheid van de golven en een homogeen golfbeeld voldoende om alleen de amplituden te kennen; nu dus niet als functie van de frequentie maar als functie van golflengte en richting. De golflengte (L) is het ruimtelijke equivalent van de golfperiode (T) en zoals het gebruikelijk is om de frequentie te hanteren als de reciproke van de periode ($f = 1/T$), zo is het gebruikelijk om het golfgetal te hanteren als reciproke van de golflengte ($k = 1/L$).

Ook nu is er geen sprake van een aftelbaar aantal componenten met discrete golfgetallen en richtingen maar van een energiedichtheidsspectrum dat continu is en dat aangeeft hoe de energie verdeeld is over de golfgetallen (k) en richtingen (θ). De definitie van dit tweedimensionale spectrum $E(k, \theta)$ is analoog aan die van het een-dimensionale frequentiespectrum $E(f)$: de bijdrage aan de totale hoeveelheid energie van de componenten met golfgetallen tussen k_1 en k_2 en met richtingen tussen θ_1 en θ_2 wordt weergegeven door (2.4.1.).

$$\int_{k_1}^{k_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} E(k, \theta) dk d\theta \quad (2.4.1.)$$

De totale energie is gelijk aan de inhoud van dit spectrum, zoals gegeven in vergelijking (2.4.2.).

$$\text{Totale energie} = \int_0^\infty \int_{-\pi}^{+\pi} E(k, \theta) dk d\theta \quad (2.4.2.)$$

* Onder "golfhoogte" wordt verstaan het maximale verschil in uitwijking van het wateroppervlak tussen twee opéénvolgende opgaande doorgangen van de gemiddelde waterstand.

2.4. Beschrijving van windgolven als functie van ruimte en tijd

In Fig. 2.4.A. is een schets gegeven van een dergelijk spectrum.

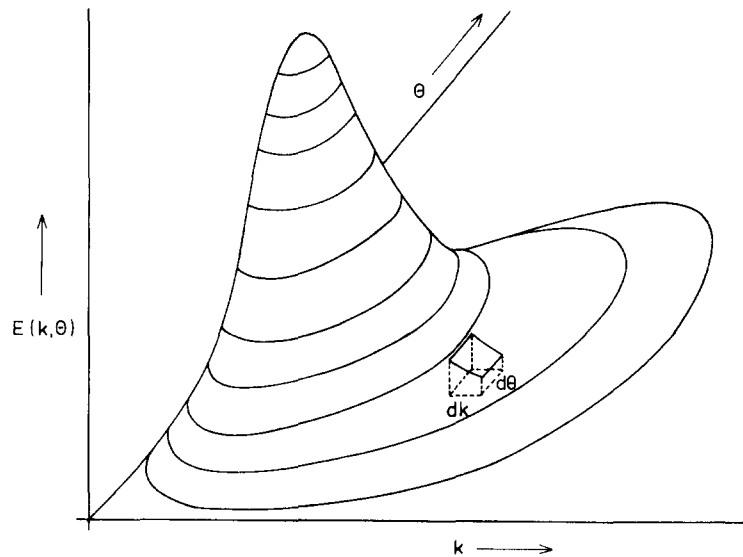


Fig. 2.4.A. Twee-dimensionaal energiedichtheidsspectrum.

Een homogeen, Gaussisch golfbeeld is, in statistische zin, volledig beschreven met dit twee-dimensionale spectrum. Geheel analoog aan de beschrijving in de tijd geldt hier dat dit spectrum de Fourier-getransformeerde is van een ruimtelijke, twee-dimensionale covariantiefunctie.

De waterhoogte variatie is in deze en in de voorgaande paragraaf behandeld als functie van de tijd (op één plaats) en als functie van de plaats (op één tijdstip). Maar de uitwijking van het wateroppervlak varieert zowel in de ruimte als in de tijd en het voorgaande model dient uitgebreid te worden naar een model dat een ruimtelijk, bewegend oppervlak kan beschrijven. Dit is vrij eenvoudig: het golfbeeld dat “bevroren” was in de ruimte wordt in beweging gezet door de golfcomponenten te laten voortbewegen. Hierbij wordt uitgegaan van de veronderstelling dat er voor iedere golfcomponent één voortplantingssnelheid is. Meestal is dit een redelijke veronderstelling. De extra informatie die nodig is om dit bewegende, ruimtelijke oppervlak te beschrijven betreft dan alleen de relatie tussen golfgetal en voortplantingssnelheid of, wat op hetzelfde neerkomt, tussen golfgetal en frequentie. Als deze (éénduidige) relatie bestaat en bekend is (b.v. de dispersierelatie uit de lineaire theorie voor zwaartekrachtgolven) dan geeft deze, samen met het twee-dimensionale spectrum $E(k, \theta)$ alle informatie die nodig is om het golfbeeld in statistische zin volledig te beschrijven als functie van plaats en tijd mits het golfbeeld homogeen, stationair en Gaussisch is.

Omdat via de dispersierelatie het golfgetal kan worden uitgedrukt in een frequentie kan de energiedichtheid als functie van golfgetal en richting worden getransformeerd in een energiedichtheid als functie van frequentie en richting:

$$E(k, \theta) \rightarrow E(f, \theta)$$

Beschrijving van windgolven als functie van ruimte en tijd 2.4.

Beide functies bevatten in beginsel dezelfde informatie (bij gegeven transformatieregels) maar de laatste wordt in de literatuur wat vaker gebruikt dan de eerste. In dit rapport worden spectrale grootheden gedefinieerd als functie van zowel golfgetal als richting als frequentie. Indien in dit rapport een grootheid gedefinieerd is als functie van één of meer van deze variabelen dan kan de uitdrukking meestal getransformeerd worden naar de andere variabelen door gebruik te maken van de lineaire dispersierelatie, eventueel met gebruik maken van de determinant van Jacobi.

De waterstandsvariatie op één plaats komt volgens het bovenstaande model tot stand door het sommeren van de bijdragen van alle golfcomponenten die zich over het ruimtelijke oppervlak voortbewegen. Deze waterstandsvariatie als functie van de tijd op één plaats wordt, zoals hiervoor al werd aangegeven, gekarakteriseerd door het frequentiespectrum waarin de verdeling van de energiedichtheid over de richtingen niet meer ter zake is. Het frequentiespectrum $E(f)$ kan dus uit het twee-dimensionale spectrum $E(f, \theta)$ berekend worden door per frequentie de bijdragen uit alle richtingen samen te voegen volgens vergelijking (2.4.3.).

$$E(f) = \int_{-\pi}^{+\pi} E(f, \theta) d\theta \quad (2.4.3.)$$

De spreiding van de energiedichtheid over de richtingen kan voor elke frequentie worden weergegeven m.b.v. een aparte functie: de genormeerde richtingsverdelingsfunctie. De normering komt tot stand door de energiedichtheid te delen door de totale energiedichtheid bij die gegeven frequentie zoals vergelijking (2.4.4.).

$$D(\theta; f) = E(f, \theta)/E(f) \quad (2.4.4.)$$

Uit deze definitie volgt vergelijking (2.4.5.).

$$\int_{-\pi}^{+\pi} D(\theta; f) = 1 \quad (2.4.5.)$$

3. Historisch overzicht van golfvoorspellingsmethoden

3.1. Inleiding

Na een reeks van aarzelende pogingen vanaf de tweede helft van de vorige eeuw, kreeg de ontwikkeling van methoden om golven te voorspellen pas in de tweede wereldoorlog betekenis toen een onderzoek gestart werd om te komen tot betrouwbare golfverwachtingen voor de geallieerde landingen. Op grond van voornamelijk empirische gegevens ontstond een model waarmee het mogelijk werd om een kenmerkende golfhoogte en golfperiode te voorspellen als functies van enkele parameters van een homogeen, stationair windveld. Een aantal jaren later, toen de spectrale analyse haar intrede deed in de golfbeschrijvings-technieken, werd het mogelijk ook het energiedichtheidsspectrum te voorspellen als functie van de windveldparameters. Dit homogene, stationaire windveld is echter meestal een weinig realistische voorstelling van het windveld op zee en het gebruik ervan is een belangrijke beperking voor het toepassen van deze methoden.

In de jaren '50 ontstond het idee dat de voorspelling kan worden uitgevoerd voor iedere spectrale component afzonderlijk. Iedere component die over het wateroppervlak beweegt wordt gevolgd en tijdens dat volgen wordt de energiedichtheid van die component berekend. Dit gebeurt door de balans bij te houden van de energie die de component ontvangt (b.v. van de wind) of afstaat (b.v. door dissipatie). In principe is het mogelijk op deze wijze de energiedichtheid van deze component te berekenen in situaties waar het windveld zowel in de ruimte als in de tijd varieert.

Uit dit korte overzicht blijkt dat de golfvoorspellingsmethoden kunnen worden onderscheiden in twee categorieën: een categorie waarbinnen het golfbeeld voorspeld wordt in een homogeen, stationair windveld en een categorie waarbinnen golfverwachtingen worden opgesteld in een variërend windveld. Deze categorieën verschillen op enkele essentiële punten van elkaar en het is voor de opbouw van dit rapport zinvol dit onderscheid te blijven maken.

In dit hoofdstuk kan deze indeling ook gebruikt worden omdat de twee categorieën na elkaar ontwikkeld zijn. De twee volgende paragrafen (3.2. en 3.3.) beschrijven ieder de ontwikkeling van methoden van één categorie. De daaropvolgende paragraaf (3.4.), de laatste van dit hoofdstuk, geeft het verband aan dat bestaat tussen de verschillende methoden.

3.2. Golfvoorspellingsmethoden voor standaard windveld

De methoden die in deze paragraaf ter sprake zullen komen kunnen alleen worden toegepast in homogene, stationaire windvelden. Dit is een belangrijk kenmerk van deze methoden. Alvorens over te gaan naar het historisch overzicht worden enkele aspecten van het windveld aan de orde gesteld.

3.2.1. Windveld

Evenals het golfbeeld is het windveld een bijzonder complexe grootte en evenals de waterstandsvariaties in een golfveld dient de windsnelheidsvector beschouwd te worden als een stochastische variabele. In het volgende historische overzicht worden echter uitsluitend de gemiddelde windsnelheid en -richting gebruikt, die voor een homogeen, stationair windveld per definitie konstant zijn.

Verondersteld wordt dat het windveld een bovenwindse begrenzing kent die bestaat uit een rechte lijn die loodrecht staat op de gemiddelde windrichting. De breedte van het

windveld wordt zo groot gedacht dat de numerieke waarde daarvan niet meer van belang is voor de golfvoorspelling ("oneindig" breed). Naast deze begrenzingen in de ruimte kent het windveld ook een startpunt in de tijd. De wind wordt verondersteld plotseling te zijn gaan waaien op tijdstip $t = 0$. Hiermee is het windveld voldoende gekarakteriseerd. De kenmerkende parameters die nodig zijn voor een plaats en tijdstip in het windveld zijn de afstand tot de bovenwindse begrenzing (strijklengte) en de tijd die verstreken is sinds de aanvang van de wind (windduur). Deze parameters geven in feite weer de mate waarin de wind gelegenheid heeft gehad om energie over te dragen aan het golfveld.

Het hier beschreven windveld zal in het vervolg worden aangeduid als het standaard windveld.

3.2.2. Methode van de kenmerkende golf

Het beschrijven van windgolven in de schaal die in het vorige hoofdstuk de tweede schaal werd genoemd, heeft gedurende lange tijd op een niveau gestaan waar slechts enkele grootheden werden gebruikt. In die tijd, en vaak ook nu nog, trachtte men het golfbeeld te beschrijven met behulp van een denkbeeldige sinusvormige golf met een kenmerkende golfhoogte, -periode en -richting. Deze grootheden kunnen niet goed gedefinieerd worden in termen van statistische of spectrale eigenschappen van de zeeegang omdat het "kenmerkende" aspect berust op visuele, en soms andere, indrukken die het golfbeeld op de waarnemer maakt. Toch bleken de waarnemingen redelijk bruikbaar te zijn als basis voor de eerste golfvoorspellingsmethoden. Met deze methoden kan men, als functie van plaats en tijd in het standaard windveld, de "golfhoogte" en de "golfperiode" voorspellen. De gemiddelde golfrichting wordt a priori gelijk gesteld aan de gemiddelde windrichting.

Aanvankelijk had men alleen de beschikking over enkele ervaringscijfers waaruit eenvoudige vuistregeltjes werden afgeleid. Zo heeft b.v. Stevenson in 1864 (zie b.v. Cornish, 1934) een formule gegeven waarmee de "golfhoogte" voorspeld zou kunnen worden bij een "sterke wind". Maar in deze formule komt alleen de strijklengte voor en zelfs de windsnelheid ontbreekt. Men kan zich dus afvragen wat de waarde is van dergelijke vuistregeltjes.

De eerste golfgroeitheorie werd gepubliceerd in 1924 door Jeffreys (Jeffreys, 1925). Zijn model was gebaseerd op de veronderstelling dat het wateroppervlak mag worden beschreven met een sinusvormige golf waarvan, onder invloed van de wind, de "golfhoogte" en "periode" langzaam toenemen. De energie die hiervoor nodig is zou geleverd moeten worden door drukverschillen die ontstaan aan voor- en achterzijde van de golfkammen door het z.g. "sheltering"-effect (zie Fig. 3.2.2.A.). Deze theorie bevat echter een onbekende evenredigheidsconstante en resulteert dus niet in uitspraken waarmee men golven zou kunnen voorspellen.

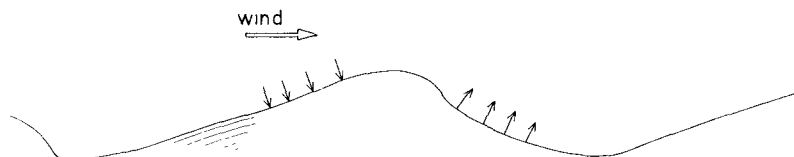


Fig. 3.2.2.A. "Sheltering"-effect.

De geallieerde landingen in de tweede wereldoorlog gaven aanleiding om de golfvoorspelling te richten op meer direct toepasbare resultaten. Vooral Sverdrup en Munk hebben

3.2.3. Methode van het standaard spectrum

aanvankelijk veel bijgedragen aan de verwezenlijking hiervan. Hoewel de theoretische basis van hun beschouwingen (analoog aan die van Jeffreys) al spoedig niet meer te verdedigen was, zijn de door hun gegeven relaties tussen de golf- en windparameters tot op heden in gebruik. Dit is mogelijk omdat hun resultaten primair toch empirisch van aard zijn. Bovendien hebben zij in de presentatie van de resultaten gebruik gemaakt van dimensieloze golf- en windveldparameters. De "golfhoogte" (H), "golfperiode" (T), strijklengte (F) en windduur (t) werden dimensieloos gemaakt m.b.v. de windsnelheid (U) en de zwaartekrachtversnelling (g). Zo ontstonden relaties tussen de dimensieloze golfhoogte ($\tilde{H} = gH/U^2$) en periode ($\tilde{T} = gT/U$) enerzijds en de dimensieloze strijklengte ($\tilde{F} = gF/U^2$) en windduur ($\tilde{t} = gt/U$) anderzijds. Het idee om dimensieloze golfveldparameters te behandelen als functies van dimensieloze windparameters blijkt bijzonder nuttig te zijn en nog steeds wordt hiervan gebruik gemaakt. Hierdoor is het nl. mogelijk om waarnemingen te generaliseren en gevonden relaties toe te passen onder omstandigheden van totaal andere schaal dan die van de waarnemingen.

Kort na de publikatie van Sverdrup en Munk (1946), publiceerde Thijsse (in 1948) de resultaten van een onderzoek naar golfgroei in water met beperkte, maar konstante diepte (d). De onafhankelijke parameters werden daarbij uitgebreid met een dimensieloze waterdiepte $\tilde{d} (= gd/U^2)$.

Doordat er steeds meer waarnemingen beschikbaar komen over golfgroei kunnen de relaties tussen de verschillende grootheden regelmatig worden aangepast. Met name Bretschneider (b.v. Bretschneider, 1952, 1957, 1973) speelde, en speelt nog, een rol bij het aanpassen van de grafieken aan steeds weer nieuwe waarnemingen. In de loop der tijd zijn ook methoden ontwikkeld (b.v. Wilson, 1955) om de gevonden relaties te kunnen toepassen in zwak variërende windvelden en in gebieden met een langzaam variërende waterdiepte.

3.2.3 Methode van het standaard spectrum

Een belangrijke stap voorwaarts in de studie van windgolven was de introductie van het energiedichtheidsspectrum vanuit de electrotechniek en de akoestiek. In deze disciplines werd het spectrum gebruikt om ruisachtige signalen te bestuderen en toen in de jaren 1945-'50 de windgolven als een ruisachtig signaal onderkend werden, is van dit concept dankbaar gebruik gemaakt.

In 1948 publiceerden Barber en Ursell (Barber en Ursell, 1948) een onderzoek naar deiningverschijselen waarbij het nodig was geweest om in de waarnemingen de deining te onderscheiden van de lokale zeegang. Voorzover na te gaan is in de literatuur van windgolven waren zij de eersten die daarbij gebruik maakten van het spectrum.

Reeds in 1953 gaf Neumann (Neumann, 1953) aan hoe het spectrum van zeegang zich ontwikkelt als functie van strijklengte of strijkduur: het spectrum wordt opgebouwd vanuit de hoogfrequente zijde. Pas als de energiedichtheid daar een zeker verzadigingsniveau heeft bereikt, krijgen lagere frequenties energie toegevoerd. Gebruik makend van visuele waarnemingen stelde Neumann dat het spectrum van een volledig ontwikkelde zeegang een standaard vorm heeft.

Hoewel dit spectrum alleen betrekking heeft op volgroeide zeegang op diep water ontwikkelden Pierson, Neumann en James (1955) een voorspellingsmodel waarin dit spectrum

Golfvoorspellingsmethoden voor variërend windveld 3.3.

werd gebruikt bij het benaderen van het spectrum van de niet-volgroeiende zeegang, nl. door het spectrum van de volgroeiende zeegang aan de laagfrequente zijde af te kappen bij een frequentie $f_{\min}$ (zie Fig. 3.2.3.A.). Deze $f_{\min}$ werd verondersteld een functie te zijn van de gemiddelde windsnelheid, de striklengte en de strijkdur. Het spectrum kon hierdoor dus voorspeld worden in het standaard windveld.

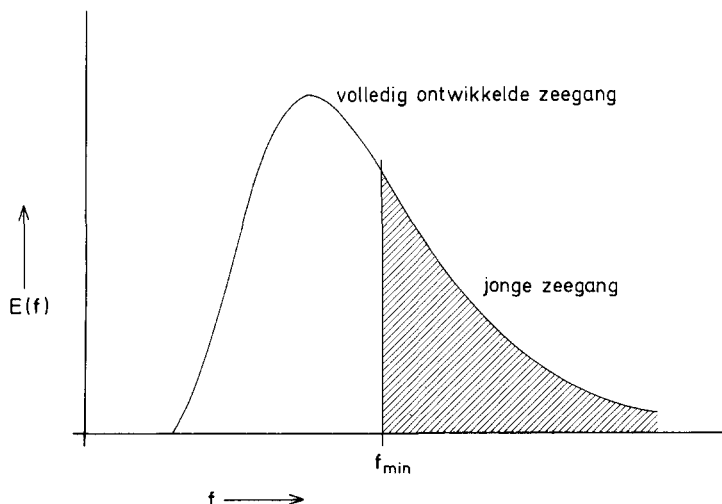


Fig. 3.2.3.A. Standaard frequentiespectrum volgens Pierson, Neumann en James (1955).

Het spreekt vanzelf dat de door Pierson, Neumann en James ontwikkelde methode ook kan worden gehanteerd bij een andere standaard vorm van het spectrum dan die van Neumann. Zo hebben Pierson en Moskowitz (1964) een iets andere vorm gepresenteerd voor het standaard spectrum van een volgroeiende zeegang op diep water die inmiddels op uitgebreide schaal aanvaard is.

Het afgekapte spectrum van volgroeiende zeegang geeft vaak een redelijke benadering van het spectrum van groeiende zeegang maar een meer nauwkeurige benadering is het JONS-WAP spectrum (Hasselmann e.a., 1973).

Bij het voorspellen van de zeegang in een standaard windveld wordt het spectrum blijkbaar geacht een bekende standaard vorm te hebben, terwijl de schaalparameters berekend worden als functies van de parameters van het windveld. In wezen verschilt deze methode nauwelijks van de hiervoor behandelde methode van de kenmerkende golf, mits men ook daar een standaard vorm van het spectrum aanneemt omdat in feite ook de kenmerkende golfhoogte en -periode schaalparameters van het spectrum zijn.

3.3. Golfvoorspellingsmethoden voor variërend windveld

3.3.1. Uitbreidingen van de methoden voor het standaard windveld

Het weergeven van een realistisch windveld m.b.v. een standaard windveld is meestal niet erg bevredigend en men heeft daarom de methoden die in de vorige paragrafen behandeld werden zodanig aangepast dat ze ook toegepast kunnen worden in variërende windvelden. Zowel voor de methode van de kenmerkende golf als voor de methode van het standaard spectrum zal hier kort op worden ingegaan.

3.3.1. Uitbreidingen van de methoden voor het standaard windveld

Een van de belangrijkste uitbreidingen die de methode van de kenmerkende golf heeft ondergaan is gebaseerd op het idee dat de eigenschappen van de kenmerkende golf berekend kunnen worden tijdens het "meereizen" met die golf. Dit meereizen gebeurt met de snelheid van energievoortplanting die hoort bij de kenmerkende periode en in de richting van de lokale wind. De verandering van de kenmerkende golfhoogte en periode wordt bepaald m.b.v. dezelfde parameterrelaties die gebruikt worden in het standaard windveld. Twee van deze parameterrelaties geven de dimensieloze golfperiode $\tilde{T}$ en -hoogte $\tilde{H}$ als functie van de dimensieloze strijklengte $\tilde{F}$. De verandering van $\tilde{T}$ per eenheid van dimensieloze strijklengte ($d\tilde{T}/d\tilde{F}$) is dus bekend als functie van $\tilde{F}$. Het berekenen van $\tilde{T}$ bij gegeven $d\tilde{T}/d\tilde{F}$ en gegeven voortplantingssnelheid en -richting is een analytisch of numeriek probleem dat vrij eenvoudig op te lossen is. Als $\tilde{T}$ eenmaal bekend is dan kan ook een bijbehorende $\tilde{F}$ en dus ook een bijbehorende $\tilde{H}$ worden berekend.

Als de windsnelheid vermindert tot een waarde die lager is dan de fasesnelheid van de kenmerkende golf of als de wind snel van richting verandert, dan moet in beginsel de kenmerkende golf verder als deining behandeld worden. Soms moet op de plaats en op het moment waar dit gebeurt begonnen worden met het voorspellen van een "nieuw" golfveld. Deze methode werd aanvankelijk uitgevoerd m.b.v. grafische hulpmiddelen (b.v. Wilson, 1955) maar later is de techniek ook numeriek uitgevoerd (Wilson, 1965, Dexter, 1973). Het spectrum dat in alle andere methoden een centrale rol speelt wordt niet expliciet gebruikt en men zou daarom kunnen verwachten dat de resultaten zeer matig van kwaliteit zouden zijn. Het is echter opvallend dat de resultaten heel redelijk zijn vergeleken met de resultaten die bereikt worden met veel meer geavanceerde modellen. De reden daarvan wordt besproken in de laatste paragraaf van dit hoofdstuk (verbanden tussen de methoden").

Ook de methode van het standaard spectrum kent aanpassingen die de toepassingsmogelijkheden uitbreiden tot variërende windvelden. Eén van deze aanpassingen is dat het windveld geschematiseerd wordt tot een verzameling van windvelden die ieder beschouwd kunnen worden als een standaard windveld. Door het standaard spectrum te voorspellen aan het eind van ieder windveld en door de verschillende voortplantingssnelheden van de verschillende golfcomponenten (dispersie) in rekening te brengen kunnen ook golfvelden buiten het opwekkende windveld worden voorspeld. Een dergelijk model wordt beschreven door Pierson, Neumann en James (Pierson e.a., 1955). Hun dispersiemodel is een verzameling van filters voor het spectrum die afhankelijk zijn van verschillende eigenschappen van het windveld zoals b.v. de afstand tussen het windveld en het voorspellingspunt, de breedte van het windveld, de snelheid van voortbewegen van het windveld e.d.

Darbyshire (1961, a) gebruikt een andere schematisatie van het windveld op zee. Hij veronderstelt dat het spectrum volledig ontwikkeld is bij een strijklengte van meer dan 370 km en een tijdsduur van langer dan twaalf uur. Door de lokale zeegang om de twaalf uur te voorspellen in punten die op een rooster van $370 \times 370 \text{ km}^2$ liggen, en door aan te nemen dat de wind konstant is binnen deze ruimte- en tijdvakken, wordt altijd een volgroeiende lokale zeegang voorspeld. M.b.v. een filter dat in wezen gelijk is aan één van de filters van Pierson, Neumann en James worden de dispersie-effecten in rekening gebracht om het totale golfbeeld op het voorspellingspunt te berekenen.

Energiebalans per spectrale component 3.3.2.

De hier behandelde aanpassingen zijn de belangrijkste die zijn aangebracht in de methoden van het standaard windveld om ze te kunnen toepassen in een variërend windveld. Hoewel de resultaten die worden bereikt met deze aanpassingen heel redelijk zijn, dient de benadering van de golfvoorspelling in een variërend windveld toch wezenlijk anders te zijn. D.w.z. de situatie kan fundamenteel beter worden weergegeven in andere modellen. Hierop wordt ingegaan in de volgende twee paragrafen.

3.3.2. *Energiebalans per spectrale component*

In het model dat gebruik maakt van de energiebalans per spectrale component wordt het twee-dimensionale spectrum beschouwd als een langzaam variërende functie van plaats en tijd. Dit wil zeggen dat, als het golfoppervlak weer beschouwd wordt als de superpositie van een groot aantal golfcomponenten, iedere golfcomponent een energiedichtheid heeft die kan variëren met tijd en plaats. Van iedere golfcomponent die zich over het wateroppervlak beweegt wordt de energiedichtheid berekend door deze component te volgen en daarbij de balans op te maken van de energie die ontvangen of afgestaan wordt. Aan één kant van de energiebalans staat dus de verandering van de energiedichtheid van de betreffende component (dE/dt), aan de andere kant staat het totaal van ontvangen en afgegeven energie. Men kan deze benadering tot uitdrukking brengen door middel van de z.g. energiebalansvergelijking (3.3.2.1.).

$$\frac{dE(f, \theta)}{dt} = S(f, \theta) \quad (3.3.2.1.)$$

Hierin is het linkerlid $dE(f, \theta)/dt$ de toeneming per eenheid van tijd van de energiedichtheid van de component (f, θ) , waargenomen in een assenstelsel dat mee beweegt met de groepsnelheid van die component. Het rechterlid is de som van de aan- en afvoer per eenheid van tijd van de energie naar en van de beschouwde component, weergegeven door de z.g. bronfunctie $S(f, \theta)$. In een bepaald punt in het voorspellingsgebied is de energiedichtheid $E(f, \theta)$ te berekenen als functie van de tijd door integratie van (3.3.2.1.) bij gegeven begin- en randvoorwaarden.

In feite komt de integratie erop neer dat men, al meereizend met de groepssnelheid van de component en gebruik makend van een gegeven relatie tussen wind- en golfveld, de energiehuishouding van de component bijhoudt aan de hand van windinformatie die onderweg bekend is.

Het principe van de methode is hiermee globaal beschreven. Reeds in 1956 stelden Gelci e.a. deze benadering van de golfvoorspelling voor (Gelci e.a., 1956). Aanvankelijk werden grafische hulpmiddelen gebruikt bij de uitvoering van deze methode en de daarop volgende numerieke uitwerking was nogal primitief maar door de opkomst van de elektronische rekenmachines zijn daarin geleidelijk grote veranderingen gekomen. Bovendien hebben vooral Phillips (b.v. 1957), Miles (b.v. 1957) en Hasselmann (b.v. 1968) door fundamenteel onderzoek van theoretische en empirische aard veel bijgedragen aan vergroting van het inzicht in het mechanisme van de golfgroei.

De uitvoering van deze methode blijkt bijzonder rekenintensief te zijn. Niet alleen is de hierboven beschreven integratie bijzonder ingewikkeld door het niet-lineaire karakter van de bronfunctie, het is bovendien noodzakelijk dat voor het berekenen van het twee-

3.3.3. Energiebalans van geparameteriseerde spectrum

dimensionale spectrum op één plaats en één tijdstip de integratie wordt uitgevoerd voor alle componenten van dat spectrum. Als bij het uitvoeren van deze berekeningen de bronfunctie van Hasselmann volledig zou worden gebruikt, dan zou voor een enigszins realistische voorspelling een rekentijd nodig zijn op een redelijk grote computer die groter is dan de voorspellingstermijn. Dit is een beperking die voor operationeel gebruik niet aanvaardbaar is maar voor onderzoekdoeleinden soms wel.

Men kan de bronfunctie van Hasselmann voor veel toepassingen reduceren tot een uitdrukking die veel eenvoudiger is en die tijdens de uitvoering van de voorspelling veel minder rekencapaciteit vereist. Omdat men hierdoor in staat is binnen aanvaardbare rekentijden het twee-dimensionale spectrum op een relatief groot aantal plaatsen en tijdstippen te berekenen, is de methode aantrekkelijk geworden voor operationele toepassingen. Een andere benadering van het oplossen van de energiebalansvergelijking maakt gebruik van enkele bijzondere eigenschappen van de bronfunctie. Ook hierdoor is het mogelijk de hoeveelheid rekenwerk aanzienlijk te beperken zodat operationele toepassing mogelijk is. Deze benadering ligt ten grondslag aan de methode die in de volgende paragraaf behandeld wordt.

3.3.3. *Energiebalans van geparameteriseerde spectrum*

Metingen en golfspectra van groeiende zeevang in diep water en in een standaard windveld tonen aan dat de vorm van het spectrum vrijwel onafhankelijk is van het stadium van het groeiproces (Hasselmann e.a., 1973). Uitgaande van de spectrale energiebalans kan dit verklaard worden door de stabiliserende invloed die de niet-lineaire wisselwerking tussen de golfcomponenten onderling uitoefent op de spectrum-vorm. Deze invariantie van de vorm blijkt echter niet beperkt te zijn tot golfgroei in standaard windvelden. Ook voor spectra in inhomogene en niet-stationaire windvelden is deze invariantie geconstateerd (b.v. Sanders, 1976, Hasselmann e.a., 1976). Blijkbaar zijn de niet-lineaire wisselwerkingen voldoende sterk om de stabiliserende invloed te behouden in variërende windvelden.

Het spectrum van de groeiende zeevang in diep water kan dus ook in variërende windvelden redelijk goed beschreven worden m.b.v. een beperkt aantal schaal- en vormparameters. Deze eigenschap maakt het mogelijk om de energiebalansvergelijking parametrisch te benaderen, met als resultaat de energiebalansvergelijking van het geparameteriseerde spectrum. De mathematische uitwerking van dit parameteriseren is vrij complex (Hasselmann e.a., 1973, Hasselmann e.a., 1976) en zal hier niet behandeld worden, maar het resultaat van deze bewerkingen kan wel in enkele woorden worden geschetst.

Bij de parameterisering wordt de energiebalansvergelijking gesplitst in een aantal andere balansvergelijkingen die ieder betrekking hebben op de ontwikkeling van één parameter. Er ontstaan dus evenveel geparameteriseerde balansvergelijkingen als er vormen en schaalparameters zijn. In ieder van deze nieuwe vergelijkingen wordt de ontwikkeling van de parameter benaderd op een wijze die analoog is aan die van de oorspronkelijke energiebalansvergelijking: i.p.v. de individuele golfcomponent te volgen en de ontwikkeling daarvan bij te houden aan de hand van wind-, bodem- en golfinformatie, wordt nu het spectrum als één geheel gevolgd (met de groepssnelheid van de piekfrequentie) en daarbij wordt de wijziging van de parameter berekend aan de hand van de wind- en bodemgegevens én aan de hand van de ontwikkeling van de andere parameters. Deze berekeningen zijn niet meer de weergave van de energiestromen zelf, zoals bij de oorspronkelijke bronfunctie,

maar van het effect dat die energiestromen hebben op de waarde van de betreffende parameter.

De geparameteriseerde balansvergelijkingen zijn gekoppeld, d.w.z. de waarde van elke parameter is afhankelijk van de waarde van de andere parameters. Het blijkt echter (Hasselman e.a., 1976) dat variaties die optreden in de vormparameters als gevolg van variaties in de schaalparameters een vrij korte levensduur hebben. In de praktijk kan dan vaak volstaan worden met deze vormparameters een konstante waarde te geven. Ook de twee vergelijkingen voor de schaalparameters (de energie- en frequentieschaal) kunnen bij veel toepassingen vereenvoudigd worden, in welk geval er slechts één vrije parameter overblijft die voorspeld moet worden m.b.v. de geparameteriseerde balansvergelijking. Het model is dan gereduceerd tot een één-parametermodel. Dit vereenvoudigt de uitvoering van de voorspelling aanzienlijk, maar het gaat ten koste van de details van het spectrum. Alleen als tamelijk grove indicaties van het golfbeeld voldoende zijn (bv. de significante golfhoogte) kan het worden toegepast.

De veronderstellingen die worden ingevoerd bij het parameteriseren van de energiebalans zijn redelijk verantwoord in het geval van een groeiende zeegang waar de niet-lineaire wisselwerkingen een belangrijke rol spelen. Er zijn echter situaties waar de benadering niet goed is. Deining* is een duidelijk voorbeeld. Hier is de niet-lineaire wisselwerking uiterst zwak, en de individuele golfcomponenten zijn hydrodynamisch vrijwel onafhankelijk van elkaar. De vorm van het spectrum van deining is dus niet universeel zoals bij een groeiende zeegang maar hangt af van de details van tijd en plaats van het voorkomen van het windveld dat de golven opwekte. De superpositie van deining, die vrijwel altijd aanwezig is op zee, op een groeiende zeegang beïnvloedt de toepassing van het geparameteriseerde model op het zeegangsgedeelte van het spectrum niet omdat de niet-lineaire wisselwerking tussen deining en zeegang zeer zwak is (Hasselman, 1963, b). Deining kan dus losgekoppeld gezien worden van de zeegangskomponenten en een volledig golfvoorspellingsmodel zal het geparameteriseerde model voor groeiende zeegang combineren met een model voor de voortplanting van deining.

Er bestaan overgangssituaties tussen groeiende zeegang en deining waar de veronderstelling over een standaard spectrum niet meer opgaat. Voorbeelden zijn bv. te vinden in een sneldraaiend windveld zoals bij frontpassages die kruisende golfpatronen veroorzaken. Ook op ondiep water kan het spectrum van groeiende zeegang een meer gecompliceerde vorm hebben dan op diep water t.g.v. refractie- en dissipatie-effecten. Naarmate het model echter meer parameters bevat om deze spectra, die een meer ingewikkelde vorm hebben, te beschrijven, zal het ook beter in staat zijn dergelijke golfvelden te voorspellen.

3.4. Verbanden tussen de methoden

Het verband tussen de methoden van de eerste categorie (standaard windveld) enerzijds en de methode van de tweede categorie (variërend windveld) anderzijds is dat de één een reductie is van de ander die ontstaat door een vergaande schematisatie van de begin- en randvoorwaarden. Zoals in de voorgaande paragrafen uiteen gezet is, wordt in de geavanceerde methoden van de tweede categorie expliciet gebruik gemaakt van de energiebalans.

* Die golfcomponenten waarvan de fasesnelheid groter is dan de windsnelheid of waarvan de voortplantingsrichting aanzienlijk afwijkt van de windrichting.

3.4. Verbanden tussen de methoden

Het uitvoeren van de golfvoorspelling houdt in dat deze balans geïntegreerd wordt met inachtneming van de juiste begin- en randvoorwaarden en met behulp van de gegeven karakteristieken van het windveld. Deze voorwaarden en karakteristieken kunnen in beginsel volkomen willekeurig gekozen worden en de methoden van de tweede categorie kunnen daarom beschouwd worden als de meest algemeen toepasbare. De methoden van de eerste categorie daarentegen kunnen alleen gebruikt worden in omstandigheden die meestal een sterk geschematiseerde weergave van de werkelijkheid zijn: het standaard windveld. Het toepassingsgebied van de eerste categorie is dus een deel van het toepassingsgebied van de tweede categorie. In dit deelgebied is het voldoende dat slechts een beperkt aantal parameters voorspeld wordt als functie van een beperkt aantal windveldkarakteristieken. Daardoor is het mogelijk het complexe model van de energiebalans te vervangen door een relatief eenvoudig model waarin slechts een klein aantal parameterrelaties worden gehanteerd.

Wat betreft het verband tussen de twee methoden van de eerste categorie (die van de kenmerkende golf en die van het standaard spectrum): beide methoden berusten op een beperkt aantal van dergelijke parameterrelaties. Ze geven beiden de schaalparameters van het golfbeeld en de methode van het standaard spectrum geeft daarnaast ook spectrale informatie door de waarde van de vormparameters van het spectrum te voorspellen. De schaalparameters die beide methoden geven, zijn onderling enigszins verschillend van aard maar de parameters van de kenmerkende golf kunnen berekend worden uit de parameters van het standaard spectrum.

Het verband tussen de twee geavanceerde methoden van de tweede categorie (energiebalans per spectrale component dan wel geparameteriseerd) is dat bij de methode van de geparameteriseerde energiebalans rekening wordt gehouden met vóórkennis van de resultaten waardoor het rekenmodel van de energiebalans per component sterk vereenvoudigd kan worden. Deze vóórkennis is gebaseerd op bepaalde eigenschappen van de bronfunctie die theoretisch nog niet zijn bewezen maar die op grond van empirische gegevens wel geaccepteerd kunnen worden. De verschillende processen die een rol spelen bij de opwekking en afzwakking van golven, zijn in deze benadering echter niet meer goed van elkaar gescheiden en het model is bv. voor onderzoekdoeleinden minder geschikt. Het vereenvoudigde rekenschema kan echter behandeld worden met een veel geringere reken capaciteit en de toepassingsmogelijkheden van de categorie worden hiermee aanzienlijk vergroot.

In de tweede categorie zijn, naast de twee genoemde geavanceerde methoden ook ondergebracht de aangepaste versies van de methoden van de eerste categorie. Eén van deze versies heeft veel gemeen met het idee van de energiebalans: de kenmerkende golf wordt gevolgd op zijn reis over het wateroppervlak waarbij de groei en afzwakking bepaald worden. Deze benadering heeft vrij lange tijd te boek gestaan als tamelijk primitief. Dit betreft zowel het basisidee als de uitwerking maar de recente ontwikkelingen rond de geparameteriseerde energiebalans laten zien dat deze twee modellen, voor zover het de uitwerking betreft, zeer veel overeenkomst vertonen. De historische ontwikkeling en tot op zekere hoogte ook de theoretische basis van beide is weliswaar zeer verschillend maar in beginsel kan deze aangepaste methode van de kenmerkende golf beschouwd worden als een één-parameter uitvoering van de geparameteriseerde energiebalansvergelijking. Het dispersiemodel (deining) waarmee het één-parametermodel moet worden aangevuld ontbreekt echter.

Het historisch beeld van de ontwikkeling van de golfvoorspellingsmethode is nogal opvallend. Aanvankelijk berustte de golfvoorspelling op tamelijk primitieve benaderingen die echter redelijke resultaten opleverden. Na de introductie van het spectrum en de energiebalans is er meer inzicht gekomen in de golfgroei- en afzwakkingsprocessen. Naarmate dit inzicht toenam werden de modellen gecompliceerder en ging het oplossen van de vergelijkingen zeer lange rekestijden eisen van redelijk grote elektronische rekenmachines. Deze complexe modellen bleken echter bepaalde eigenschappen te bezitten die parameteriseren van de vergelijkingen mogelijk maakten, waardoor vergaande vereenvoudigingen konden worden ingevoerd. Het is zelfs mogelijk gebleken deze vereenvoudigingen zover door te voeren dat een één-parametermodel overbleef dat in de uitwerking vrijwel gelijk is aan de aangepaste methode van de kenmerkende golf. In historisch perspectief gezien is de ontwikkeling van de golfvoorspellingsmethoden dus een gesloten kring: men is, uitgaande van relatief eenvoudige modellen, via zeer gecompliceerde modellen die het inzicht verdiepten, terecht gekomen bij modellen die in de uitvoering in feite gelijk zijn aan de aanvankelijke "primitieve" modellen.

4. Golfvoorspellingsmethoden voor standaard windveld

4.1. Inleiding

De methoden van golfvoorspelling die in dit hoofdstuk behandeld worden zijn de meest eenvoudige die beschikbaar zijn. De reden daarvoor is dat het windveld zeer sterk geschematiseerd is waardoor het beschreven kan worden met slechts enkele parameters. In deze situatie is het voldoende slechts enkele golfparameters te voorspellen omdat andere relevante golfparameters a priori bekend zijn.

Twee methoden worden onderscheiden. De eerste, de methode van de kenmerkende golf, geeft alleen twee karakteristieke afmetingen van de golven nl. de significante golfhoogte en de significante golfperiode. De tweede, de methode van het standaard spectrum, geeft meer informatie over het golfbeeld nl. het spectrum.

Na een paragraaf met algemene inlichtingen worden in de daaropvolgende twee paragrafen beide methoden afzonderlijk beschreven en beoordeeld. In de laatste paragraaf van dit hoofdstuk wordt het verband tussen de twee methoden behandeld.

4.2. Definities, gelijkvormigheids- en transformatieregels

In deze paragraaf worden definities gegeven van de parameters van het golfbeeld, het windveld en de bodem. Ook enkele gelijkvormigheids- en transformatieregels die gehanteerd kunnen worden bij de golfvoorspelling komen aan de orde. Een korte beschouwing zal gewijd worden aan de invloed van de keuze van de definitie van de windsnelheid op het hanteren van de voorspellingsmodellen.

DEFINITIES

Over de significante of kenmerkende golfhoogte (H_s) en periode (T_s) moet helaas opgemerkt worden dat er geen algemeen aanvaarde definities bekend zijn. Voor de significante golfhoogte wordt bij metingen vaak $H_{\frac{1}{3}}$ gebruikt, waarvan de definitie goed is vastgelegd (zie paragraaf 2.3.), maar bij visuele waarnemingen (H_v) is een dergelijke eenduidigheid niet voorhanden. Voor de significante periode is de onduidelijkheid groter: zelfs een definitie van "een" $T_{\frac{1}{3}}$ is niet algemeen aanvaard. Een definitie zou b.v. kunnen zijn het gemiddelde van de nuldoorgangsperioden van het hoogste 1/3 deel van de golven, maar ook de gemiddelde nuldoorgangsperiode van alle golven ($\bar{T}_0$) komt in aanmerking als definitie van T_s . Voor visuele schattingen van de significante periode (T_v) is, evenals bij de significante golfhoogte, geen houvast in de vorm van een goed omschreven definitie. Er bestaan wél richtlijnen voor het verrichten van visuele waarnemingen die uitgegeven zijn door instituten en organisaties zoals b.v. de World Meteorological Organization.

Bij het bespreken van de publikaties die hierna ter sprake komen bestaat niet alleen het probleem dat verschillende definities gebruikt zijn maar meestal wordt zelfs in de publikatie niet aangegeven welke definitie gebruikt is. Door deze vaagheid is het niet mogelijk om de verschillende modellen met elkaar te vergelijken binnen het kader van goed gedefinieerde grootheden.

Het is duidelijk dat er een relatie bestaat tussen H_s en H_v en tussen $\bar{T}_0$ en $\bar{T}_v$. Dergelijke relaties zijn ook wel gepubliceerd, maar enige voorzichtigheid bij het gebruik van de conclusies van een deel van de publikaties lijkt op z'n plaats. Nordenstrøm (1969) constateert, na een goed gefundeerde statistische behandeling van gepubliceerde gegevens, dat veel opmerkingen in vroegere publikaties fout of misleidend zijn. Dit betreft ook zulke bekende

Definities, gelijkvormigheids- en transformatieregels 4.2.

publikaties als b.v. Hogben en Lumb (1967). Ter illustratie zijn twee van de relaties tussen H_3 en H_v en tussen $\bar{T}_0$ en T_v die Nordenstrøm (1969) vindt weergegeven in Bijlage 1.

Het spectrum kan in het standaard windveld goed beschreven worden met behulp van een standaard functie en een beperkt aantal vrije vorm- en schaalparameters. De definitie van deze parameters hangt af van de standaard functie die gekozen wordt en hierop zal verder ingegaan worden bij de behandeling van de methode van het standaard spectrum (paragraaf 4.4.).

Een beschrijving van het standaard windveld werd reeds gegeven in paragraaf 3.2.1., hier volgt een korte definitie. Onder een standaard windveld wordt verstaan een gebied waarbinnen een homogene, stationaire wind (met snelheid U) heerst en dat aan de bovenwindse zijde een rechte begrenzing kent die loodrecht staat op de gemiddelde windrichting. Ook in de tijd kent dit windveld een scherpe begrenzing: vóór een bepaald tijdstip ($t = 0$) is het windstil, daarna heeft de windsnelheid een konstante waarde. Informatie over de ontwikkeling van het golfbeeld in een situatie waar de wind niet konstant is maar gegeven wordt door (4.2.1.) of (4.2.2.) wordt gegeven in paragraaf 5.4.3.

$$U = U_0 (gF/U_0^2)^p \quad (4.2.1.)$$

$$U = U_0 (gt/U_0)^q \quad (4.2.2.)$$

In beginsel is het gebied oneindig groot en blijft de wind ook oneindig lang waaien. De waterdiepte (d) in het gebied is konstant of zó groot dat variaties geen invloed meer hebben op de golfgroei of -voortplanting.

In een standaard windveld kan de golfgroei gevolgd worden als functie van de strijklengte (F , de afstand tot de bovenwindse begrenzing) en de windduur (t , het tijdstip gerekend vanaf het moment dat de wind ging waaien). Beide grootheden geven in feite weer de mate waarin de wind de gelegenheid heeft gehad om energie over te dragen naar het golfveld.

Op de vraag hoe "de" windsnelheid gedefinieerd moet worden is in de literatuur een verscheidenheid aan antwoorden te vinden. In de meeste publikaties wordt een tijdsgemiddelde gebruikt van de windsnelheid op een konstante hoogte (z) boven het gemiddelde water-niveau (U_z). Deze hoogte varieert van ongeveer 7,5 meter tot ongeveer 20 meter (zie b.v. Pierson, 1964). In andere publikaties wordt voorgesteld om de "wrijvingssnelheid" (U_*) te gebruiken. Deze fictieve windsnelheid wordt bepaald door de verhouding tussen de schuifspanning op het wateroppervlak en de dichtheid van de lucht: $U_* = \sqrt{\tau/\rho_a}$. Soms wordt geopperd de windsnelheid op zeer grote hoogte (U_∞) te gebruiken, bij voorkeur boven de atmosferische grenslaag ($z > 200$ m). Van deze mogelijke definities is U_z de meest praktische en waarschijnlijk daarom de meest algemeen aanvaarde. Uit de literatuur blijkt dat er i.h.a. een voorkeur bestaat om $z = 10$ m te kiezen.

De verhouding tussen de windsnelheden op verschillende hoogten onderling en tussen deze windsnelheden en U_* (zie vgl. (4.2.3.)) kan berekend worden als uitgegaan wordt van een logaritmisch windsnelheidsprofiel zoals gegeven in vergelijking (4.2.4.).

4.2. Definities, gelijkvormigheids- en transformatieregels

$$U_*^2 = C_{10} U_{10}^2 \quad (4.2.3.)$$

$$U_z = U_{10} \left\{ 1 + \frac{C_{10}^{\frac{1}{2}}}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{10} \right) \right\} \quad (4.2.4.)$$

Hier is κ de konstante van von Kàrmàn (= 0,4) en C_{10} de wrijvingscoëfficiënt die zelf weer een functie van U_{10} is. Dit profiel is overigens een soort standaard profiel: het werkelijke windsnelheidsprofiel kan hiervan sterk afwijken door b.v. thermische effecten die de stabiliteit van de luchtlagen beïnvloeden. De invloed van de keuze tussen de verschillende definities en de waarde van z komt later in deze paragraaf ter sprake (zie: discussie definitie windsnelheid).

GELIJKVORMIGHEIDSREGELS

De gelijkvormigheidsregels die gebruikt kunnen worden bij het generaliseren van waarnemingen of berekeningen werden reeds door Sverdrup en Munk gebruikt in hun klassieke publikatie van 1946 (Sverdrup en Munk, 1946). Zij veronderstelden dat de relaties tussen de golfparameters en de windveldparameters konden worden weergegeven als universele relaties tussen de dimensieloze golfparameters $\tilde{H}$ en $\tilde{T}$ enerzijds en de dimensieloze windveldparameters $\tilde{F}$ en $\tilde{t}$ anderzijds. In feite werd hiermee verondersteld dat de ontwikkeling van het golfbeeld gelijkvormig is onder uiteenlopende omstandigheden en dat als parameter alleen de zwaartekrachtversnelling van belang is. Korte tijd later stelde Thijsse (1948) voor om ook de diepte op gelijke wijze dimensieloos te maken: gd/U^2 . Later gaf Kitaigorodskii (1961) analoge conclusies voor het spectrum. Hoewel deze gelijkvormigheidsregels vrij algemeen aanvaard zijn worden er golfvoorspellingsmodellen gebruikt die hier geen gebruik van maken. In de publikaties van Dexter (b.v. 1973) worden een aantal voorbeelden gegeven zoals Zobel en Dixon (1970), Abuziarov (1967) en Pore (1970). Een ander voorbeeld is het model dat beschreven word in Darbyshire en Draper (1963). Deze modellen schijnen weinig gemeenschappelijke kenmerken te hebben die systematisch behandeld kunnen worden en daarom worden ze in dit rapport verder buiten beschouwing gelaten.

TRANSFORMATIEREGELS

De strijklengte en de windduur kunnen in elkaar uitgedrukt worden m.b.v. een transformatieregel gebaseerd op de veronderstelling dat een spectrum dat opgewekt is na een bepaalde tijdsduur t bij onbeperkte strijklengte gelijk is aan een spectrum dat opgewekt is na een zekere strijklengte F (bij onbeperkte windduur).

Als de energiedichtheid van iedere golfkomponent zich ontwikkelt en voortplant onafhankelijk van de andere golfcomponenten is voor iedere golfkomponent de equivalentie tussen strijklengte en duur eenvoudig te berekenen m.b.v. de groepssnelheid van die komponent. Voor water met konstante diepte zijn de relaties weergegeven door vergelijkingen (4.2.5.) en (4.2.6.).

$$F_{eq} = c_g \cdot t \cos \theta \quad (4.2.5.)$$

$$t_{eq} = \frac{F}{c_g \cos \theta} \quad (4.2.6.)$$

waarin θ de hoek tussen de windrichting en de voortplanting van de golfkomponent is.

Definities, gelijkvormigheids- en transformatieregels 4.2.

Voor het spectrum als geheel is er in deze zin geen equivalentie omdat de equivalentie voor iedere golfkomponent verschillend is. Maar men zou de komponent met de piekfrequentie f_m kunnen beschouwen als de "drager" van de totale energie van het spectrum. Deze benadering is in zoverre gerechtvaardigd dat voor jonge zeegang de energie sterk geconcentreerd is rond deze piek (scherp gepiekte spectra) waar relatief intensieve niet-lineaire wisselwerking plaatsvindt (zie paragraaf 5.3.4.) waardoor de groepssnelheid van de piekfrequentie inderdaad ongeveer gelijk is aan de snelheid waarmee de totale energie zich voortplant (zie ook paragraaf 5.4.2.). Omdat de piekfrequentie niet konstant is, zal ook de groepssnelheid variëren met de strijklengte of windduur (ook bij konstante waterdiepte) en de equivalentie moet nu worden weergegeven als in de onderstaande vergelijkingen.

$$F_{eq} = \int_0^t c_g dt \text{ of } t_{eq} = \int_0^F (c_g)^{-1} dF$$

of in dimensieloze vorm en met $c_g = g/(4\pi f_m)$ (diep water)

$$\tilde{F}_{eq} = \int_0^{\tilde{t}} (4\pi \tilde{f}_m)^{-1} d\tilde{t} \text{ of } \tilde{t}_{eq} = \int_0^{\tilde{F}} 4\pi \tilde{f}_m d\tilde{F}$$

waarbij $\tilde{f}_m = U f_m / g$. Deze uitdrukkingen kunnen ook gebruikt worden voor de kenmerkende golf als aangenomen wordt dat een éénduidig verband bestaat tussen T_s en f_m (b.v. $T_s = \alpha f_m^{-1}$ met α ongeveer gelijk aan 1).

De hier beschreven gelijkvormigheids- en transformatieregels hebben het aantal onafhankelijke windveld parameters gereduceerd van drie (U , F en t) tot één ($\tilde{F}$). In dit rapport zullen deze regels geaccepteerd worden. Voor commentaar op het gebruik van de transformatieregel kan verwezen worden naar Mitsuyasu en Rikiishi (1978).

DISCUSSIE DEFINITIE WINDSNELHEID

Verzamelingen van waarnemingen van golfkenmerken als functie van $\tilde{F}$, $\tilde{t}$ en $\tilde{d}$ worden in de literatuur uitgebreid aan de orde gesteld. Het blijkt dat de waarnemingen de neiging hebben zich te groeperen langs lijnen die relatief eenvoudig van gedaante zijn. Dit duidt erop dat de gebruikte grootheden inderdaad de meest relevante zijn en dat de gelijkvormigheidsregels in belangrijke mate juist zijn, maar de spreiding rond die lijnen is soms groot. De oorzaak hiervan moet waarschijnlijk worden gezocht in

- de waarnemingen zelf die onderhevig zijn aan schattings- en beoordelingsfouten.
- de onzekerheid in de definitie van de parameters.
- het feit dat het verband tussen de gebruikte dimensieloze parameters toch niet eenduidig is (zoals impliciet verondersteld wordt bij de gelijkvormigheidsregels).

De schattingsfouten ontstaan voor een deel doordat de waarnemingen schattingen zijn van stochastische grootheden zodat de resultaten altijd een steekproefkarakter zullen dragen. Bij visuele waarnemingen en subjectieve beoordelingen zullen schattings- en beoordelingsfouten een grotere rol spelen dan bij instrumentele waarnemingen. Ook het

4.3. Methode van de kenmerkende golf

ontbreken van goede definities van de parameters is van belang. Zo zijn definities voor de significante periode en de windsnelheid niet algemeen aanvaard en de resultaten van de schattingen kunnen nogal verschillen. Daarnaast speelt een rol dat in werkelijkheid de golfopwekkingssituatie nooit "ideaal" is, d.w.z. het standaard windveld wordt nooit gerealiseerd en de schatting van windduur, strijklengte, bodemdpte en windsnelheid is afhankelijk van de subjectieve interpretatie van de waarnemer. Bij een kritische beoordeling van het waarnemingsmateriaal op deze twee punten (a en b) blijkt inderdaad dat een selectie van, of een correctie op de gegevens al een drastische vermindering van de spreiding geeft. Maar er blijft tocht een grote variatie over zodat waarschijnlijk ook factor c een rol speelt. Dat wil zeggen, het verband tussen de gebruikte dimensieloze golf- wind- en bodemparameters is niet éénduidig. Dit zou b.v. kunnen liggen in het feit dat bepaalde parameters die wel relevant zijn, niet zijn opgenomen in het model zoals b.v. het verschil tussen lucht- en watertemperatuur, de turbulentiegraad of de buigheid ("gustiness") van de wind. Wat betreft verkeerd gekozen parameters: hierboven is al gebleken dat de keuze van de definitie van de windsnelheid meer gebaseerd is op praktische dan op theoretische overwegingen, zodat U_z zelf al een verkeerd gekozen windparameter zou kunnen zijn. Op dit laatste wordt nog iets dieper ingegaan in Bijlage 2.

4.3. Methode van de kenmerkende golf

4.3.1. Inleiding

De methode van de kenmerkende golf is de meest eenvoudige methode die beschikbaar is. Dit komt doordat de methode alleen in het standaard windveld, waar het aantal onafhankelijke parameters tot vier beperkt is (U , F , t en d), gebruikt mag worden, terwijl het golfbeeld met slechts twee parameters beschreven wordt (H_s en T_s).

In de literatuur zijn vrij veel waarnemingen gepresenteerd van de ontwikkeling van de parameters van de kenmerkende golf in windvelden die het standaard windveld redelijk dicht benaderen. Deze waarnemingen zijn verricht in laboratoria, op meren, zeeën en oceanen, bij windsnelheden die variëren van enkele centimeters tot tientallen meters per seconde. Ze beslaan dus een groot bereik van de dimensieloze wind- en golfparameters. De kwaliteit loopt sterk uiteen. Gegevens van oudere datum zijn vaak gebaseerd op visuele waarnemingen van twijfelachtige betrouwbaarheid, gegevens van recente datum zijn vaak verkregen met behulp van instrumenten waardoor ze betrouwbaarder zijn. De golfwaarnemingen, in dimensieloze vorm gebracht en gerangschikt als functie van de dimensieloze wind- en bodemparameters, blijken gegroepeerd te zijn langs lijnen die relatief eenvoudig te beschrijven zijn. Deze relaties (groeikrommen) zijn in de literatuur benaderd met grafieken of analytische uitdrukkingen die tot stand zijn gekomen door ze op een min of meer subjectieve wijze te passen in de "puntenwolk" van de waarnemingen.

De beoordeling van de groeikrommen dient in eerste instantie te geschieden op grond van de overeenkomst met dit waarnemingsmateriaal maar bij voorkeur ook op grond van de overeenkomst met gegevens uit andere bronnen. In tweede instantie kan worden nagegaan wat de resultaten zijn van het toepassen van de groeikrommen in operationele voorspellingssituaties (d.w.z. ten behoeve van beheer of ontwerp van constructies, scheepvaartbegeleiding e.d.) door in die situaties de voorspelde en werkelijk opgetreden golfparameters met elkaar te vergelijken.

De inventarisatie van de groeikrommen, de beoordeling van die krommen tegen de achtergrond van de waarnemingen en de beoordeling op grond van voorspellingsresultaten zullen voor de significante golfhoogte en significante golfperiode afzonderlijk behandeld worden. De beperkingen in de groei ten gevolge van een beperkte waterdiepte worden eveneens apart behandeld. De invloed van een beperkte breedte van het windveld wordt behandeld in het volgende hoofdstuk (hoofdstuk 5.) omdat de beperking in de breedte een afwijking is ten opzichte van het standaard windveld.

4.3.2. Waarnemingsmateriaal

In deze paragraaf wordt aangegeven welke waarnemingen zullen worden gebruikt bij het beoordelen van de gepubliceerde groeikrommen en uit welke bronnen deze waarnemingen afkomstig zijn. Hier wordt uitsluitend gebruik gemaakt van waarnemingen die zijn uitgevoerd in termen van de kenmerkende golf. De waarden van H_s en T_s kunnen ook afgeleid worden uit metingen van spectra maar dit is een essentieel andere benadering die voorlopig apart behandeld wordt (paragraaf 4.4.). De gegevens van beide benaderingen worden met elkaar vergeleken in paragraaf 4.5.

De verzameling van gepubliceerde waarnemingen van de dimensieloze golfkarakteristieken $\tilde{H}$ en $\tilde{T}$ als functie van de dimensieloze windveld- en bodemkarakteristieken $\tilde{F}$, $\tilde{t}$ en $\tilde{d}$ is zeer uitgebreid en het is niet zinvol om een volledig overzicht te geven van al deze publikaties. Het lijkt het meest efficiënt om de gegevens van een aantal redelijk bekende overzichtsartikelen bijeen te brengen en een kritisch oordeel te geven over deze sub-verzameling. Een dergelijk oordeel is, zoals in de vorige paragraaf al bleek, nodig vóórdat waarnemingen aanvaard kunnen worden als toetsmateriaal voor de groeikrommen. Dergelijke artikelen zijn o.a. gepubliceerd door Wilson (1965), Wiegel (b.v. 1964), Bretschneider (b.v. 1965), Dobroklonskiy e.a. (1973) en Krylov e.a. (1976). Ter aanvulling op deze publikaties, vooral wat betreft de afhankelijkheid van de golfgroei van de bodemdiepte, is gebruik gemaakt van enige Nederlandse bronnen: Roest (1960), v.d. Molen (1972) en de Reus (1977).

Naast het toetsen van de groeikrommen aan de hand van genoemde gegevens kunnen ook de resultaten beschouwd worden van het hanteren van de groeikrommen in operationele toepassingen. Hier zal gebruik gemaakt worden van de publikaties van Brebner (1962), Dattari en Renukaradhya (1970) en Ou en Tang (1974).

AFHANKELIJKHEID VAN STRUJKLENGTE, DUUR EN BODEMDIEPTE

In beginsel zouden de dimensieloze golfkarakteristieken $\tilde{H}$ en $\tilde{T}$ behandeld moeten worden als functie van de drie onafhankelijke variabelen $\tilde{F}$, $\tilde{t}$ en $\tilde{d}$:

$$\begin{aligned}\tilde{H} &= \tilde{H}(\tilde{F}, \tilde{t}, \tilde{d}) \\ \text{en } \tilde{T} &= \tilde{T}(\tilde{F}, \tilde{t}, \tilde{d})\end{aligned}$$

Dergelijke waarnemingsverzamelingen zijn echter zeldzaam en gezien de wijze waarop waarnemingen gepresenteerd worden in de meeste publikaties, moet een splitsing in variabelen worden gemaakt:

$$\left. \begin{aligned}\tilde{H} &= \tilde{H}(\tilde{F}) \\ \tilde{T} &= \tilde{T}(\tilde{F})\end{aligned} \right\} \text{ met } \tilde{t} \text{ en } \tilde{d} \text{ onbeperkt}$$

4.3.2. Waarnemingsmateriaal

$$\left. \begin{array}{l} \tilde{H} = \tilde{H}(\tilde{d}) \\ \tilde{T} = \tilde{T}(\tilde{d}) \end{array} \right\} \text{ met } \tilde{F} \text{ en } \tilde{t} \text{ onbeperkt}$$

De waarden van $\tilde{H}$ en $\tilde{T}$ bij onbeperkte strijklengte en windduur zullen aangegeven worden door $\tilde{H}_\infty$ en $\tilde{T}_\infty$.

Waarnemingen van $\tilde{H}$ en $\tilde{T}$ als functie van $\tilde{t}$ (met $\tilde{F}$ en $\tilde{d}$ onbeperkt) zijn dermate zeldzaam en onbetrouwbaar dat er in dit rapport vanuit gegaan wordt dat de afwijkingen die ontstaan door het toepassen van de hiervoor gegeven transformatieregels gering zijn ten opzichte van de spreiding van die waarnemingen.

$\tilde{H}$ EN $\tilde{T}$ ALS FUNCTIE VAN $\tilde{F}$ ($\tilde{t}$ EN $\tilde{d}$ ONBEPERKT)

De meest interessante publikatie voor deze waarnemingen is die van Wilson (1965) omdat hij naast een overzicht van een groot aantal gepubliceerde gegevens ook een kritische beoordeling daarvan geeft. In deze kritische benadering accepteert Wilson oudere waarnemingen alleen als die gecontroleerd of opnieuw bewerkt konden worden en meer recente waarnemingen als die verkregen waren met geijkte meetinstrumenten. Voor een deel van de waarnemingen heeft hij de windsnelheid gecorrigeerd omdat in bepaalde gevallen de windsnelheid op slechts enkele centimeters boven het wateroppervlak was gemeten (gecorrigeerd naar standaardhoogte $z = 10$ m). Deze belangrijke en voor de hand liggende correctie is in andere publikaties meestal niet uitgevoerd.

Ook Bretschneider (1965), Wiegel (1964) en Krylov e.a. (1976) geven overzichten van gepubliceerde gegevens maar voor een groot deel betreft het dezelfde publikaties die Wilson (1965) beschouwde. Omdat in deze publikaties de waarnemingen minder kritisch beoordeeld zijn dan in die van Wilson (1965) is de spreiding in deze verzamelingen aanmerkelijk groter.

Het overzicht van Dobroklonskiy e.a. (1973) is in zoverre interessant dat hierin gegevens zijn verzameld van veertien publikaties waarvan tien Russische. Helaas is voor de meeste waarnemingen niet aangegeven hoe ze zijn uitgevoerd (visueel of instrumenteel), zodat de kwaliteit van het materiaal moeilijk te beoordelen is. Er zijn enkele aanwijzingen die erop duiden dat voorzichtigheid geboden is. Zo zijn er waarnemingen in opgenomen uit 1932, een datum die i.h.a. geen vertrouwen wekt en er zijn waarnemingen in opgenomen die Wilson (1965) niet accepteerde. De gemiddelde waarde van $\tilde{H}$ als functie van $\tilde{F}$, afgeleid uit de waarnemingsverzameling van Dobroklonskiy e.a. (1973), is ongeveer 20% tot 50% hoger dan die afgeleid uit de verzameling van Wilson (1965). Voor waarnemingen van $\tilde{T}$ is het verschil minder gelijkmatig verdeeld, hier zijn de verschillen vooral opvallend voor kleine en grote waarden van $\tilde{F}$ (zie Bijlage 3 en 4).

Op grond van het feit dat van de genoemde vijf overzichtsartikelen dat van Wilson de meest betrouwbare indruk maakt, zijn de gegevens van dat artikel gekozen als basis voor het beoordelen van de groeikrommen. In de verzameling die Wilson uiteindelijk accepteert zijn een groot aantal waarnemingen opgenomen die verricht zijn in zeer uiteenlopende omstandigheden. Wilson geeft de dimensieloze golfhoogte $\tilde{H}$ en de dimensieloze fase-snelheid $\tilde{c}$ ($\tilde{c} = c/U$) als functie van $\tilde{F}$. Verondersteld wordt dat $c = (g/2\pi)T_s$ (Bijlage 4).

OPERATIONELE SITUATIES

Als de groeikrommen goed gebruikt worden in omstandigheden waarvoor ze ontworpen zijn (het standaard windveld), dan kan in het meest gunstige geval verwacht worden dat de afwijking tussen voorspelde en gemeten H_s en T_s van dezelfde orde van grootte zal zijn als het verschil tussen de groeikrommen en een individuele waarneming van de hiervoor behandelde verzamelingen. "In het meest gunstige geval", omdat in de hiervoor behandelde verzameling de windsnelheden meestal gemeten waren terwijl voorspellingen gebaseerd worden op verwachte windsnelheden waardoor extra foutenbronnen worden geïntroduceerd. De golfparameters worden echter ook wel berekend aan de hand van historische windgegevens. Dit wordt in de engelse literatuur "hindcasting" genoemd. Omdat in die gevallen de wind meestal is waargenomen (vaak gemeten) vervalt een belangrijk deel van deze extra foutenbronnen.

De gegevens worden wel gepresenteerd in de vorm van grafieken waarin de berekende golfparameter wordt gegeven als functie van de waargenomen golfparameter (strooi-diagram of "scatter diagram").

Op de gegevens van een strooi-diagram kan een eenvoudige statistische analyse uitgevoerd worden om onder meer de gemiddelde afwijking, de lineaire regressiecoëfficiënt* en de standaardafwijking van het verschil tussen waargenomen en berekende waarde te bepalen. De absolute waarden van de voorspellingsfouten zijn in het kader van dit rapport meestal minder interessant dan de relatieve waarden en daarom is het begrip strooi-index geïntroduceerd. Deze index is de voorspellingsfout genormaliseerd op het gemiddelde van de waarnemingen of nader gedefinieerd: de standaardafwijking van het verschil van de waargenomen en berekende waarden, gedeeld door het gemiddelde van de waargenomen waarden. De strooi-index geeft slechts een zeer globale, maar voor dit rapport voldoende indruk van de voorspellingsfout. Voor andere doeleinden zoals b.v. het beoordelen van de resultaten in extreme situaties lijkt deze strooi-index minder geschikt. De term strooi-index suggereert enigszins dat het een maat is voor de spreiding rond een gemiddelde afwijking. Merk echter op dat de strooi-index betrekking heeft op de spreiding van de totale afwijking.

$\tilde{H}$ EN $\tilde{T}$ ALS FUNCTIE VAN $\tilde{d}$ ($\tilde{F}$ EN $\tilde{t}$ ONBEPERKT)

Over waarnemingen van de dimensieloze golfparameters $\tilde{H}$ en $\tilde{T}$ als functie van de dimensieloze diepte $\tilde{d}$ (bij $\tilde{F}$ en $\tilde{t}$ onbepaald) is weinig gepubliceerd en de kwaliteit van de gegevens is moeilijk te beoordelen. Een overzichtsartikel met een kritische beschouwing van gepubliceerde waarnemingen is niet gevonden en daarom wordt hier gebruik gemaakt van een aantal afzonderlijke publikaties: Roest (1960), v.d. Molen (1972), de Reus (1977) en Bretschneider (1954). De gegevens van Roest en v.d. Molen (die betrekking hebben op waarnemingen in het IJsselmeer) zijn opgenomen in de publikatie van de Reus die deze verzameling uitbreidde met waarnemingen die zijn uitgevoerd op de Waddenzee. Bretschneider beschrijft waarnemingen die zijn uitgevoerd in de Golf van Mexico en op Lake Okeechobee (V.S.).

Een belangrijk deel van de waargenomen golfsituaties kan niet beschouwd worden als "volgroeid" (volgroeid bij de gegeven diepte) en de waarnemingen moeten, om als verge-

* De gegevens in een strooi-diagram worden benaderd, in de zin van de kleinste kwadraten, door een rechte lijn: berekend = $a \times$ waargenomen, waar a de lineaire regressiecoëfficiënt is.

4.3.3. Inventarisatie en evaluatie diep water groeikrommen

lijkmateriaal te dienen, zodanig geselecteerd worden dat de invloed van beperkende duur of strijklengte verwijderd wordt. Deze selectie is uitgevoerd door Bretschneider en de Reus maar de basis van de criteria die daarbij gebruikt worden is in geen van beide publicaties duidelijk omschreven. Het resultaat van deze selecties is weergegeven in Bijlage 5a en 5b.

4.3.3. *Inventarisatie en evaluatie diep water groeikrommen*

Uitgaande van het type waarnemingen dat in het voorafgaande behandeld werd is het mogelijk om de parameters van de kenmerkende golf te voorspellen in het standaard windveld. De meest eenvoudige techniek die daarbij gevolgd kan worden is het comprimeren van de waarnemingen tot éénduidige verbanden tussen de dimensieloze golf-, windveld- en bodemparameters.

Gezien de spreiding in de waarnemingen zou bij het formuleren van deze relaties gebruik gemaakt moeten worden van statistische methoden omdat hiermee zowel de gemiddelde ligging als de spreiding van de gegevens objectief kan worden beschreven. Met name de z.g. regressieanalyse komt hiervoor in aanmerking. In de literatuur over de groeikrommen wordt hier echter nauwelijks of geen aandacht aan besteed. De meeste groeikrommen schijnen tot stand gekomen te zijn door "op 't oog" een vloeiende lijn door de puntenwolk te tekenen. Voor het beschrijven van die lijn kunnen analytische uitdrukkingen worden gebruikt die vaak van de volgende gedaante zijn:

$$\tilde{H} = A \tanh(k_1 \tilde{F}^{m_1}) \quad (4.3.3.1.)$$

$$\tilde{T} = 2\pi B \tanh(k_2 \tilde{F}^{m_2}) \quad (4.3.3.2.)$$

De verzameling groeikrommen die in dit rapport beschouwd wordt is in zoverre willekeurig van samenstelling dat naast de in Nederland meest bekende groeikrommen ook een aantal tamelijk arbitrair gekozen groeikrommen opgenomen is. Hoewel dit aantal beperkt is lijkt het totaal toch een redelijk goed beeld te geven van de groeikrommen die in de loop der tijd gepubliceerd zijn.

INVENTARISATIE DIEP WATER GROEIKROMMEN

De grafische voorstellingen van de groeikrommen worden gepresenteerd in Bijlage 6, formules en enkele opmerkingen worden hier gegeven.

Bretschneider (1973)

De uitdrukkingen van Bretschneider zijn identiek aan die in het Shore Protection Manual (CERC, 1973).

$$\begin{aligned}\tilde{H} &= 0,283 \tanh(0,0125 \tilde{F}^{0,42}) \\ \tilde{T} &= 1,2 \cdot 2\pi \tanh(0,077 \tilde{F}^{0,25})\end{aligned}$$

Dobroklonskiy e.a. (1973)

In de publikatie zijn niet $\tilde{H}$ en $\tilde{T}$ gegeven maar $g\bar{H}/U_g^2$ en $\bar{c}/U_g$. Verondersteld is hier dat $H_3 = 1,6\bar{H}$ (volgt uit Rayleigh verdeling), dat $\bar{c} = gT_s/2\pi$ en dat $U_{10} = U_g$. De uitdrukkingen kunnen dan worden geschreven als:

Inventarisatie en evaluatie diep water groeikrommen 4.3.3.

$$\begin{aligned}\tilde{H} &= 0,0030 \tilde{F}^{0,40} && \text{voor } 2 \cdot 10^{-1} < \tilde{F} < 1,6 \cdot 10^4 \\ \tilde{H} &= 0,256 && \text{voor } \tilde{F} \rightarrow \infty \\ \tilde{T} &= 0,0338 \cdot 2\pi \tilde{F}^{0,25} && \text{voor } 2 \cdot 10^{-1} < \tilde{F} < 2 \cdot 10^4 \\ \tilde{T} &= 0,80 \cdot 2\pi && \text{voor } \tilde{F} \rightarrow \infty\end{aligned}$$

De waarde van de konstante 0,0338 in de uitdrukking voor $\tilde{T}$ is waarschijnlijk niet goed (deze waarde wordt zowel in het Russische artikel als in de Engelse vertaling daarvan gegeven) omdat de illustratie die in de publikaties wordt gegeven hiermee niet in overeenstemming is (een waarde 0,074 lijkt meer waarschijnlijk).

Groen en Dorrestein (1958)

De windsnelheid wordt niet gedefinieerd.

Verondersteld wordt hier dat $U = U_{10}$. Alleen grafieken zijn gegeven.

Groen en Dorrestein (1976)

Ook hier is verondersteld dat $U = U_{10}$. De analytische uitdrukkingen die gebruikt zijn voor het samenstellen van de grafieken werden gegeven door Bouws (1976). De groeikrommen worden ook gebruikt in de handleiding voor golfvoorspelling van de World Meteorological Organization (1976).

$$\begin{aligned}\tilde{H} &= 0,24 \tanh(0,015 \tilde{F}^{0,45}) && \text{voor } \tilde{F} > 10 \\ \tilde{T} &= 2\pi \tanh(0,0345 \tilde{F}^{0,37}) && \text{voor } \tilde{F} > 400 \\ \tilde{T} &= 0,502 \tilde{F}^{0,225} && \text{voor } 10 < \tilde{F} < 400\end{aligned}$$

Krylove e.a. (1976)

In deze publikatie zijn niet $\tilde{H}$ en $\tilde{T}$ gegeven maar $g\bar{H}/U^2$ en $g\bar{T}_0/U$. Evenals hierboven bij Dobroklonskiy e.a. (1973) is verondersteld dat $H_{\frac{1}{3}} = 1,6 \bar{H}$. Voor de relatie $\bar{T}_0 - T_s$ is verondersteld dat $\bar{T}_0 = 0,75 T_s$ (zie Goda, 1974) waarbij $T_s = T_{\frac{1}{3}}$ met de definitie van $T_{\frac{1}{3}}$ die in paragraaf 4.2. gesuggereerd wordt. Tevens wordt verondersteld $U = U_{10}$.

$$\begin{aligned}\tilde{H} &= 0,256[1 - \{1 + 0,006 \tilde{F}^{\frac{1}{2}}\}^{-2}] \\ \tilde{T} &= 3,08 \cdot 2\pi \tilde{H}^{0,625}\end{aligned}$$

voor kleine waarden van $\tilde{F}$ naderen deze uitdrukkingen tot:

$$\begin{aligned}\tilde{H} &= 0,0031 \tilde{F}^{\frac{1}{2}} \\ \tilde{T} &= 0,0828 \cdot 2\pi \tilde{F}^{0,312}\end{aligned}$$

en voor $\tilde{F} \rightarrow \infty$ tot:

$$\begin{aligned}\tilde{H} &= 0,256 \\ \tilde{T} &= 1,31 \cdot 2\pi\end{aligned}$$

Ou en Tang (1974)

Na correctie voor enkele duidelijke fouten in de gepubliceerde waarden van de konstanten (b.v. factor 100).

$$\begin{aligned}\tilde{H} &= 0,184 \tanh(0,02 \tilde{F}^{0,4}) \\ \tilde{T} &= 0,971 \cdot 2\pi \tanh(0,0406 \tilde{F}^{0,32})\end{aligned}$$

4.3.3. Inventarisatie en evaluatie diep water groeikrommen

Sverdrup en Munk (1946)

In deze publikatie worden de relaties tussen gH/U^2 en c/U enerzijds en gF/U^2 anderzijds gegeven. Verondersteld wordt hier dat $\tilde{H} = gH/U^2$, $c = gT_s/2\pi$ en $U = U_{10}$.

Alleen grafieken zijn gepubliceerd. De grafieken zijn identiek aan die van Sverdrup en Munk (1947).

Thijssse (1948)

In deze publikatie worden de relaties tussen gH/U^2 en gr/U^2 enerzijds en gF/U^2 anderzijds gegeven. Hierbij is $r = L/2\pi$ en L is "de" golflengte. Verondersteld is hier dat $L = gT_s^2/2\pi$. De windsnelheid is gedefinieerd als $U = [U_2^7/(5gz)]^{1/4}$.

Voor $z = 10$ m wordt $U = 0,29 U_{10}^{1/4}$ (m/s). Het blijkt dat $U \approx U_{10}$ bij 22 m/s. De invloed van deze definitie op het gebruik van de groeikrommen wordt getoond in Bijlage 2.

Wilson (1955)

Gegeven worden gH/U^2 en c/U als functie van gF/U^2 . Verondersteld wordt hier dat $H_s = H$, $c = gT_s/2\pi$ en $U = U_{10}$.

$$\left. \begin{aligned} \tilde{H} &= 0,26 \tanh(0,01 \tilde{F}^{1/2}) \\ \tilde{T} &= 1,4 \cdot 2\pi \tanh(0,0436 \tilde{F}^{1/2}) \end{aligned} \right\} \text{ voor } \tilde{F} > 10^{-1}$$

Wilson (1965)

Dezelfde veronderstellingen als bij Wilson (1955) zijn gebruikt.

$$\left. \begin{aligned} \tilde{H} &= 0,30[1 - \{1 + 0,004 \tilde{F}^{1/2}\}^{-2}] \\ \tilde{T} &= 1,37 \cdot 2\pi[1 - \{1 + 0,008 \tilde{F}^{1/2}\}^{-5}] \end{aligned} \right\} \text{ voor } \tilde{F} > 10^{-2}$$

Voor kleine waarden van $\tilde{F}$ naderen deze uitdrukkingen tot:

$$\begin{aligned} \tilde{H} &= 0,0024 \tilde{F}^{1/2} \\ \tilde{T} &= 2\pi \cdot 0,0548 \tilde{F}^{1/2} \end{aligned}$$

en voor $\tilde{F} \rightarrow \infty$ tot:

$$\begin{aligned} \tilde{H} &= 0,30 \\ \tilde{T} &= 1,37 \cdot 2\pi \end{aligned}$$

EVALUATIE DIEP WATER GROEIKROMMEN

Een eerste beoordeling van de groeikrommen vindt plaats op grond van de overeenkomst met de verzameling waarnemingen van Wilson (1965). Daarbij is als maatstaf gebruikt de mate waarin de groeikromme het gemiddelde van de waarnemingen (als functie van $\tilde{F}$) benadert. De beoordeling wordt uitgevoerd voor drie delen van de $\tilde{F}$ -as:

$$\begin{aligned} \tilde{F} &< 10 \quad \text{vnl. zeer kleine golven (meestal laboratoriumsituaties).} \\ 10 &< \tilde{F} < 10^4 \quad \text{vnl. golven op meren en binnenzeeën.} \\ \tilde{F} &> 10^4 \quad \text{vnl. golven op zee en oceaan.} \end{aligned}$$

Na de eerste beoordeling volgt een tweede in termen van resultaten van operationele toepassingen.

DE SIGNIFICANTE GOLFHOOGTE (Bijlage 6)

$\tilde{F} < 10$ Een vrij goede overeenkomst tussen de waarnemingen en de groeikrommen wordt gevonden voor Wilson (1965) en Wilson (1955). De groeikrommen van Bretschneider (1973), Ou en Tang (1974) geven bijzonder hoge waarden voor $\tilde{H}$. Dobroklonskiy e.a. (1973), Thijsse (1948) en Sverdrup en Munk (1946) geven alleen waarden voor $\tilde{H}$ als $\tilde{F}$ groter dan respectievelijk 0,2; 1,0 en 1,0. De eerste twee van deze drie geven hoge waarden voor $\tilde{H}$ maar de laatste geeft waarden die goed overeenkomen met de waarnemingen. Ook de groeikromme van Krylov e.a. (1976) geeft vrij hoge waarden voor $\tilde{H}$. In de publicatie van Groen en Dorrestein (1958, 1976) worden de groeikrommen niet gegeven voor $\tilde{F} < 10$.

$10 < \tilde{F} < 10^4$ In dit gebied geven Dobroklonskiy e.a. (1973) de waarnemingen nog het beste weer, gevolgd door Wilson (1965), Bretschneider (1973) en Ou en Tang (1974). Bijzonder goed is de overeenkomst bepaald niet omdat de waarden van $\tilde{H}$ van de eerstgenoemde groeikromme het gemiddelde van de waarnemingen van Wilson (1965) 25-50% onderschatten en de drie andere groeikrommen dit gemiddelde 50-100% overschatten. De groeikrommen van Sverdrup en Munk (1946) en Groen en Dorrestein (1958) zijn voor $10 < \tilde{F} < 100$ heel redelijk maar voor hogere waarden van $\tilde{F}$ wordt $\tilde{H}$ vrij groot (tot ongeveer tweemaal het gemiddelde van de waarnemingen bij $\tilde{F} \approx 10^4$). De groeikrommen van Thijsse (1948) en Groen en Dorrestein (1976) geven dit laatste beeld ook maar geven bovendien voor $10 < \tilde{F} < 100$ te hoge waarden voor $\tilde{H}$ (ongeveer 1,3-1,5 maal het gemiddelde van de waarnemingen). Ook de groeikromme van Wilson (1955) geeft veel te hoge waarden voor $\tilde{H}$ bij $\tilde{F} \approx 10^4$ maar de afwijkingen voor $10 < \tilde{F} < 100$ zijn iets kleiner. De groeikromme van Krylov e.a. (1976) geeft vrij hoge waarden voor $\tilde{H}$. De afwijkingen worden kleiner voor grotere waarden van $\tilde{F}$.

$\tilde{F} > 10^4$ Gezien de schaarste en de spreiding van de waarnemingen van $\tilde{H}$ voor $\tilde{F} > 10^4$ is de beoordeling in dit gebied moeilijk. Een belangrijk gegeven is de limietwaarde van $\tilde{H}$ als $\tilde{F} \rightarrow \infty$. Deze waarde loopt voor de verschillende groeikrommen uiteen van 0,18 (Thijsse 1948) tot 0,30 (Wilson 1965). Vooruitlopend op de gegevens omtrent de parameters van het standaard spectrum (paragraaf 4.5.2.) wordt hier reeds gesteld dat de limietwaarde van $\tilde{H}$ ongeveer 0,24 bedraagt. Deze waarde past in de verzameling waarnemingen van Wilson (1965) maar lijkt iets aan de lage kant te zijn. De groeikrommen die deze waarde goed benaderen zijn die van Groen en Dorrestein (1976), Dobroklonskiy e.a. (1973),

	$\tilde{F} < 10$	$10 < \tilde{F} < 10^4$	$\tilde{F} > 10^4$	totaal
Bretschneider (1973)	2	1	2	1
Dobroklonskiy e.a. (1973)	2	1	1	1
Groen en Dorrestein (1958)	–	2	2	2
Groen en Dorrestein (1976)	–	3	1	2
Krylov e.a. (1976)	2	2	1	2
Ou en Tang (1974)	2	1	3	1
Sverdrup en Munk (1946)	3	3	1	2
Thijsse (1948)	3	3	3	3
Wilson (1955)	1	3	1	2
Wilson (1965)	1	1	3	1

Tabel 4.3.3.I. Beoordeling van de diep water groeikrommen voor $\tilde{H}$.

4.3.3. Inventarisatie en evaluatie diep water groeikrommen

Wilson (1955), Sverdrup en Munk (1946) en Krylov e.a. (1976). De limietwaarden van Thijssse (1948) en Ou en Tang (1974) zijn te laag, terwijl die van Bretschneider (1973) en Wilson (1965) te hoog zijn.

Getracht is de verschillende groeikrommen visueel te rangschikken naar de mate waarin zij afwijken van het gemiddelde van $\tilde{H}$, als functie van $\tilde{F}$ van het geselecteerde waarnemingsmateriaal. Daarbij is een onderschied gemaakt in drie klassen. Dit aantal klassen lijkt in overeenstemming te zijn met het onderscheidend vermogen van de beoordeling. Het aangegeven cijfer in Tabel 4.3.3.1. is het klassennummer van de groeikromme. Het laagste klassennummer komt overeen met de hoogste waardering. De totaalbeoordeling van iedere groeikromme, zoals weergegeven in de laatste kolom, is gebaseerd op een gemiddelde van de klassennummers waarbij voor de verschillende intervallen van $\tilde{F}$ de volgende gewichten zijn toegekend:

$$\begin{aligned}\tilde{F} < 10 &\rightarrow 1 \\ 10 < \tilde{F} < 10^4 &\rightarrow 5 \\ \tilde{F} > 10^4 &\rightarrow 2\end{aligned}$$

Dit overzicht geeft alleen weer wat de onderlinge verhouding is in waardering. Een uitspraak over de absolute mate van overeenkomst is in kwantitatieve zin alleen te geven m.b.v. de hiervoor genoemde regressieanalyse. Hier kan alleen opgemerkt worden dat zelfs de groeikromme met de beste overeenkomst met de waarnemingen de golfhoogte ongeveer 25-50% overschat (voor $10 < \tilde{F} < 10^4$) t.o.v. het gemiddelde van de waarnemingen.

Zoals blijkt uit de behandeling van de invloed van definitie van de windsnelheid in Bijlage 2, is het heel goed mogelijk dat voor golfvoorspelling op zee of de oceaan hogere waarden van $\tilde{H}$ verwacht moeten worden dan die in de verzameling waarnemingen van Wilson (1965). Hierdoor zouden in die situaties de groeikrommen van b.v. Wilson (1965) of Groen en Dorrestein (1976) hoger gewaardeerd kunnen worden. Ook de beoordeling van de groeikromme van Thijssse (1948) is wellicht beter indien rekening gehouden wordt met de definitie van de windsnelheid zoals die beschouwd wordt in Bijlage 2.

Over de groeikrommen van Wilson (1965) en Dobroklonskiy e.a. (1973) kunnen nog twee opmerkingen gemaakt worden n.a.v. de goede beoordeling die hier gegeven wordt. De groeikromme van Wilson (1965) is voor een deel gebaseerd op de bij de beoordeling gehanteerde verzameling waarnemingen en het lijkt dus voor de hand te liggen dat die groeikromme een hoge waardering ontvangt. Deze groeikromme is echter ook gebaseerd op het optimaliseren van het golfvoorspellingsmodel van Wilson (1965) m.b.v. voorspellingen en waarnemingen in een storm op de Atlantische Oceaan (zie paragraaf 5.2.4.). Het gevolg hiervan is dat zijn groeikromme toch nog sterk afwijkt van het gemiddelde van de waarnemingen (b.v. de waarde van $\tilde{H}$ voor $\tilde{F} \approx 1000$ is ongeveer 1,5 maal het gemiddelde van de waarnemingen). Deze "correctie" van Wilson duidt op eenzelfde soort ervaring als die van het KNMI die besproken wordt in Bijlage 2. Dat de groeikromme van Dobroklonskiy e.a. (1973) als een van de beste beoordeeld wordt is opvallend omdat de verzameling waarnemingen waarop deze groeikromme gebaseerd is niet geaccepteerd werd als vergelijkingsmateriaal. Het verschil tussen deze groeikromme en die van Wilson (1965) is praktisch verwaarloosbaar voor $10 < \tilde{F} < 10^4$.

Inventarisatie en evaluatie diep water groeikrommen 4.3.3.

OPERATIONELE SITUATIES

Brebner (1962) gebruikte groeikrommen die gegeven zijn in het BEB Techn. Rep. No. 4 (1961) om golven te voorspellen op Lake Erie en Lake Ontario (Canada) m.b.v. gemeten windsnelheden. De resultaten hiervan zijn gegeven in Bijlage 7a en Tabel 4.3.3.II. Brebner merkt op dat de waarnemingen van de lage golven niet betrouwbaar zijn en naar zijn mening zijn voor deze golven de verschillen tussen "hindcasted" en gemeten golven kleiner dan aangegeven in het strooi-diagram.

Dattari en Renukaradhya (1970) gebruikten de voorschriften van het CERC Techn. Rep. No. 4 (1966) om golven te voorspellen voor de westkust van India m.b.v. wind snelheden die berekend werden uit isobarenpatronen. Het strooi-diagram dat zij publiceerden is gegeven op Bijlage 8. De strooi-index voor de significante golfhoogte is vrijwel gelijk aan die van de gegevens van Brebner. Gezien de waarde van de strooi-index ($\approx 50\%$) kan de conclusie van Dattari en Renukaradhya (1970) dat de berekende golfhoogte goed overeenkomt met de waargenomen golfhoogten niet onderschreven worden.

Ou en Tang (1974) pasten de methode van de kenmerkende golf toe in de Straat van Taiwan voor een periode van vijf dagen. Het strooi-diagram van deze voorspellingen is gegeven in Bijlage 9. De resultaten weergegeven door de strooi-index zijn aanmerkelijk beter dan van Brebner (1962) en Dattari en Renukaradhya (1970).

	aantal waarnemingen	bereik van waarnemingen	gemiddelde waarde van de waarnemingen	gemiddelde afw. (voorspeld-waargenomen)	lineaire regressie-coëfficiënt	st. afw. van de afwijking	strooi-index in % *
H_s							
Brebner (1962)	50	0,34-1,74	0,87	0,30	1,29	0,42	48
Dattari en Renukaradhya (1970)	90	0,50-2,66	1,37	-0,18	0,84	0,67	49
Ou en Tang (1974)	17	1,67-3,10	2,54	-0,04	0,99	0,57	23
T_s							
Brebner (1962)	94	4,0 -6,4	5,2	0,1	1,00	0,36	7

* zie noot blz. 123

eenheden dimensieloos, in meters of seconden.

Tabel 4.3.3.II. Voorspellingsresultaten van de methode van de kenmerkende golf (diep water).

DE SIGNIFICANTE GOLFPERIODE (Bijlage 6)

De beoordeling van de groeikrommen wordt weer eerst gegeven op grond van de overeenkomst met waarnemingen van Wilson (1965). Daarna volgt de beoordeling in operationele situaties.

4.3.3. Inventarisatie en evaluatie diep water groeikrommen

$\tilde{F} < 10$ In dit gebied geven Wilson (1965) en Wilson (1955) een goede benadering van de waarnemingen. Dobroklonskiy e.a. (1973) overschatten de waarde van $\tilde{T}$ en Ou en Tang (1974) onderschatten deze. Bretschneider (1973) en Krylov e.a. (1976) geven zeer hoge waarden van $\tilde{T}$ evenals Thijssse (1948). Deze laatste groeikromme is niet gegeven voor $\tilde{F} < 1$. Dit laatste geldt ook voor de groeikromme van Sverdrup en Munk (1946) maar de waarde van $\tilde{T}$ wordt beter weergegeven dan door Thijssse (1948). In de publikaties van Groen en Dorrestein (1958, 1976) worden de groeikrommen niet gegeven voor $\tilde{F} < 10$.

$10 < \tilde{F} < 10^4$ Voor dit bereik van $\tilde{F}$ tonen Wilson (1965), Sverdrup en Munk (1946) en Groen en Dorrestein (1976) een uitstekende overeenkomst met de waarnemingen. Door Groen en Dorrestein (1958) worden iets te hoge waarden gegeven voor $10^2 < \tilde{F} < 10^3$. Dobroklonskiy e.a. (1973) geven iets te lage waarden voor hoge waarden van $\tilde{F}$, evenals Thijssse (1948) maar deze laatste groeikromme geeft bovendien iets te hoge waarden voor $\tilde{T}$ bij lagere waarden van $\tilde{F}$. Dit laatste geldt ook voor de groeikromme van Bretschneider (1973). De groeikromme van Ou en Tang (1974) geeft te lage waarden van $\tilde{T}$, terwijl die van Wilson (1955) en Krylov e.a. (1976) te hoge waarden geven.

$\tilde{F} > 10^4$ Op grond van dezelfde overwegingen die gebruikt zijn bij de beoordeling van de groeikromme voor $\tilde{H}$ wordt hier vooruitgelopen op de gegevens omtrent de parameters van het standaard spectrum. Het blijkt (paragraaf 4.5.3.) dat de limietwaarde van $\tilde{T}$ ongeveer $1,2 \cdot 2\pi$ bedraagt. Als compromis tussen deze waarde en de waarnemingen zoals gegeven door Wilson (1965) wordt hier de waarde $1,3 \cdot 2\pi$ gehanteerd als maatstaf. Deze waarde wordt gebruikt door Groen en Dorrestein (1958, 1976).

Bretschneider (1973), Wilson (1965) en Sverdrup en Munk (1948) geven limietwaarden die redelijk goed overeenkomen met $1,3 \cdot 2\pi$ (de waarden zijn respectievelijk ongeveer $1,2 \cdot 2\pi$, $1,37 \cdot 2\pi$ en $1,36 \cdot 2\pi$) en de groeikrommen tonen ook redelijke overeenkomst met de waarnemingen voor $\tilde{F} > 10^4$. De groeikrommen van Wilson (1955) en Krylov e.a. (1976) geven overal in het beschouwde $\tilde{F}$ -bereik te hoge waarden voor $\tilde{T}$ behalve voor zeer hoge waarden van $\tilde{F}$ waar de groeikromme van Krylov e.a. (1976) een redelijke limietwaarde bereikt. Ou en Tang (1974) gebruiken een waarde die ongeveer $1,0 \cdot 2\pi$ bedraagt. Deze laatste groeikromme en de groeikrommen van Thijssse (1948) en Dobroklonskiy e.a. (1973) geven ook voor $10^4 < \tilde{F} < \infty$ zeer lage waarden voor $\tilde{T}$.

	$\tilde{F} < 10$	$10 < \tilde{F} < 10^4$	$\tilde{F} > 10^4$	totaal
Bretschneider (1973)	3	3	1	3
Dobroklonskiy e.a. (1973)	2	2	3	2
Groen en Dorrestein (1958)	—	2	2	2
Groen en Dorrestein (1976)	—	1	2	1
Krylov e.a. (1976)	3	3	3	3
Ou en Tang (1974)	3	2	3	2
Sverdrup en Munk (1946)	3	1	1	1
Thijssse (1948)	3	3	3	3
Wilson (1955)	1	3	3	3
Wilson (1965)	1	1	1	1

Tabel 4.3.3.III. Beoordeling van de diep water groeikrommen voor $\tilde{T}$.

Inventarisatie en evaluatie ondiep water groeikrommen 4.3.4.

Met behulp van dezelfde methode die gebruikt is bij het beoordelen van de groeikrommen voor $\tilde{H}$, zijn hier de groeikrommen voor $\tilde{T}$ beoordeeld. De resultaten worden gegeven in Tabel 4.3.3.III. Evenals bij de groeikrommen voor $\tilde{H}$ komt het laagste cijfer overeen met de meest gunstige beoordeling.

Over de groeikromme van Wilson (1965) kan dezelfde opmerking gemaakt worden als bij de beoordeling van de $\tilde{H}$ -groeikromme zodat volstaan wordt met daarnaar te verwijzen. De groeikromme van Dobroklonskiy e.a. (1973) wordt nu tamelijk laag gewaardeerd.

OPERATIONELE SITUATIES

Het strooi-diagram van Brebner (1962) is gegeven in Bijlage 7b. De strooi-index is ongeveer 7% (zie Tabel 4.3.3.II.), dit duidt op een opvallend goed resultaat.

Dattari en Renukaradhy (1970) geven geen informatie over de golfperiode, evenmin als Ou en Tang (1974).

4.3.4. Inventarisatie en evaluatie ondiep water groeikrommen.

De mate waarin de waterdiepte een beperkende invloed kan hebben op de golfgroei hangt af van de verhouding tussen de significante golflengte en de waterdiepte. Naarmate deze verhouding groter wordt zal de bodem de waterbeweging die veroorzaakt wordt door de golven sterker beïnvloeden en zullen bodemdissipatieprocessen zoals b.v. bodemwrijving belangrijker worden. Daarnaast zal ook het breken van de golven een belangrijker invloed krijgen.

Aanvankelijk, d.w.z. in de beginfase van de golfgroei, is de significante golflengte kort en zal de verhouding significante golflengte/bodemdiepte nog klein zijn. Voor kleine waarden van $\tilde{F}$ zullen de groeikrommen voor ondiep water dus nauwelijks afwijken van die voor diep water d.w.z. voor $\tilde{F} \rightarrow 0$ worden de uitdrukkingen gelijk aan die voor diep water voor $\tilde{F} \rightarrow 0$:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{H} &= Ak_1 \tilde{F}^{m_1} \\ \tilde{T} &= 2\pi Bk_2 \tilde{F}^{m_2} \end{aligned} \right\} \tilde{F} \rightarrow 0 \quad (4.3.4.1.)$$

$$(4.3.4.2.)$$

Voor grotere waarden van $\tilde{F}$ neemt de golflengte en dus de bodeminvloed toe. De limietwaarden voor $\tilde{H}$ en $\tilde{T}$ als $\tilde{F} \rightarrow \infty$ zijn lager vanwege de grotere energiedissipatie en de volgende uitdrukkingen worden in de literatuur gebruikt:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{H}_\infty &= A \tanh(k_3 \tilde{d}^{m_3}) \\ \tilde{T}_\infty &= 2\pi B \tanh(k_4 \tilde{d}^{m_4}) \end{aligned} \right\} \tilde{F} \rightarrow \infty \quad (4.3.4.3.)$$

$$(4.3.4.4.)$$

Bovendien worden deze limietwaarden sneller benaderd dan in de diep water situatie. Uiteraard moeten de uitdrukkingen voor $\tilde{d} \rightarrow \infty$ reduceren tot de diep water relaties.

$$\left. \begin{aligned} \tilde{H} &= A \tanh(k_1 \tilde{F}^{m_1}) \\ \tilde{T} &= 2\pi B \tanh(k_2 \tilde{F}^{m_2}) \end{aligned} \right\} \tilde{d} \rightarrow \infty \quad (4.3.4.5.)$$

$$(4.3.4.6.)$$

In de literatuur worden de volgende uitdrukkingen gebruikt die voldoen aan deze voorwaarden:

4.3.4. Inventarisatie en evaluatie ondiep water groeikrommen

$$\tilde{H} = A \tanh(k_3 \tilde{d}^{m_3}) \tanh \left[\frac{k_1 \tilde{F}^{m_1}}{\tanh \{k_3 \tilde{d}^{m_3}\}} \right] \quad (4.3.4.7.)$$

$$\tilde{T} = 2\pi B \tanh(k_4 \tilde{d}^{m_4}) \tanh \left[\frac{k_2 \tilde{F}^{m_2}}{\tanh \{k_4 \tilde{d}^{m_4}\}} \right] \quad (4.3.4.8.)$$

Dezelfde eigenschappen zouden ook bereikt kunnen worden door in deze uitdrukkingen de symbolen $\tilde{F}$ en $\tilde{d}$ te verwisselen.

INVENTARISATIE ONDIEP WATER GROEIKROMMEN

Evenals bij het overzicht van de groeikrommen voor diep water is hier niet gepoogd een volledig overzicht van gepubliceerde groeikrommen te geven. Volstaan wordt met het presenteren van enkele in de literatuur gevonden uitdrukkingen. De grafische voorstellingen van de groeikrommen (alleen de onderstaande analytische uitdrukkingen) worden gegeven in Bijlage 10a en 10b.

Bretschneider (1973)

Het meest recente voorstel van Bretschneider voor de ondiep water relaties is ook opgenomen in het Shore Protection Manual (CERC, 1973)(Gerritsen, 1976). Dit voorstel is gebaseerd op berekeningen van de energietoevoer (door de wind) en energieafvoer (door bodemdissipatie). Voor het bepalen van de energietoevoer gebruikte Bretschneider de diep water groeikrommen terwijl voor de energieafvoer een model voor bodempercolatie en bodemwrijving wordt gebruikt. Ook in andere (oudere) publikaties van Bretschneider (b.v. Bretschneider, 1957) worden voorstellen gedaan maar deze wijken af van die Bretschneider (1973).

$$\begin{aligned} \tilde{H}_\infty &= 0,283 \tanh(0,530 \tilde{d}^{0,750}) \\ \tilde{T}_\infty &= 1,2 \cdot 2\pi \tanh(0,833 \tilde{d}^{0,375}) \end{aligned}$$

Groen en Dorrestein (1958, 1976)

In de publikaties Groen en Dorrestein (1958, 1976) worden illustraties gegeven van H_∞/d en $T/\sqrt{d}$ als functie van $U/\sqrt{d}$. Door het uitvoeren van enkele eenvoudige bewerkingen kunnen hieruit $\tilde{H}_\infty$ en $\tilde{T}_\infty$ worden afgeleid als functies van $\tilde{d}$. De functies kunnen redelijk goed benaderd worden met de volgende uitdrukkingen.

$$\left. \begin{aligned} \tilde{H}_\infty &= 0,2 \tanh(1,125 \tilde{d}^{0,870}) \\ \tilde{T}_\infty &= 1,0 \cdot 2\pi \tanh(0,850 \tilde{d}^{0,380}) \end{aligned} \right\} \text{Groen en Dorrestein (1958)}$$

$$\left. \begin{aligned} \tilde{H}_\infty &= 0,24 \tanh(0,710 \tilde{d}^{0,763}) \\ \tilde{T}_\infty &= 1,0 \cdot 2\pi \tanh(0,855 \tilde{d}^{0,365}) \end{aligned} \right\} \text{Groen en Dorrestein (1976)}$$

De afwijkingen in $\tilde{H}_\infty$ en $\tilde{T}_\infty$ t.o.v. de waarden afgeleid uit de publikaties zijn kleiner dan 5%, behalve voor $\tilde{T}_\infty$ van Groen en Dorrestein (1976) waar de afwijking varieert van ongeveer 1% bij $\tilde{d} \approx 0,01$ tot ongeveer 12% bij $\tilde{d} \approx 1-3$.

Krylov e.a. (1976)

Voor de ondiep water groeikromme van $\tilde{H}$ gebruiken Krylov e.a. (1976) vergelijking (4.3.4.7.) met $\tilde{F}$ en $\tilde{d}$ verwisseld. Deze mogelijkheid werd reeds bij de behandeling van die

Inventarisatie en evaluatie ondiep water groeikrommen 4.3.4.

vergelijking vermeld. Voor de groeikromme van $\tilde{T}$ wordt op ondiep water dezelfde relatie met $\tilde{H}$ gebruikt als op diep water.

$$\tilde{H}_{\infty} = 0,256 \tanh(0,625 \tilde{d}^{0,8})$$

Dezelfde veronderstellingen als bij de diep water groeikrommen zijn gebruikt.

Ou en Tang (1974)

Op grond van een uitgebreide reeks waarnemingen in de Straat van Taiwan geven Ou en Tang (1974) de volgende uitdrukkingen.

$$\begin{aligned}\tilde{H}_{\infty} &= 0,184 \tanh(0,527 \tilde{d}^{0,712}) \\ \tilde{T}_{\infty} &= 0,971 \cdot 2\pi \tanh(0,792 \tilde{d}^{0,382})\end{aligned}$$

Ijima en Tang (1966)

Voor diep water zijn de uitdrukkingen van Ijima en Tang (1966) identiek aan die van Wilson (1955). De volgende uitdrukkingen voor de ondiep water limieten zijn gebaseerd op gegevens die werden gepubliceerd door Bretschneider (1957).

$$\begin{aligned}\tilde{H}_{\infty} &= 0,26 \tanh(0,578 \tilde{d}^{0,75}) \\ \tilde{T}_{\infty} &= 1,4 \cdot 2\pi \tanh(0,52 \tilde{d}^{0,375})\end{aligned}$$

Roest (1960)

De grafiek die in Roest (1960) gegeven wordt kan met de afleesnauwkeurigheid (ongeveer 2% in $\tilde{H}_{\infty}$) worden benaderd met:

$$\tilde{H}_{\infty} = 0,134 \tilde{d}^{0,735}$$

De relatie tussen de windsnelheid die Roest gebruikt en U_{10} wordt door Roest in een illustratie gegeven. Voor 20 m/s blijken deze windsnelheden ongeveer aan elkaar gelijk te zijn.

Thijsse (1948)

In de publikatie van Thijsse (1948) worden grafieken gegeven van de ondiep water groeikrommen van de dimensieloze golfhoogte en de dimensieloze rolcirkel (zie diep water groeikromme). De waarden van $\tilde{H}_{\infty}$ als functie van $\tilde{d}$ kunnen voor $0,01 \leq \tilde{d} \leq 0,5$ benaderd worden door de volgende uitdrukking (met een maximale afwijking in $\tilde{H}_{\infty}$ van 5%).

$$\tilde{H}_{\infty} = 0,25 \tilde{d}^{0,9}$$

De dimensieloze rolcirkel kan worden getransformeerd naar de dimensieloze periode met behulp van de volgende transformatieregels.

$$\tilde{T} = 2\pi \left\{ \frac{\tilde{r}}{\tanh\left(\frac{\tilde{d}}{\tilde{r}}\right)} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

met

$$\tilde{r} = gr/U^2$$

4.3.4. Inventarisatie en evaluatie ondiep water groeikrommen

waar r de rolcirkel is. De limietwaarden van $\tilde{T}$ kunnen goed benaderd worden met:

$$\tilde{T}_{\infty} = 0,577 \cdot 2\pi \tilde{d}^{0,325}$$

De afwijking t.o.v. de overeenkomstige waarden van $\tilde{r}$ in de grafiek van Thijssse (1948) voor $0,01 \leq \tilde{d} \leq 0,5$ is kleiner dan 2%. Voor de windsnelheid wordt dezelfde definitie gebruikt als bij de diep water groeikromme.

Informatie over limietwaarden van $\tilde{H}$ in ondiep water die gebruikt worden in een numeriek golfverwachtingsmodel (Sanders, 1976) wordt gegeven in Bijlage 48, die ter sprake komt in paragraaf 5.4.3.

EVALUATIE ONDIEP WATER GROEIKROMMEN

De verschillende voorstellen voor de limietwaarden van $\tilde{H}$ als functie van $\tilde{d}$ (de bovenstaande analytische uitdrukkingen) zijn, samen met de omhullende van de waarnemingen (zie paragraaf 4.3.2.) weergegeven in Bijlage 10a. Het blijkt dat de beste overeenkomst gevonden wordt voor de voorstellen van Krylov e.a. (1976), Bretschneider (1973), Ijima en Tang (1966), Groen en Dorrestein (1976) en Roest (1960). De verschillen tussen deze voorstellen zijn voor het gebied van $\tilde{d}$ dat beoordeeld kan worden ($0,03 < \tilde{d} < 3,0$) klein t.o.v. de spreiding in de waarnemingen. De limietwaarden van Groen en Dorrestein (1958) zijn iets te hoog evenals die van Thijssse (1948). Ou en Tang (1974) geven een grote onderschatting van $\tilde{H}_{\infty}$.

In Bijlage 10b zijn de voorstellen voor de limietwaarde van $\tilde{T}$ opgenomen. De benaderingen van Ou en Tang (1974) en Ijima en Tang (1966) zijn heel redelijk evenals die van Groen en Dorrestein (1958) en Groen en Dorrestein (1976). Bretschneider (1973) overschat de waarden van $\tilde{T}_{\infty}$ terwijl Thijssse (1948) deze waarden onderschat. Krylov e.a. (1976) onderschatten $\tilde{T}_{\infty}$ voor lage waarden van $\tilde{d}$ ($0,03-0,3$) en overschatten $\tilde{T}_{\infty}$ voor hoge waarden van $\tilde{d}$ ($0,3-3,0$).

De beoordeling van de verschillende voorstellen is op dezelfde wijze uitgevoerd als hiervoor bij de beoordeling van de diep water groeikrommen. De resultaten zijn gegeven in Tabel 4.3.3.IV. Opgemerkt moet worden dat de beoordeling alleen uitgevoerd kon wor-

	$\tilde{H}_{\infty}$			$\tilde{T}_{\infty}$		
	$\tilde{d} < 0,3$	$0,3 < \tilde{d} < 3,0$	totaal	$\tilde{d} < 0,3$	$0,3 < \tilde{d} < 3,0$	totaal
Bretschneider (1973)	1	1	1	3	3	3
Groen en Dorrestein(1958)	2	2	2	1	1	1
Groen en Dorrestein (1976)	1	1	1	1	1	1
Krylov e.a. (1976)	1	1	1	3	3	3
Ou en Tang (1974)	3	3	3	2	2	2
Ijima en Tang (1966)	1	1	1	2	2	2
Roest (1960)	1	1	1	—	—	—
Thijssse (1948)	3	2	3	3	—	—

Tabel 4.3.3.IV. Beoordeling van de ondiep water limieten van $\tilde{H}$ en $\tilde{T}$.

Methode van het standaard spectrum 4.4.

den voor $0,03 < \bar{d} < 3,0$ omdat waarnemingen buiten dit gebied ontbreken. Een onderscheid is gemaakt tussen zeer ondiep water ($\bar{d} < 0,30$) en ondiep water ($0,30 < \bar{d} < 3,0$). Het totaalcijfer is het (eventueel afgeronde) gemiddelde van de cijfers voor de intervallen $\bar{d} < 0,3$ en $0,3 < \bar{d} < 3,0$. Evenals bij de beoordeling van de diep water groeikrommen komt het laagste cijfer overeen met de meest gunstige beoordeling.

4.4. Methode van het standaard spectrum

4.4.1. Inleiding

De methode van het standaard spectrum kan beschouwd worden als een uitbreiding van de methode van de kenmerkende golf in die zin dat naast een kenmerkende maat voor de golfperiode en golfhogte ook spectrale informatie verkregen wordt. Deze laatste informatie bestaat in wezen alleen uit het formuleren van een standaard vorm van het spectrum en het geven van de waarden van de bijbehorende vormparameters.

Als kenmerkende grootheden voor de energie- en frequentieschaal van het spectrum zouden de hiervoor behandelde significante golfhogte en golfperiode gebruikt kunnen worden. Maar dit is meestal niet het geval. Men geeft in het algemeen de voorkeur aan parameters die meer direct verbonden zijn met de formulering van het spectrum en in deze paragraaf wordt daarom apart aandacht besteed aan deze schaalparameters. De relatie tussen deze parameters en die van de kenmerkende golf worden in paragraaf 4.5. aan de orde gesteld.

Zoals in paragraaf 2.4. werd aangegeven kan het twee-dimensionale spectrum $E(f, \theta)$ geschreven worden als het product van een frequentiespectrum en een richtingsverdelingsfunctie.

$$E(f, \theta) = E(f) D(\theta; f) \quad (4.4.1.1.)$$

In de hierna volgende behandeling van het standaard spectrum zal afzonderlijk aandacht besteed worden aan de twee functies $E(f)$ en $D(\theta; f)$.

De beoordeling van de functie die het standaard frequentiespectrum beschrijft zal vrij kort zijn omdat er over deze functie al geruime tijd een vrij grote eensgezindheid bestaat. De waarden van de vorm- en schaalparameters als functie van de dimensieloze strijklengte zullen op dezelfde manier behandeld worden als hiervoor de waarden van de parameters van de kenmerkende golf.

Ook de beoordeling van de standaard richtingsverdelingsfunctie kan vrij kort zijn. Niet omdat daar eenzelfde mate van overeenstemming over bestaat als bij het frequentiespectrum maar omdat de onderlinge verschillen tussen de verschillende voorgestelde functies verwaarloosbaar zijn gezien de geringe betrouwbaarheid van de waarnemingen. Hierdoor is een gedetailleerde beschouwing weinig zinvol. Ook theoretische verwachtingen over deze functie ontbreken vrijwel geheel.

4.4.2. Vormparameters

In deze paragraaf wordt eerst het standaard frequentiespectrum behandeld en daarna de standaard richtingsverdelingsfunctie.

4.4.2. Vormparameters

STANDAARD FREQUENTIESPECTRUM

De meest bekende uitdrukkingen voor het standaard frequentiespectrum kunnen vrijwel allemaal worden weergegeven door de volgende uitdrukking:

$$E(f) = \alpha_0 g^2 (2\pi)^{-4} f^{-m} \exp \left[-\frac{m}{n} \left(\frac{f}{f_m} \right)^{-n} \right] \gamma(f) \quad (4.4.2.1.)$$

Hierin is $\gamma(f)$ de z.g. "peak enhancement" (piek-versterking) functie die van de volgende vorm is:

$$\gamma(f) = \gamma_0 \exp \left[-\frac{1}{2} \left\{ \frac{f - f_m}{\sigma f_m} \right\}^2 \right] \quad (4.4.2.2.)$$

De parameters m , n , γ_0 en σ zijn de vormparameters. De parameter α_0 is een dimensieloze coëfficiënt en f_m is de piekfrequentie (indien $n > 0$), ze kunnen beschouwd worden als de parameters van respectievelijk de energieschaal en de frequentieschaal.

Tot voor enige jaren was de uitdrukking zonder de "peak enhancement" functie vrij algemeen in gebruik maar er zijn de laatste jaren steeds meer aanwijzingen (metingen) gekomen dat voor jonge zeegang de piek van het spectrum "scherper" is dan werd aangegeven door de oorspronkelijke uitdrukking zonder "peak enhancement". In JONSWAP (Hasselmann e.a., 1973) werd deze functie geïntroduceerd om een groot aantal waargenomen spectra beter te kunnen parameteriseren en sindsdien wordt deze functie veel gebruikt.

De bovenstaande uitdrukking voor het standaard frequentiespectrum is te schrijven als het product van drie functies volgens:

$$E(f) = a \cdot \phi_1 \cdot \phi_2 \cdot \phi_3 \quad \text{waarbij} \quad a = \text{evenredigheidsconstante} \quad (4.4.2.3.)$$

$$\phi_1 = f^{-m}$$

$$\phi_2 = \exp \left[-\frac{m}{n} \left(\frac{f}{f_m} \right)^{-n} \right]$$

$$\phi_3 = \gamma(f)$$

Deze drie functies hebben schematisch weergegeven ongeveer het verloop dat geschetst is in Fig. 4.4.2.A.

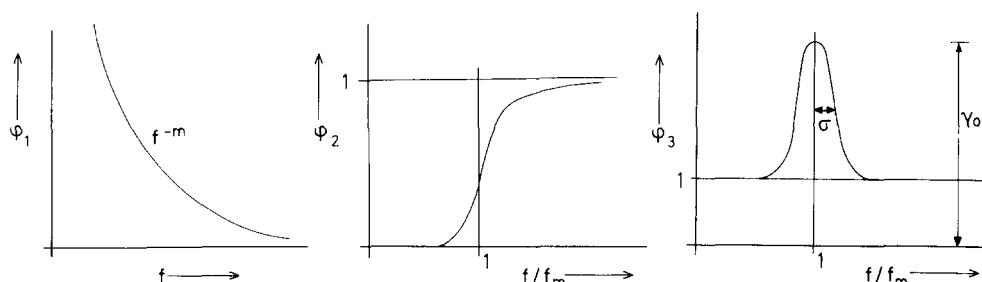


Fig. 4.4.2.A. Opbouw van het standaard frequentiespectrum.

Bij deze schetsen is rekening gehouden met de orde van grootte van de verschillende parameters. De waarden van m en n hebben voornamelijk invloed op de hoog- respectievelijk laag-frequente flank van het spectrum, terwijl γ_0 en σ de "hoogte" en de "breedte" van de piek beheersen.

Hoog-frequente flank

De energiedichtheid in het hoog-frequente gebied van het spectrum bereikt, als de wind-duur of de strijklengte voldoende groot zijn, een niveau waar de energietoevoer en de energieafvoer in evenwicht zijn. Volgens Phillips (1958) wordt de hoogte van dit niveau beheerst door het breken van de golven waar alleen de frequentie en de zwaartekrachtversnelling relevante grootheden zijn. Met behulp van dimensieanalyse toont Phillips (1958) aan dat de waarde van m dan gelijk moet zijn aan 5. Deze redenering werd vrij algemeen geaccepteerd maar de laatste jaren is er ernstige twijfel gerezen. Met name Hasselmann (1974) ontvouwde een andere theorie die gebruik maakt van de energiebalans van de golven (zie paragraaf 5.3.4.). Maar ook in deze laatste benadering blijkt dat $m \approx 5$.

Ook waarnemingen tonen dat $m \approx 5$. Zo stelde Neumann (1953) al enige jaren vóór Phillips (1958) voor om $m = 6$ te gebruiken voor spectra van volgroeide zeeegang en een jaar na Phillips (1958) vond Bretschneider (1959) dat $m = 5$ een goede beschrijving gaf. In deze studies echter werden spectra gebruikt die tot stand waren gekomen na een bijzondere statistische bewerking van het waarnemingsmateriaal en niet m.b.v. de gebruikelijke Fourier-analyse. De bevindingen van Neumann (1953) en Bretschneider (1959) kunnen daarom niet beschouwd worden als een verwerping of bevestiging van de conclusie van Phillips (1958). Eerst toen Pierson en Moskowitz (1964) na een gedegen studie van waargenomen spectra van volgroeide zeeegang vonden dat de hoog-frequente flank inderdaad goed beschreven kan worden met $m = 5$, is deze waarde vrij algemeen aanvaard. Voor de beschrijving van niet-volgroeide spectra is het JONSWAP onderzoek (Hasselmann e.a., 1973) belangrijk. In dit onderzoek werd de vorm van een groot aantal waargenomen spectra van jonge zeeegang bestudeerd en een goede weergave voor deze spectra werd gevonden met $m = 5$. Opgemerkt moet echter worden dat informatie over het spectrum voor $f > 2f_m$ vrijwel ontbreekt in de literatuur, inclusief de publikaties Pierson en Moskowitz (1964) en JONSWAP (Hasselmann e.a., 1973). Voor $f > 2f_m$ is de informatie voornamelijk afkomstig uit laboratoriumexperimenten. Hiervoor kan b.v. verwezen worden naar Mitsuyasu en Rikiishi (1978). Ook uit deze studies blijkt dat $m \approx 5$.

Zowel de International Ship Structure Conference (ISSC, 1964) als de International Towing Tank Conference (ITTC, 1969, 1978) bevelen aan om $m = 5$ te gebruiken.

Een aantal onderzoekers, b.v. Kitaigorodskii (1961), Kruseman (1976) en Sanders (1976), gebruiken voor de hoog-frequente flank een andere dan de hierboven gegeven formulering voor het standaard spectrum. Voor $f > f_m$ is de door hen voorgestelde uitdrukking:

$$E(f) = \alpha_0 g^2 (2\pi)^{-4} f^{-m} \text{ voor } f > f_m \quad (4.4.2.4)$$

Ook zij gebruiken in deze uitdrukking $m = 5$. Deze vorm wordt ook gebruikt in de hand-leiding voor golfvoorspelling van de World Meteorological Organization (WMO, 1976).

4.4.2. Vormparameters

Laag-frequente flank

Zoals hierboven bleek is het mogelijk om op theoretische gronden een verwachting uit te spreken over de waarde van m . Dit is niet het geval voor de waarde van n . In de praktijk worden waarden gebruikt die afkomstig zijn van gemeten spectra.

Voor volgroeide spectra geven Neumann (1953) en Bretschneider (1959), na de hiervoor genoemde studies, de waarden $n = 2$ respectievelijk $n = 4$. En ook nu weer bevestigen Pierson en Moskowitz (1964) de waarde die Bretschneider (1959) voorstelde. Deze is sindsdien vrij algemeen aanvaard voor volgroeide zeeegang.

Voor niet-volgroeide zeeegang werd in JONSWAP (Hasselmann e.a., 1973) gevonden dat $n = 4$ goed voldeed maar Kitaigorodskii schijnt meer aandacht besteed te hebben aan de laag-frequente flank van niet-volgroeide spectra dan de onderzoekers van JONSWAP. Kitaigorodskii (1961, 1976) benadert het spectrum voor frequenties beneden de piekfrequentie met de uitdrukking van vergelijking (4.4.2.1.) met $m = 5$, $n = -1$ en $\gamma_0 = 1$. Omdat $n < 0$ is f_m in deze uitdrukking niet de piekfrequentie maar de frequentie t.p.v. een minimum van het spectrum* (zie Fig. 4.4.2.B.). Hiermee introduceert Kitaigorodskii een extra vormparameter waarmee de steilheid van de voorflank kan worden beïnvloed. Merk op dat $E(f) \rightarrow \infty$ als $f \rightarrow 0$.

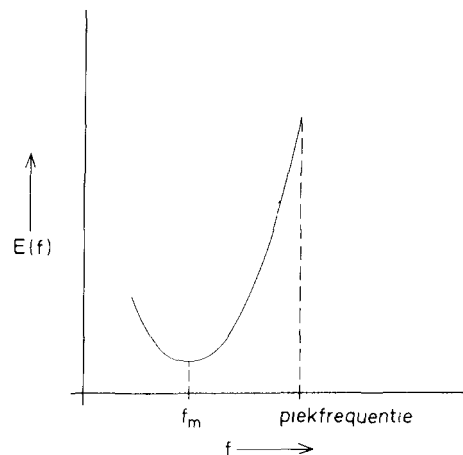


Fig. 4.4.2.B. De laag-frequente flank van het standaard frequentiespectrum volgens Kitaigorodskii (1961, 1976).

Uit de waarden van f_m en de piekfrequentie die in Kitaigorodskii (1976) worden gegeven blijkt dat $f_m \approx 2 \times \text{piekfrequentie}$ (voor $10^{-1} < \tilde{F} < 10^4$). Het in Fig. 4.4.2.B. geschetste verloop van $E(f)$ is voor $f < f_m$ niet realistisch maar als $E(f_m)$ klein zou zijn (b.v. $\ll E(\text{piekfrequentie})$), dan zou men voor $f < f_m$ kunnen stellen dat $E(f) = 0$. Voor zeer jonge zeeegang lijkt dit wel mogelijk omdat uit de gegevens van Kitaigorodskii (1976) blijkt dat b.v. voor $\tilde{F} = 10^{-1}$, $E(f_m) \approx 0,08 E(\text{piekfrequentie})$. Voor meer ontwikkelde zeeegang lijkt de veronderstelling niet meer reëel omdat b.v. voor $\tilde{F} \approx 10^4$ uit de gegevens van Kitaigorodskii (1976) blijkt dat $E(f_m) \approx 0,3 E(\text{piekfrequentie})$.

* Alleen op deze plaats in dit rapport is f_m niet gelijk aan de piekfrequentie.

De ITTC (ITTC, 1969, 1978) en de ISSC (1964) bevelen aan om $n = 4$ te gebruiken.

Kruseman (1976) en Sanders (1976) benaderen het spectrum voor $f < f_m$ met een lineair verband tussen $E(f)$ en f en wel volgens de volgende uitdrukking:

$$\left. \begin{aligned} E(f) &= \frac{\alpha_0 g^2 (2\pi)^{-4}}{(1-b)} f_m^{-5} \left[\frac{f}{f_m} - b \right] && \text{voor } bf_m < f \leq f_m \\ E(f) &= 0 && \text{voor } 0 \leq f \leq bf_m \end{aligned} \right\} \quad (4.4.2.5.)$$

In deze uitdrukking kan b afhankelijk zijn van de fase van ontwikkeling van het golfveld. De waarde van b is ongeveer gelijk aan 0,7. Deze vorm wordt ook gehanteerd in de handleiding voor golfvoorspelling van de WMO (1976).

Pierson, Neumann en James (1955) gebruiken $n = 2$ en $m = 6$ met $\gamma_0 = 1$ voor spectra van volgroeide zeeang en benaderen het spectrum voor niet-volgroeide zeeang door het volgroeide spectrum af te kappen bij een minimumfrequentie $f_{\min}$ d.w.z. voor $f \geq f_{\min}$ geldt de uitdrukking voor het standaard spectrum (4.4.2.1.) $E(f)$, voor $f < f_{\min}$ stellen zij $E(f) = 0$ (zie Fig. 3.2.3.A.).

Piek van het spectrum

Voor volgroeide zeeang lijkt de vorm van de piek van het spectrum voldoende goed beschreven te worden met de uitdrukking voor het standaard spectrum (4.4.2.1.) met $\gamma_0 = 1$, zodat van een "peak enhancement" geen sprake is. Deze uitspraak is voornamelijk gebaseerd op het werk van Pierson en Moskowitz (1964) maar ook op het werk van Müller (1976, besproken in Hasselmann e.a., 1976) waarin hetzelfde materiaal dat Pierson en Moskowitz (1964) gebruikten nogmaals geanalyseerd werd. Hierbij werd een strengere selectie toegepast op de oorspronkelijke gegevens en bovendien werd een andere middelingsprocedure gebruikt (Pierson en Moskowitz beschouwden de vorm van het gemiddelde spectrum terwijl Müller (1976) de gemiddelde vorm van de spectra bestudeerde). Het resultaat van dit nader onderzoek was dat $\gamma_0 = 1.4$ werd gevonden. Gezien de logischer handelswijze van Müller (1976) zou aan $\gamma_0 = 1.4$ de voorkeur gegeven moeten worden maar in de toepassing van de bevindingen van Müller (1976) en Hasselmann e.a. (1976) (b.v. Günther e.a. 1978, a) wordt toch weer $\gamma_0 = 1$ gebruikt voor het spectrum van volgroeide zeeang.

Voor het spectrum van niet-volgroeide zeeang blijkt overtuigend uit de waarnemingen van Hasselmann e.a. (1973) dat γ_0 aanzienlijk hoger is dan 1. Zij vonden een gemiddelde waarde van 3,3 (gemiddeld over een groot aantal spectra). De spreiding in de waarden van γ_0 was vrij groot en een afname van de gemiddelde waarde van γ_0 naar $\gamma_0 = 1,0$ als het spectrum zich ontwikkelt van een jonge zeeang naar een volgroeide situatie werd niet waargenomen (zie Bijlage 11)*. Günther e.a. (1978, a)** en Bouws (1978) geven voorstellen voor γ_0 als functie van $\bar{F}$ waarin de waarde van γ_0 monotoon daalt van 3,3 naar 1,0.

* Grauzinis (1978) merkt op dat de spectra waarvan de vorm is onderzocht door Pierson en Moskowitz (1964) en Müller (1976) berekend zijn met een relatief laag oplossend vermogen langs de frequentie-as zodat scherpe pieken, als die aanwezig waren op zee, niet goed zichtbaar zijn. Dit betekent dat als de spectra opnieuw zouden worden berekend met een hoger oplossend vermogen, de waarde van γ_0 groter dan 1,0 kan worden.

** Voor achtergronden van deze voorstellen wordt verwezen naar paragraaf 5.4.3., voor kritiek wordt verwezen naar paragraaf 4.4.3.

4.4.2. Vormparameters

In de publikatie van Hasselmann e.a. (1973) wordt de "breedte" van de piek afzonderlijk beheerst voor $f > f_m$ en $f < f_m$ door σ te definiëren volgens:

$$\begin{aligned}\sigma &= \sigma_a = \text{konstant} && \text{voor } f \leq f_m \text{ en} \\ \sigma &= \sigma_b = \text{konstant} && \text{voor } f > f_m\end{aligned}$$

Bij de verzameling waarnemingen van σ_a en σ_b doet zich hetzelfde beeld voor als bij de verzameling waarnemingen van γ_0 : een grote spreiding in de gegevens en geen merkbare tendens naarmate het spectrum zich verder ontwikkelt (zie Bijlage 12). De gemiddelde waarden van σ_a en σ_b bedroegen respectievelijk 0,07 en 0,09. In Günther e.a. (1978, a)* wordt een voorstel gedaan waarin de waarden van σ_a en σ_b toenemen van respectievelijk 0,07 en 0,09 voor jonge zeegang naar respectievelijk 0,397 en 0,507 voor de volgroeide situatie (als $\gamma_0 = 1,0$).

Zoals al eerder werd opgemerkt was de "peak enhancement" functie nodig om de relatief vlakke piek in de vorm van het volgroeide spectrum te verscherpen. Een scherpe piek kan echter ook verkregen worden door de uitdrukking voor $E(f)$ te schrijven zoals Kitaigorodskii (1961, 1976), Kruseman (1976) en Sanders (1976) gedaan hebben (zie hierboven).

Een illustratie van de verschillende spectra wordt gegeven in Fig. 4.4.2.C.

STANDAARD RICHTINGSVERDELINGSFUNCTIE

De uitdrukkingen die in de literatuur gebruikt worden voor de richtingsverdelingsfunctie $D(\theta)$ in een standaard windveld stellen een functie voor die één maximum in de windrichting heeft en symmetrisch is rond de windrichting. Enkele veel gebruikte uitdrukkingen volgen hier.

$$\begin{aligned}D(\theta) &= B_1 (\cos \theta)^m \text{ voor } |\theta| < \pi/2 && B_1 = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(\frac{1}{2}m + 1)}{\Gamma(\frac{1}{2}m + \frac{1}{2})} \\ D(\theta) &= 0 && |\theta| \geq \pi/2\end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} D(\theta) &= B_1 (\cos \theta)^m \text{ voor } |\theta| < \pi/2 \\ D(\theta) &= 0 \end{aligned}} \right\} \quad (4.4.2.6.)$$

$$\begin{aligned}D(\theta) &= B_2 (\cos \frac{\theta}{2})^{2s} && B_2 = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(s + 1)}{\Gamma(s + \frac{1}{2})}\end{aligned} \quad (4.4.2.7.)$$

$$\begin{aligned}D(\theta) &= A_0 + A_1 \cos^2 \theta + A_2 \cos^4 \theta \text{ voor } |\theta| < \pi/2 \\ D(\theta) &= 0 && |\theta| \geq \pi/2\end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} D(\theta) &= A_0 + A_1 \cos^2 \theta + A_2 \cos^4 \theta \text{ voor } |\theta| < \pi/2 \\ D(\theta) &= 0 \end{aligned}} \right\} \quad (4.4.2.8.)$$

De vorm van deze functies is vrijwel niet van elkaar te onderscheiden bij een juiste keuze van de parameters. In hoeverre deze functies de werkelijk optredende richtingsverdelingsfunctie goed weergeven is niet te bepalen omdat een systematisch onderzoek hiernaar niet gepubliceerd schijnt te zijn.

Zelfs metingen van de parameters van de bovengegeven uitdrukkingen zijn vrij zeldzaam. Een van de meest bekende pogingen om de richtingsverdeling te bepalen is misschien wel die van SWOP (Cote e.a., 1960). Met behulp van stereofotografie is één twee-dimensionaal spectrum bepaald en uit deze waarneming zijn de waarden van A_0 , A_1 en A_2 van vergelijking

* Voor achtergronden van deze voorstellen wordt verwezen naar paragraaf 5.4.3., voor kritiek wordt verwezen naar paragraaf 4.4.3.

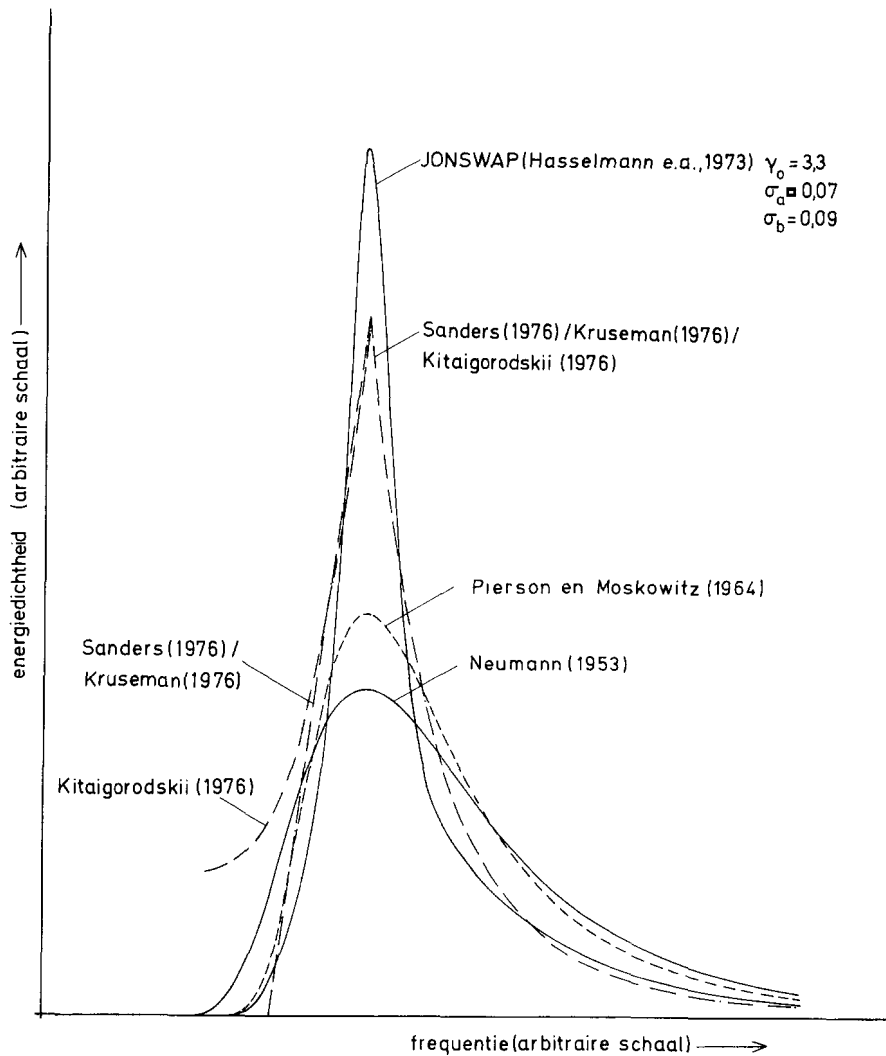


Fig. 4.4.2.C. Genormaliseerde standaard frequentiespectra
(f_m en m_0 zijn gelijk m.u.v. Kitaigorodskii).

(4.4.2.8.) berekend. De gevonden waarden werden gegeven als functie van de dimensie-loze frequentie fU/g door de volgende uitdrukkingen.

$$\left. \begin{aligned} A_0 &= \frac{1}{2}(1 - C) \\ A_1 &= 1 - 0,92C \\ A_2 &= 2,56 C \end{aligned} \right\} \quad (4.4.2.9.)$$

waar $C = \exp \left[-\frac{1}{2}(2\pi f U/g)^4 \right]$

Krylov e.a. (1968) publiceerden resultaten van richtingsmetingen gebaseerd op tijdregi-straties van de waterhoogte op drie dicht bijeen gelegen punten en zij geven de volgende uitdrukking voor m .

$$m \approx 2,12 \left(\frac{f}{f_m} \right)^{-1} \quad (4.4.2.10.)$$

4.4.2. Vormparameters

Vaak wordt $m = 2$ gebruikt als een representatieve waarde van m .

Ook met richtingsgevoelige boeien is het mogelijk om een indruk te krijgen van de richtingsverdelingsfunctie (Longuet-Higgins e.a., 1961) en enige tientallen situaties zijn waargenomen met deze boeien om schattingen te krijgen van de parameter s in vgl. (4.4.2.7.). (Ewing, 1969, 1977 en Mitsuyasu e.a., 1975, 1976). Holthuijsen (1978) gebruikte stereofotografie om waarden van s te bepalen. Mitsuyasu e.a. (1975) stellen op grond van metingen van vijf spectra de volgende relaties voor.

$$\left. \begin{aligned} \frac{s}{s_m} &= \left(\frac{f}{f_m}\right)^{-2.5} && \text{voor } f \geq f_m \\ \frac{s}{s_m} &= \left(\frac{f}{f_m}\right)^5 && \text{voor } f < f_m \end{aligned} \right\} \quad (4.4.2.11.)$$

Deze uitdrukking lijkt in overeenstemming te zijn met de waarnemingen van Ewing (1977) en Holthuijsen (1978).

Voor s_m , de maximale waarde van s , wordt door Mitsuyasu e.a. (1975) de volgende suggestie gedaan:

$$s_m = 0,116 \tilde{f}_m^{-2.5} \quad \text{waarbij} \quad \tilde{f}_m = f_m U/g \quad (4.4.2.12.)$$

De bovengenoemde waarnemingen wijzen op het volgende beeld voor de richtingsspreiding. De spreiding is het kleinst bij de piek en neemt toe naarmate de frequentie groter of kleiner wordt. De richtingsspreiding bij de piek van het spectrum is afhankelijk van de groeifase (als weergegeven door $\tilde{f}_m$) en wordt kleiner naarmate de volgroeiende situatie benaderd wordt.

De waarnemingen van Mitsuyasu e.a. (1975, 1976) en Ewing (1969, 1977) zijn uitgevoerd met een tamelijk slecht oplossend vermogen in de richtingen en van metingen van hoge kwaliteit kan daarom nauwelijks gesproken worden. Binnen deze beperking lijken de uitdrukkingen van Mitsuyasu e.a. (1975) nog het meest aanvaardbaar.

Opgemerkt mag worden dat de ITTC (ITTC, 1969) vergelijking (4.4.2.6.) aanbeveelt met $m = 2$, voor gebruik in ontwerp-spectra. Deze functie komt veel overeen met (4.4.2.7) als $s = 5$ wordt gekozen. Het ISSC (ISSC, 1964) beveelt aan de richtingsverdelingsfunctie volgens vergelijking (4.4.2.7.) te gebruiken met $s = 4$.

AANVULLING

Bij het ter perse gaan van dit rapport werden resultaten bekend van enige tientallen waarnemingen van het twee-dimensionale spectrum (Hasselmann e.a., 1979). Deze waarnemingen werden verricht met behulp van richtingsgevoelige boeien in het kader van JONSWAP. De waarden van s werden bepaald en de resultaten in termen van de genormeerde s waarden (s/s_m) zijn gegeven in vergelijking (4.4.2.13.).

Voor de door Mitsuyasu e.a. (1975) en Hasselmann e.a. (1979) gemeten waarden van $\tilde{f}_m$ ($0,1 < \tilde{f}_m < 0,3$) lijken de uitdrukkingen (4.4.2.13.) en (4.4.2.11.) redelijk goed met elkaar overeen te komen. Voor de maximale waarden van s zijn echter belangrijke verschillen met vergelijking (4.4.2.12.) geconstateerd (zie vergelijking (4.4.2.14.)).

$$\left. \begin{aligned} \frac{s}{s_m} &= \left(\frac{f}{f_m}\right)^{\{-2,33 - 1,45(2\pi\tilde{f}_m - 1,17)\}} && \text{voor } f \geq f_m \\ \frac{s}{s_m} &= \left(\frac{f}{f_m}\right)^{4,06} && \text{voor } f < f_m \end{aligned} \right\} \quad (4.4.2.13.)$$

$$\left. \begin{aligned} s_m &= 9,77 && \text{voor } f \geq f_m \\ s_m &= 6,97 && \text{voor } f < f_m \end{aligned} \right\} \quad (4.4.2.14.)$$

Voor zeegang ($\tilde{f}_m > 0,13$, zie blz. 49) verschillen deze waarden vaak aanzienlijk van de waarde die is voorgesteld door Mitsuyasu e.a. (1975). Gezien de kwalitatieve en kwantitatieve superioriteit van de gegevens van Hasselmann e.a. (1979) dient de voorkeur gegeven te worden aan vergelijking (4.4.2.14.).

4.4.3. Schaalparameters

Bij het voorspellen van de waarde van de schaalparameters van het spectrum wordt, evenals bij het voorspellen van de schaalparameters van de kenmerkende golf, gebruik gemaakt van dimensieloze grootheden. De dimensieloze schaalparameters α_0 en $\tilde{f}_m (= f_m U/g)$ worden bepaald uit de dimensieloze windveldparameters $\tilde{F}$ en $\tilde{t}$. De transformatieregels voor $\tilde{F}$ en $\tilde{t}$ zijn reeds eerder besproken in paragraaf 4.2. zodat hier volstaan kan worden met het beschouwen van de relatie tussen α_0 respectievelijk $\tilde{f}_m$ en $\tilde{F}$.

PARAMETER VOOR DE ENERGIESCHAAL, α_0

Een overzicht van waarnemingen van α_0 als functie van $\tilde{F}$ van verschillende onderzoekers wordt gegeven in de JONSWAP publikatie (Hasselmann e.a., 1973). In dat overzicht zijn enkele reeksen waarnemingen opgenomen die oorspronkelijk gegeven waren in termen van de wrijvingsnelheid U_* i.p.v. U_{10} . Om de gegevens met elkaar te kunnen vergelijken zijn die waarnemingen in de JONSWAP publikatie getransformeerd en uitgedrukt in termen van U_{10} . Daarbij is gebruik gemaakt van de relatie $U_*^2 = C_{10} U_{10}^2$ met $C_{10} = 0,001$. De verzameling waarnemingen van α_0 is weergegeven in Bijlage 13 waarin ook een arbitrair gekozen omhullende van die verzamelingen is aangegeven.

Het blijkt uit de waarnemingen dat de waarde van α_0 geen konstante is zoals uit de redenering van Phillips (1958, zie voorgaande paragraaf), zou moeten volgen maar dat α_0 afneemt van ongeveer 0,2 bij $\tilde{F} \approx 10^{-1}$ tot ongeveer de waarde $8,1 \cdot 10^{-3}$ die Pierson en Moskowitz (1964) voorstelden voor volgroeide zeegang. Opvallend in deze verzameling van waarnemingen is het gedrag van de α_0 -waarden zoals die afkomstig zijn uit JONSWAP. De trend van die verzameling waarnemingen komt ongeveer overeen met de volgende uitdrukking (zie ook Bouws(1978)).

$$\alpha_0 \approx 0,43 \tilde{F}^{-0,40} \quad (4.4.3.1.)$$

De "best-fit" door de totale puntenwolk wordt in de JONSWAP publikatie (Hasselmann e.a., 1973) gegeven als

$$\alpha_0 = 0,076 \tilde{F}^{-0,22} \quad (4.4.3.2.)$$

4.4.3. Schaalparameters

en dit is een aanmerkelijk verschil met (4.4.3.1.). Over de oorzaak daarvan is weinig bekend.* De laatste uitdrukking wordt in redelijke mate gesteund door uitdrukkingen die door anderen zijn voorgesteld.

In Tabel 4.4.3.I. zijn een aantal van deze uitdrukkingen gegeven en voor de volledigheid is die van JONSWAP toegevoegd.

JONSWAP (1973)	$\alpha_0 = 0,076 \tilde{F}^{-0,22}$	(4.4.3.3.)
Mitsuyasu (1971)	$\alpha_0 = 0,155 \tilde{F}^{-0,312}$	(4.4.3.4.)
Liu (1971)	$\alpha_0 = 0,071 \tilde{F}^{-0,250}$	(4.4.3.5.)
Silvester (1974)	$\alpha_0 = 0,054 \tilde{F}^{-0,194} (U_{10}/g^2)^{-0,097}$	(4.4.3.6.)

Tabel 4.4.3.I.

Deze uitdrukkingen (behalve die van JONSWAP) zijn in de oorspronkelijke publikaties niet geformuleerd in termen van U_{10} maar in termen van U_* en $U_{19,5}$. Aangenomen is bij het transformeren van de uitdrukkingen in de hier gepresenteerde vorm dat $C_{10} = 0,001$ en dat $U_{19,5} = 1,07 U_{10}$. In Bijlage 14 zijn de uitdrukkingen weergegeven samen met de omhullende van de eerder genoemde verzameling waarnemingen (Bijlage 13).

Merk op dat α_0 volgens de uitdrukking van Silvester (1974) een dimensie-dragende coëfficiënt is (de algebraïsche bewerkingen die door Silvester worden uitgevoerd zijn niet consistent voor zover het de dimensies betreft). De hier gegeven uitdrukking geldt in het m, s -stelsel. Het blijkt dat het voorstel van Mitsuyasu (1971) voor kleine waarden van $\tilde{F}$ wat hoge waarden voor α_0 geeft maar over het algemeen komen de formules redelijk overeen met de waarnemingen. Gezien de spreiding in de waarnemingen zijn de verschillen tussen de verschillende formules van JONSWAP (1973), Liu (1971) en Silvester (1974) marginaal en een verdergaande beoordeling lijkt daarom niet zinvol.

Volgroeide zeegang

Pierson en Moskowitz (1964) vonden voor volgroeide zeegang $\alpha_0 = 8,1 \cdot 10^{-3}$ en men zou dus mogen verwachten dat $\alpha_0 \rightarrow 8,1 \cdot 10^{-3}$ als $F \rightarrow \infty$. Uit de waarnemingen is een dergelijke tendens echter niet te herkennen.

Ook in de bovenstaande uitdrukkingen wordt geen eindige limietwaarde bereikt. Silvester (1974) geeft expliciet aan dat als $F = 17700 U_{10}^{1,5}$ (in het m, s -stelsel, oorspronkelijk uitgedrukt in $U_{19,5}$, hier is weer verondersteld $U_{19,5} = 1,07 U_{10}$) de volgroeide situatie bereikt is waar $\alpha_0 = 8,1 \cdot 10^{-3}$. Hij baseert deze bewering op gegevens van Inoue (1967).

Bij $m \neq 5$ wordt α_0 een dimensie-dragende "konstante". Neumann (1953), die op grond van zijn waarnemingen $m = 6$ stelt, geeft α_0 de waarde $4,1 \cdot 10^{-3} s^{-1}$.

* Hoewel opmerkingen van Snyder (1974) over "breekpunten" in de ontwikkeling van het golfveld relevant kunnen zijn.

PARAMETER VOOR DE FREQUENTIESCHAAL, f_m

In de JONSWAP publikatie wordt ook een verzameling gegeven van waargenomen waarden van de dimensieloze piekfrequentie $\tilde{f}_m$ als functie van de dimensieloze strijklengte $\tilde{F}$ (zie Bijlage 15). Deze verzameling vertoont een relatief geringe spreiding en kan goed benaderd worden met een rechte lijn op log-log schaal.

In Tabel 4.4.3.II. en in Bijlage 16 zijn een aantal uitdrukkingen gegeven die $\tilde{f}_m$ geven als functie van $\tilde{F}$. Hierbij kan dezelfde opmerking gemaakt worden t.a.v. U_{10} , U_* en $U_{19,5}$ als bij de vorige tabel.

JONSWAP (1973)	$\tilde{f}_m = 3,5 \tilde{F}^{-0,33}$	(4.4.3.7.)
Mitsuyasu (1971)	$\tilde{f}_m = 3,24 \tilde{F}^{-0,33}$	(4.4.3.8.)
Liu (1971)	$\tilde{f}_m = 4,10 \tilde{F}^{-1/3}$	(4.4.3.9.)
Silvester (1974)	$\tilde{f}_m = 0,079 \exp^4[2,0\{F/(17700 U_{1,5}^1)\}^{-0,284}]$	(4.4.3.10.)

Tabel 4.4.3.II.

Uit een vergelijking tussen de uitdrukkingen en de omhullende van de waarnemingen (zie Bijlage 16) blijkt dat de uitdrukkingen van JONSWAP (1973), Mitsuyasu (1971) en Liu (1971) de verzameling waarnemingen redelijk goed weergeven. De uitdrukking van Silvester (1974) geldt in het m , s -stelsel en is alleen voor $\tilde{F} > 1000$ een redelijke benadering van de waarnemingen; voor kleine waarden van F is de uitdrukking bepaald niet realistisch.

In de methode van Pierson, Neumann en James (1955) die in paragraaf 4.5.2. en 5.2.2. uitvoeriger behandeld zal worden, wordt het spectrum voor jonge zeegang benaderd door het Neumann spectrum voor de volgroeide zeegang af te kappen aan de laag-frequente zijde bij een $f_{\min}$. De waarde van $f_{\min}$ die dan meestal gelijk is aan f_m , wordt in grafieken gegeven in Pierson, Neumann en James (1955).

Volgroeide zeegang

Voor het spectrum van volgroeide zeegang geven Pierson en Moskowitz (1964) de waarde $\tilde{f}_m = 0,13$ (wederom met $U_{19,5} = 1,07 U_{10}$) en Neumann (1953) geeft $\tilde{f}_m = 0,134$ (met $U_{7,5} = 0,97 U_{10}$). Evenals bij het gedrag van α_0 geeft Silvester (1974) bij volgroeide zeegang $\tilde{f}_m$ de waarde die Pierson en Moskowitz (1964) voorstelden.

Opgemerkt mag worden dat als $\tilde{f}_m = 1/(2\pi) = 0,159$ de fasesnelheid van $\tilde{f}_m$ gelijk is aan de windsnelheid. De waarden van $\tilde{f}_m$ in de spectra van Neumann (1953) en Pierson en Moskowitz (1964) komen overeen met een fasesnelheid van de piekfrequentie die ongeveer 1,2 maal de windsnelheid (op 10 m hoogte) is.

Overgang "jonge" zeegang naar volgroeide zeegang

In het voorgaande zijn geen uitdrukkingen gegeven waarmee de waarden van de vorm- en schaalparameters geleidelijk overgaan van de waarden voor de "jonge" zeegang naar de waarden voor volgroeide zeegang.

In de literatuur zijn alleen in Günther e.a. (1978, a) en Bouws (1978) enige, tamelijk arbi-

4.4.4. "Overshoot" en "omhullend spectrum"

trair gekozen grafieken of uitdrukkingen gegeven. De informatie van Günther e.a. (1978, a) betreft alle vijf de vorm- en schaalparameters en hiermee zouden golven voorspeld kunnen worden ware het niet dat twee tamelijk opvallende verschijnselen optreden.

Het eerste betreft het bijbehorende verloop van de dimensieloze golfhoogte als functie van de dimensieloze strijklengte (zie paragraaf 4.3.3.). Deze functie wordt niet gegeven in de publikatie maar het blijkt bij nadere bestudering van de parameterrelaties van Günther e.a. (1978, a) dat de waarde van $\tilde{H}$ aanvankelijk monotoon stijgt van ongeveer 0,0018 bij $\tilde{F} \approx 1,0$ tot ongeveer 0,26 bij $\tilde{F} \approx 40000$ en vervolgens afneemt tot een limietwaarde van 0,24 voor grote waarden van $\tilde{F}$. Het tweede effect hangt hier waarschijnlijk mee samen. Dat is dat de energiedichtheid van bepaalde componenten in het spectrum tijdelijk groter kan worden dan de energiedichtheid van de piekfrequentie van het spectrum in de volgroeiende situatie.

De twee gevolgen van het gebruik van de door Günther e.a. (1978, a) gegeven parameterrelaties worden in de publikatie niet gesignaleerd en berusten blijkbaar op arbitraire veronderstellingen over het verloop van de parameters (met name γ_0) als functie van de dimensieloze strijklengte. Omdat alle andere groeikrommen van $\tilde{H}$ die gevonden zijn in de literatuur (zie paragraaf 4.3.3.) het hier vermelde gedrag niet vertonen dienen de parameterrelaties van Günther e.a. (1978, a) met de nodige voorzichtigheid te worden gebruikt. Bouws (1978) suggereert een andere functie voor γ_0 . Door deze te gebruiken i.p.v. die van Günther e.a. (1978, a) wordt een monotoon stijgende groeikromme van $\tilde{H}$ gevonden, met als limiet 0,24. Op de achtergronden van de parameterrelaties van Günther e.a. (1978, a) wordt teruggekeerd in paragraaf 5.4.3.

Naamgeving

Het spectrum met $\gamma(f) = 1$, $m = 6$, $n = 2$, $\alpha_0 = 4,1 \cdot 10^{-3} s^{-1}$ en $\tilde{f}_m = 0,816g/(2\pi U_{7,5})$ ($\tilde{f}_m = 0,314$ als $U_{7,5} = 0,97 U_{10}$) zal in dit rapport het Neumann spectrum genoemd worden. Spectra waar dezelfde waarden voor de vormparameters gebruikt zijn maar waar α_0 en $\tilde{f}_m$ andere waarden hebben zullen spectra van het Neumann-type genoemd worden.

Voor het Pierson-Moskowitz spectrum geldt $\gamma(f) = 1$, $m = 5$, $n = 4$, $\alpha_0 = 8,1 \cdot 10^{-3}$ en $\tilde{f}_m = 0,88g/(2\pi U_{19,5})$ ($\tilde{f}_m = 0,13$ als $U_{19,5} = 1,07 U_1$). Als de laatste twee parameters andere waarden hebben, dan wordt van een Pierson-Moskowitz-type spectrum gesproken.

Als $m = 5$, $n = 4$, $\gamma_0 = 3,3$, $\sigma_a = 0,07$ en $\sigma_b = 0,09$ dan wordt de term JONSWAP spectrum gebruikt. Als deze parameters andere waarden hebben dan wordt van een JONSWAP-type spectrum gesproken. Een Pierson-Moskowitz spectrum en een Pierson-Moskowitz-type spectrum zijn dus JONSWAP-type spectra.

Spectra, bekend onder de naam Bretschneider spectrum, ITTC spectrum en ISSC spectrum worden gegeven in paragraaf 4.5.4.

4.4.4. "Overshoot" en "omhullend spectrum"

De ontwikkeling van het frequentiespectrum als functie van de strijklengte voor een willekeurige waarde van de windsnelheid is m.b.v. de voorgaande relaties vrij eenvoudig weer te geven. Een voorbeeld voor $U \approx 10$ m/s en $F \approx 25, 50, 100$ en 200 km is gegeven in Fig. 4.4.4.A.

“Overshoot” en “omhullend spectrum” 4.4.4.

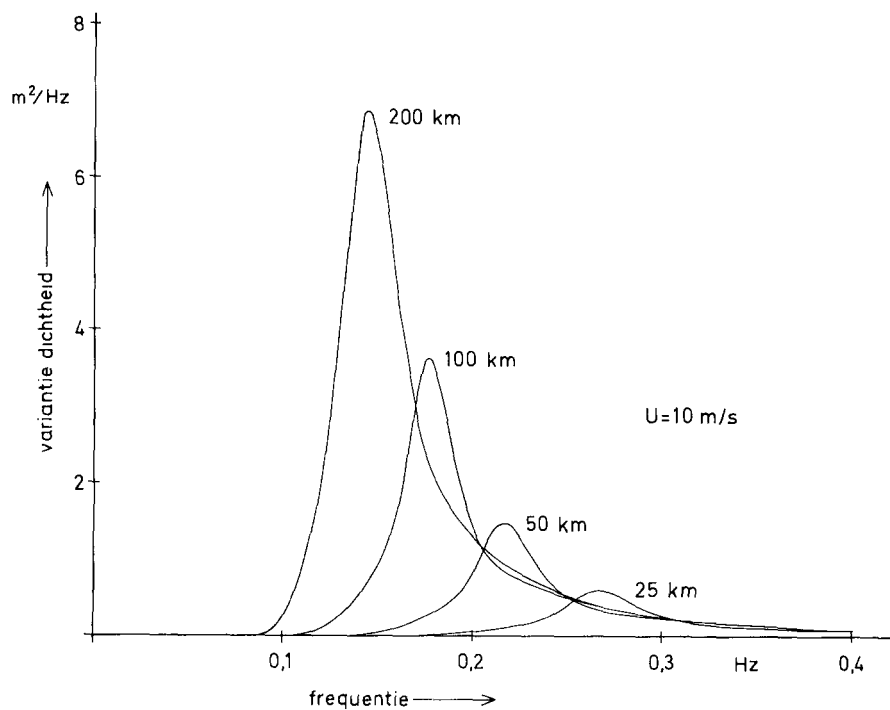


Fig. 4.4.4.A. Ontwikkeling van het standaard frequentiespectrum als functie van de strijklengte.

Het blijkt duidelijk uit deze illustratie dat de energiedichtheid voor een willekeurige frequentie aanvankelijk vrij snel groeit, een maximale waarde bereikt en vervolgens afneemt naar een limietwaarde. Deze ontwikkeling van de energiedichtheid kan ook worden weergegeven zoals in Fig. 4.4.4.B.

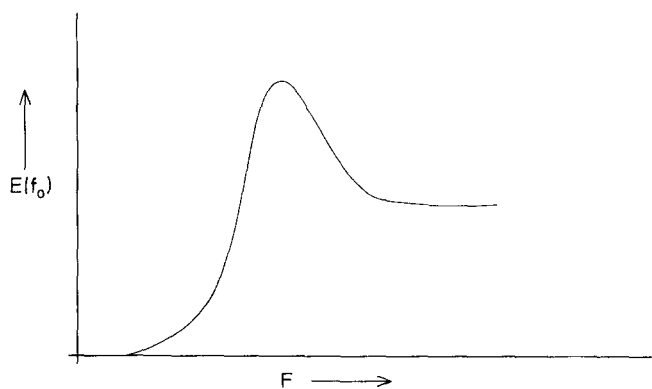


Fig. 4.4.4.B. Ontwikkeling van de energiedichtheid van een golfcomponent (f_0) als functie van de strijklengte.

4.4.4. "Overshoot" en "omhullend spectrum"

Het verschijnsel dat de energiedichtheid tijdelijk een hogere waarde bereikt dan de limietwaarde wordt in de engelstalige literatuur "overshoot" genoemd. Men zou een waarde kunnen toekennen aan de "overshoot" door deze gelijk te stellen aan de verhouding (R) tussen de maximale waarde van de energiedichtheid voor een willekeurige frequentie f_0 en de limietwaarde of wel:

$$R(f_0, \tilde{F}) = \frac{E(f_0, \tilde{F})_{\max}}{E(f_0, \infty)} \quad (4.4.4.1.)$$

of in termen van het standaard spectrum

$$R(f_0, \tilde{F}) = \frac{\alpha_0(\tilde{F})}{\alpha_0(\infty)} \exp \left[-\frac{m}{n} \tilde{f}_0^{-n} \{f_m^n(\tilde{F}) - f_m^n(\infty)\} \right] \frac{\gamma_0(\tilde{F})}{\gamma_0(\infty)} \quad E = E_{\max} \quad (4.4.4.2.)$$

Het blijkt dus dat de "overshoot" factor, in tegenstelling tot wat wel eens gesuggereerd wordt (b.v. Houmb en Rye, 1973 en Rye e.a., 1974) niet gelijk is aan γ_0 . Zelfs als $\gamma_0 = 1$ kan "overshoot" optreden door het gedrag van α_0 als functie van $\tilde{F}$. Dit laatste wordt getoond in paragraaf 4.5.4.

Ter illustratie kan de ontwikkeling van het JONSWAP spectrum genomen worden zoals beschreven door Hasselmann e.a. (1973). Als spectrum voor de volgroeide situatie wordt het Pierson-Moskowitz spectrum gebruikt. In deze situatie is de "overshoot" factor als functie van de dimensieloze strijklengte weer te geven door de volgende vergelijking waar verondersteld is dat $E_{\max}$ optreedt als $f_0 = f_m$.

$$R(\tilde{F}) = \frac{0,076 \tilde{F}^{-0,22}}{0,0081} \cdot 3,3 \cdot \exp \left[1,25 \left\{ \left(\frac{3,5 \tilde{F}^{-0,33}}{0,13} \right)^{-4} - 1 \right\} \right] \quad (4.4.4.3.)$$

Deze functie is voor $10 < \tilde{F} < 10^3$ getekend in Fig. 4.4.4.C.

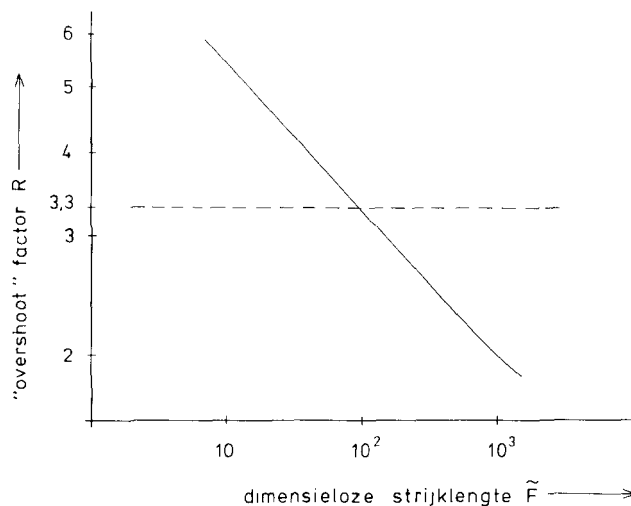


Fig. 4.4.4.C. "Overshoot" factor als functie van de dimensieloze strijklengte.

Omhullende spectrum

Bretschneider oppert de laatste jaren (b.v. Bretschneider en Tamaye, 1976) om de omhullende van het zich ontwikkelende spectrum te gebruiken als ontwerp-spectrum. Een dergelijk spectrum heeft echter geen fysische betekenis in die zin dat het geen representatie is van een op één moment waargenomen zeegangssituatie. Bovendien overschat het aanzienlijk de golfenergie die op elk willekeurig moment in het golfveld aanwezig geweest is tijdens de ontwikkeling van het spectrum. Het lijkt daarom weinig zinvol de voorstellen van Bretschneider op dit punt over te nemen of aan te bevelen.

4.4.5. *Invloed van de diepte*

Over de vorm- en schaalparameters van een standaard spectrum voor ondiep water is zeer weinig bekend zowel in fundamenteel als empirisch opzicht. Waarnemingen van het spectrum in ondiep water zijn vrijwel niet gepubliceerd en theoretische verwachtingen zijn alleen bekend voor het hoog-frevente deel van het spectrum.

Zoals in paragraaf 4.4.2. werd aangegeven gebruikte Phillips (1958) een dynamisch argument om aan te tonen dat de hoog-frevente flank van het spectrum van de vorm f^{-5} zou moeten zijn. In dit argument werd echter geen rekening gehouden met de invloed van de diepte. In hetzelfde artikel gaat Phillips ook in op de vorm van het twee-dimensionale golfgetalspectrum $E(k)$ voor grote waarde van k . Op grond van een geometrische eigenschap van het golfoppervlak stelt Phillips dat deze vorm van de volgende gedaante is:

$$E(k) \sim D(\theta)k^{-4} \quad (4.4.5.1.)$$

Het één-dimensionale golfgetalspectrum $E(k)$ krijgt dan, na integratie van $E(k)$ over de richtingen de volgende gedaante:

$$E(k) \sim k^{-3} \quad (4.4.5.2.)$$

Door transformatie van deze functie van het golfgetal (k)-domein naar het frequentie- (f)-domein wordt het frequentiespectrum gevonden. Deze bewerking kan worden weergegeven door:

$$E(f) = E(k) \frac{dk}{df} \quad (4.4.5.3.)$$

$$\text{Voor diep water levert dit } E(f) \sim f^{-5} \text{ op.} \quad (4.4.5.4.)$$

Kitaigorodskii e.a. (1975) accepteren het geometrisch argument van Phillips ook voor ondiep water en voeren ook de transformatie uit van het golfgetalspectrum naar het frequentiespectrum. Het resultaat voor zeer ondiep water, waar $k = 2\pi f/\sqrt{gd}$ is dat de hoog-frevente flank van het spectrum de volgende gedaante heeft:

$$E(f) \sim df^{-3} \quad (4.4.5.5.)$$

Thornton (1977) accepteert het dynamische argument van Phillips voor ondiep water situaties niet en baseert zijn redenering op kinematische eigenschappen van brekende golven. Waar Phillips er van uit ging dat golven breken als de neerwaartse versnelling van de deeltjes

4.5. Verband tussen de parameters van de kenmerkende golf en het standaard spectrum

in de golftop groter is dan een kritische fractie van de zwaartekrachtversnelling, gaat Thornton er van uit dat breken ontstaat doordat de waterdeeltjes aan het oppervlak een grotere voorwaartse snelheid hebben dan de fasesnelheid van de golf. Op grond van deze redenering vindt Thornton (1977) m.b.v. dimensieanalyse dat de hoog-frequente flank van het spectrum van de gedaante $E(f) \sim c^2 f^{-3}$ is. Voor diep water geldt dat $c = g/(2\pi f)$ zodat $E(f) \sim f^{-5}$. In het algemeen geldt echter $c^2 = (g/k) \tanh(kd)$ zodat in principe voor iedere diepte de vorm van de hoog-frequente flank bekend is. Voor zeer ondiep water vindt Thornton (1977) hetzelfde resultaat als Kitaigorodskii e.a. (1975).

Zowel Kitaigorodskii e.a. (1975) als Thornton (1977) vinden dus dat voor zeer ondiep water en voor relatief hoge (t.o.v. f_m) frequenties de energiedichtheid evenredig is met f^{-3} . Zij steunen deze conclusie met een aantal waarnemingen die zijn weergegeven in Bijlage 17 en 18. De waarnemingen die door Thornton (1977) worden gegeven lijken de bewering inderdaad te bevestigen maar de waarnemingen gegeven door Kitaigorodskii e.a. (1975) schijnen er op te duiden dat in het gebied van de hoge frequenties de hogere frequenties minder beïnvloed worden dan de lagere.

In Kitaigorodskii (1976) wordt de redenering van Kitaigorodskii e.a. (1975) uitgebreid naar een situatie met een gemiddelde stroom. De behandeling hiervan valt echter buiten het bestek van dit rapport.

Opgemerkt mag worden dat Ijima e.a. (1970) ook een uitdrukking geven voor het frequentiespectrum in ondiep water. Voor zeer ondiep water is de vorm van het spectrum gegeven door de volgende vergelijking.

$$E(f) \sim d^2 f^{-1} \quad (4.4.5.5.)$$

Deze uitdrukking is gebaseerd op theoretische overwegingen die echter zeer aanvechtbaar zijn en daarom kan dit voorstel van Ijima e.a. (1970) niet aanbevolen worden.

Over de richtingsverdelingsfunctie van het standaard spectrum op diep water is geen informatie gevonden in de literatuur.

4.5. Verband tussen de parameters van de kenmerkende golf en het standaard spectrum

4.5.1. Inleiding

In de vorige paragrafen 4.3. en 4.4. zijn de parameters van de kenmerkende golf en van het standaard spectrum onafhankelijk van elkaar behandeld. De definities noch de waarden van de parameters zijn met elkaar in verband gebracht. Dit is echter heel wel mogelijk en in deze paragraaf zal hier dieper op ingegaan worden.

4.5.2. Parameters voor de energieschaal

De relatie tussen de significante golfhoopte en de parameters van het spectrum is eenvoudig van vorm als uitgegaan wordt van de in paragraaf 2.3. gegeven uitdrukking.

$$H_s \approx H_{1/3} \approx H_{m_0} = 4\sqrt{m_0} \text{ waar } m_0 = \int_0^\infty E(f) df \quad (4.5.2.1.)$$

De significante golfhoopte is volgens deze uitdrukking uitsluitend afhankelijk van de inte-

Parameters voor de energieschaal 4.5.2.

graal van het spectrum en omdat het spectrum uitgedrukt is in termen van vorm- en schaalparameters kan ook de significante golfhoogte in die termen worden uitgedrukt. Uit waarnemingen blijkt overigens (b.v. Goda, 1974, Forristall, 1978) dat het verband tussen H_s en m_0 vaak beter gegeven wordt door de volgende uitdrukking:

$$H_{1/3} \approx 3,8\sqrt{m_0} \quad (4.5.2.2.)$$

Helaas is de waarde van de integraal voor de in dit rapport gebruikte formulering van het standaard spectrum voor willekeurige waarden van m , α_0 , f_m , n en σ alleen numeriek te benaderen. Zo geeft b.v. Ewing in een ISSC rapport (ISSC, 1976) een aantal resultaten voor het JONSWAP-type spectrum met $\sigma_a = 0,07$ en $\sigma_b = 0,09$ die goed benaderd kunnen worden met de volgende uitdrukking (zie ook Bijlage 19 en uitdrukkingen (4.5.2.1.) en (4.5.2.5.)).

$$H_{m_0} = 4(2\pi)^{-2} g f_m^{-2} \cdot \sqrt{\frac{\alpha_0}{5} (0,78 + 0,22 \gamma_0)} \quad (4.5.2.3.)$$

Voor $\gamma_0 = 1$ kan de integraal ook analytisch bepaald worden voor willekeurige waarden van α_0 , f_m , m en n (de waarde van σ is niet meer relevant als $\gamma_0 = 1$). Het resultaat is in de volgende vergelijking gegeven:

$$m_0 = \int_0^\infty E(f) df = \frac{\alpha_0 g^2}{n} \frac{\Gamma\{(m-1)/(n)\} (2\pi)^{-4}}{(m/n)^{(m-1)/n} \cdot (f_m)^{(m-1)}} \quad (4.5.2.4.)$$

Voor $m = 5$ en $n = 4$ reduceert dit tot de volgende uitdrukking:

$$m_0 = \frac{1}{5} \alpha_0 (2\pi)^{-4} g^2 f_m^{-4} \quad (4.5.2.5.)$$

in welk geval de uitdrukking voor de significante golfhoogte wordt:

$$H_{m_0} = 4(2\pi)^{-2} g f_m^{-2} \sqrt{\frac{\alpha_0}{5}} \quad (4.5.2.6.)$$

Om de groeikrommen van H_s , zoals ze in paragraaf 4.3.3. behandeld werden, te vergelijken met waarnemingen van spectra, kan gebruik gemaakt worden van de waarde van m_0 van waargenomen spectra. Bijvoorbeeld JONSWAP (Hasselmann e.a., 1973) en Mitsuyasu (1971) geven op grond van waarnemingen uitdrukkingen voor m_0 als functie van strijklengte en windsnelheid. De uitdrukking van Mitsuyasu (1971) is gesteld in termen van U_* en die van JONSWAP (1973) in termen van U_{10} . Het blijkt dat als $C_{10} = 0,0012$ de twee uitdrukkingen vrijwel gelijk zijn. Als $H_s = H_{m_0} = 4\sqrt{m_0}$ dan worden de onderstaande vergelijkingen gevonden.

$$\text{JONSWAP (1973)} \quad \tilde{H} = 0,0016 \tilde{F}^{\frac{1}{2}} \quad (4.5.2.7.)$$

$$\text{Mitsuyasu (1971)} \quad \tilde{H} = 0,0016 \tilde{F}^{0,504} \quad (4.5.2.8.)$$

4.5.3. Parameters voor de frequentieschaal

Gezien de onzekerheid in de gekozen waarde van C_{10} , die overigens als gemiddelde waarde heel reëel is (zie b.v. Pierson, 1964), zijn de verschillen tussen de twee uitdrukkingen verwaarloosbaar. In Bijlage 20 zijn ze getekend in de verzameling waarnemingen van Wilson (1965). Het blijkt dat aanvankelijk voor ca. $\tilde{F} < 10$, de spectrale groeikrommen lagere waarden voor $\tilde{H}$ geven dan de waarnemingen maar voor ongeveer $100 < \tilde{F} < 1200$ is de overeenkomst heel redelijk. Voor $\tilde{F} > 1200$ wordt $\tilde{H}$ overschat door de spectrale groeikrommen en er is geen overgang naar de volgroeide zeegang.

Voor het Pierson-Moskowitz spectrum (volgroeide zeegang, $\alpha_0 = 8,1 \cdot 10^{-3}$ en $\tilde{f}_m = 0,13$) is $\tilde{H} = 0,24$.

Zoals eerder werd opgemerkt (paragraaf 4.4.3.) gebruiken Pierson, Neumann en James (1955) een standaard spectrum voor de volgroeide zeegang met $\gamma_0 = 1$, $m = 6$ en $n = 2$. Voor groeiende zeegang kappen ze dit spectrum af bij een bepaalde frequentie $f_{\min}$ die afhangt van de windsnelheid, strijkdur en strijklengte. Deze methode wordt wel de P-N-J methode genoemd (zie ook paragraaf 5.2.2.). De waarde van $f_{\min}$ wordt samen met het spectrum en de bijbehorende waarde van H_s gegeven in grafieken in dezelfde publikatie. Om de resultaten van deze methode te vergelijken met de hiervoor behandelde groeikrommen werd voor een aantal combinaties van windsnelheid en strijklengte de H_s bepaald. Het resultaat is gegeven in Bijlage 21 waar ook de omhullende van de verzameling waarnemingen van Wilson (1965) is gegeven. De $\tilde{H}$ -waarden die gevonden werden met de P-N-J methode blijken zich niet te groeperen rond een relatief eenvoudige functie. Dit is geen wezenlijk bezwaar maar de gevonden waarden zijn voor grote waarden van $\tilde{F}$ veel hoger dan die van de waarnemingen. Om deze reden moet het gebruik van de P-N-J grafieken ontraden worden.

4.5.3. Parameters voor de frequentieschaal

De relatie tussen de significante golfperiode en de piekfrequentie is niet goed bekend hoewel verschillende auteurs hier wel onderzoek naar hebben uitgevoerd. Uit de uitdrukking voor het spectrum van Bretschneider, dat een Pierson-Moskowitz-type spectrum is en dat geformuleerd is in termen van H_s en T_s , volgt dat:

$$T_s = 0,95 f_m^{-1} \quad (4.5.3.1.)$$

Goda (1974) vindt na numerieke experimenten de volgende relatie tussen T_s (gemiddelde periode van hoogste éénderde deel van de golfhoogten) en f_m .

$$T_s = 0,94 f_m^{-1} \quad (4.5.3.2.)$$

Met de zeer eenvoudige relatie (4.5.3.1.) kunnen de uitdrukkingen voor $\tilde{f}_m$ van JONSWAP (Hasselmann e.a., 1973), Liu (1971), Mitsuyasu (1971) en Silvester (1974) (zie paragraaf 4.4.3.) vergeleken worden met de verzameling waarnemingen van Wilson (1965). In Bijlage 20 zijn deze uitdrukkingen en de omhullende van de waarnemingen getekend.

Het blijkt dat voor ongeveer $\tilde{F} < 100$ de uitdrukkingen van JONSWAP, Liu en Mitsuyasu de significante golfperiode onderschatten. Voor ongeveer $100 < \tilde{F} < 10\,000$ is de overeenkomst redelijk tot goed maar voor zeer hoge waarden voor $\tilde{F}$ worden deze uitdrukkingen niet realistisch omdat er geen overgang plaatsvindt naar de volgroeide situatie. De uitdruk-

Standaard spectrum in termen van significante golfhoogte en -periode 4.5.4.

king van Silvester (1974) is voor ongeveer $\bar{F} < 1000$ niet realistisch. Voor hogere waarden van $\bar{F}$ is de overeenkomst van deze uitdrukking met de waarnemingen goed.

Het Pierson-Moskowitz spectrum (volgroeide zeegang) heeft een dimensieloze piekfrequentie $\hat{f}_m = 0,13$. De overeenkomstige dimensieloze significante golfperiode is $\bar{T} = 1,16 \cdot 2\pi$.

4.5.4. Standaard spectrum in termen van significante golfhoogte en -periode

De uitdrukking voor het standaard frequentiespectrum zoals die in paragraaf 4.4.2. werd gegeven heeft vier vrije parameters: twee schaal- en twee vormparameters. De significante golfhoogte en -periode kunnen in beginsel de twee schaalparameters vervangen.

Voor $\gamma_0 = 1$ is de uitdrukking voor het standaard spectrum in H_s en T_s eenvoudig af te leiden en het resultaat is gegeven in vergelijking (4.5.4.1.).

$$E(f) = \frac{n}{16} \frac{H_s^2}{\Gamma\left(\frac{m-1}{n}\right)} \left(\frac{m}{n}\right)^{(m-1)/n} \left(\frac{f T_s}{\beta}\right)^{-m} \frac{T_s}{\beta} \exp\left[-\frac{m}{n} \left(\frac{f T_s}{\beta}\right)^{-n}\right] \quad (4.5.4.1.)$$

waarbij $T_s = \beta f_m^{-1}$. Voor de gebruikelijke waarden $m = 5$ en $n = 4$ reduceert de uitdrukking tot:

$$E(f) = \frac{5}{16} H_s^2 f^{-5} \left(\frac{T_s}{\beta}\right)^{-4} \exp\left[-\frac{5}{4} \left(\frac{f T_s}{\beta}\right)^{-4}\right] \quad (4.5.4.2.)$$

Het Bretschneider spectrum (b.v. Bretschneider en Tamaye, 1976) is gelijk aan deze uitdrukking (4.5.4.1.) als $\beta = \sqrt[4]{\frac{4}{5}} \approx 0,95$, in (4.5.4.3.). zodat dit spectrum geschreven kan worden als

$$E(f) = 0,25 H_s^2 f^{-5} T_s^{-4} \exp\left[-(f T_s)^{-4}\right] \quad (4.5.4.3.)$$

In plaats van T_s kan ook een andere karakteristieke periode gekozen worden als parameter voor de frequentieschaal. Een voorbeeld is $\bar{T}$, zoals gegeven in vgl. (4.5.4.4.).

$$\bar{T} = m_0/m_1 \quad (4.5.4.4.)$$

waar $m_n = \int_0^\infty f^n E(f) df$

Het Pierson-Moskowitz-type spectrum wordt dan gegeven door vgl. (4.5.4.5.).

$$E(f) = 0,11 H_s^2 \bar{T}^{-4} f^{-5} \exp\left[-0,44(\bar{T}f)^{-4}\right] \quad (4.5.4.5.)$$

Dit spectrum heeft de vorm van het volgroeide spectrum, maar het wordt ook gebruikt voor niet-volgroeide zeegang. In de literatuur wordt dit spectrum ook wel genoemd het twee-parameter ITTC of het twee-parameter ISSC spectrum (ITTC, 1969 en ISSC, 1964). Indien $\bar{T} = 0,61 \cdot 2\pi\sqrt{H_s/3}$ (in het m, s -stelsel), dan wordt in de literatuur naar dit spectrum gerefereerd als het één-parameter ITTC spectrum.

4.5.4. Standaard spectrum in termen van significante golfhoogte en -periode

Hoewel $\gamma_0 = 1$ voor dit spectrum kan de ontwikkeling van het spectrum als functie van b.v. de strijklengte het verschijnsel van "overshoot" vertonen. Dit is geïllustreerd in Bijlage 22 waar de ontwikkeling van het Bretschneider spectrum is gegeven. Daarbij is gebruik gemaakt van de groeikrommen van Bretschneider (1973). De "overshoot" is in dit voorbeeld minder opvallend dan b.v. in de ontwikkeling van het JONSWAP spectrum volgens Hasselmann e.a. (1973).

Als $\gamma_0 \neq 1$, dan zijn uitdrukkingen zoals (4.5.4.5.) veel minder eenvoudig af te leiden. Ewing (ISSC, 1976, zie ook Bijlage 19) geeft op grond van numerieke resultaten de volgende vergelijking als $\gamma_0 = 3,3$, $\sigma_a = 0,07$ en $\sigma_b = 0,09$ (de waarden voor het JONSWAP spectrum). Door het ISSC (ISSC, 1976) wordt deze uitdrukking aanbevolen voor jonge zeegang ("fetch limited situations").

$$E(f) = 0,072 H_s^2 \bar{T}^{-4} f^{-5} \exp[-0,44(Tf)^{-4}] 3,3 \exp[-\frac{1}{2}(1,296 \bar{T}f - 1)^2/\sigma^2] \quad (4.5.4.6.)$$

De ITTC (ITTC, 1978) heeft deze aanbeveling overgenomen. Een soortgelijke uitdrukking als (4.5.4.6.) voor $\sigma_a = 0,07$, $\sigma_b = 0,09$ maar met γ_0 als functie van H_s en $\bar{T}_0$ wordt gegeven in Houmb en Overvik (1976).

5. Golfvoorspellingsmethoden voor variërend windveld

5.1. Inleiding

De toepasbaarheid van de methoden die in het vorige hoofdstuk behandeld zijn is tamelijk beperkt omdat de eisen die aan het windveld gesteld worden nogal streng zijn. In de praktijk blijkt dat die methoden alleen te gebruiken zijn voor wateroppervlakken die klein zijn t.o.v. de afmetingen van de weersystemen zoals b.v. een depressie. Daarnaast zijn variaties in bodemligging en kustlijn niet toegestaan.

Voor grotere wateroppervlakken waar de variaties in het windveld, de kustlijn en de waterdiepte een essentiële invloed uitoefenen op de ontwikkeling van het golfbeeld zullen golfvoorspellingsmodellen gebruikt moeten worden die daarop afgestemd zijn.

In dit hoofdstuk worden deze methoden behandeld waarbij drie verschillende soorten worden onderscheiden. De eerste soort heeft betrekking op aangepaste versies van de methoden voor het standaard windveld die in het vorige hoofdstuk behandeld werden. De tweede en derde soort betreffen methoden die gebaseerd zijn op een fundamenteel andere benadering van het golfvoorspellingsprobleem. Deze methoden hebben als basis het uitwerken van de energiehuishouding van het golfveld. De meest gedetailleerde weergave van deze energiehuishouding wordt gebruikt in de tweede soort waar per golfkomponent de energiebalans wordt "bijgehouden". In de derde soort wordt expliciet gebruik gemaakt van het feit dat een deel van deze energiebalans ervoor zorgt dat het spectrum een bepaalde standaard vorm behoudt, ook in variabele windvelden. De energiehuishouding kan daardoor worden uitgedrukt in termen van de vorm- en schaalparameters van het spectrum. Deze laatste benadering geeft een aanzienlijk vereenvoudiging voor de numerieke uitwerking van de energiebalans.

De drie soorten van methoden worden, ieder apart, in de drie volgende paragrafen behandeld.

5.2. Uitbreiding van de methoden voor standaard windveld

5.2.1. Inleiding

Als de wind varieert als functie van tijd en plaats of als de kust niet voldoet aan de eisen van het standaard windveld zijn aanpassingen van de in het voorgaande hoofdstuk behandelde methoden nodig.

De golfvoorspelling bij een afwijkende vorm van de kustlijn kan worden uitgevoerd door een gecorrigeerde waarde van de strijklengte te gebruiken in de parameterrelaties van de hiervoor behandelde methoden of door gebruik te maken van een spectraal model.

Voor de situatie waar de wind varieert in plaats en tijd zijn twee soorten van aanpassingen voorgesteld in de literatuur. In de eerste benadering veronderstelt men dat het windveld bestaat uit een som van standaard windvelden. In ieder van die windvelden wordt het tweedimensionale spectrum voorspeld m.b.v. één van de methoden die hiervoor beschreven zijn. In het voorspellingspunt worden de resultaten van deze afzonderlijke voorspellingen gecombineerd.

De tweede benadering is essentieel verschillend van de eerste. Hier wordt het idee dat het golfveld wordt weergegeven door een kenmerkende golf tamelijk ver doorgevoerd. De

5.2.2. Variaties in vorm van kustlijn

golfvoorspelling is gebaseerd op het hanteren van de hiervoor behandelde groeikrommen in een referentiepunt dat "meereist" met de kenmerkende golf.

5.2.2. Variaties in vorm van kustlijn

Verondersteld wordt dat het windveld konstant is in tijd en plaats en dat de kustlijn een willekeurige vorm kan hebben. Daarnaast wordt verondersteld dat de kust geen golf-energie reflecteert (deze veronderstelling is in de literatuur meestal impliciet). Als bijzonder geval van een willekeurige kustvorm kan genoemd worden een rechthoek.

De aanpassingen die nodig zijn om de voorspellingsprocedures voor het standaard windveld toe te passen in deze situatie kunnen worden ontleend aan twee benaderingen. De eerste is het gebruiken van dezelfde parameterrelaties die gebruikt worden in de methode van het standaard windveld maar met een waarde van de strijklengte die afhangt van de geometrie van de begrenzingsen (de effectieve strijklengte). In de tweede benadering wordt gebruik gemaakt van een model waarin het twee-dimensionale spectrum wordt voorspeld.

De methode die gebaseerd is op het gebruik van een effectieve strijklengte schijnt geïntroduceerd te zijn door Saville (1954). De effectieve strijklengte wordt in een willekeurige situatie gelijk gesteld aan een gewogen gemiddelde van de projecties van de afstanden naar de kust in alle richtingen. Dit is weergegeven in vergelijking (5.2.2.1.) en Fig. 5.2.2.A.

$$F_{eff} = \frac{\int_{-\alpha_m}^{\alpha_m} w(\alpha) l(\alpha) d\alpha}{\int_{-\alpha_m}^{\alpha_m} w(\alpha) d\alpha} \quad (5.2.2.1.)$$

waar $w(\alpha)$ een gewichtsfunctie is en $l(\alpha)$ de projectie van de afstand naar de kust op de wind-richting.

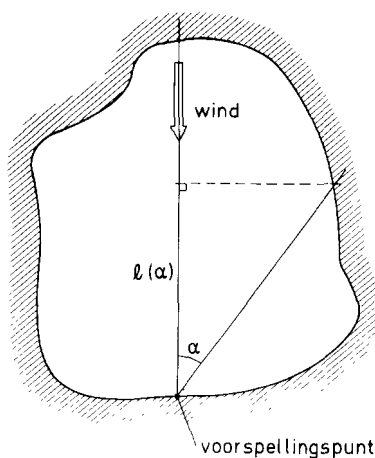


Fig. 5.2.2.A. Definitieschets effectieve strijklengte.

In beginsel is deze benadering toe te passen op willekeurig gevormde begrenzingsen en willekeurige gewichtsfuncties. Saville (1954) heeft $w(\alpha) = 1$ en $w(\alpha) = \cos \alpha$ voorgesteld met $\alpha_m = 30^\circ, 45^\circ$ en 90° terwijl Tang (1970) $w(\alpha) = \cos^2 \alpha$ gebruikte met dezelfde waarden

voor α_m . Beide auteurs geven de verhouding F_{eff}/F voor een rechthoekig windveld (of waterbekken) met breedte W als functie van W/F (zie Bijlage 23). Uit de figuur in deze bijlage blijkt dat voor $W/F \approx 3 \text{ à } 4$ de beperkte breedte nauwelijks meer invloed heeft. De waarden van F_{eff}/F die in Groen en Dorrestein (1976) gegeven worden komen overeen met $w(\alpha) = \cos \alpha$ en $\alpha_m = 45^\circ$. Het Shore Protection Manual (CERC, 1973) raadt aan om de gewichtsfunctie $w(\alpha) = \cos \alpha$ met $\alpha_m = 45^\circ$ toe te passen (ook voor willekeurige geometrie van de begrenzingen).

In het artikel van Tang (1970) worden de resultaten van "hindcasts" voor de westkust van Taiwan vergeleken met metingen. De "hindcasts" zijn uitgevoerd met een SMB (Sverdrup-Munk-Bretschneider) methode waarbij de waarde van F_{eff} berekend werd m.b.v. de $\cos^2 \alpha$ gewichtsfunctie met $\alpha_m = 45^\circ$. Het is niet duidelijk welke groeikrommen gebruikt zijn (het betrof ondiep water). Over een periode van ongeveer drie weken vindt Tang redelijke schattingen van zowel de golfhoogte als de golfperiode, hoewel de "hindcasted" golfhoogten gemiddeld wat te hoog zijn (zie Bijlage 24a en 24b).

In het B.E.B. Tech. Memo no. 132 (1962) worden waarnemingen van $\tilde{H}$ en $\tilde{T}$ gegeven als functie van $\tilde{F}_{eff} (= gF_{eff}/U^2)$ waarbij gebruik gemaakt is van $w(\alpha) = \cos \alpha$ en $\alpha_m = 45^\circ$. De waarnemingen zijn verricht op het Fort Peck Reservoir (V.S.) en het Denison Reservoir (V.S.). De auteurs van deze publikatie concluderen dat de methode tamelijk geschikt is, zowel vanuit een theoretisch standpunt als vanuit een praktisch standpunt, en dat de methode met "groot vertrouwen" gebruikt kan worden. Gezien de huidige kennis over het mechanisme van golfgroei (zie paragraaf 5.3.) is de theoretische basis echter zwak en de conclusie op dit punt kan hier niet onderschreven worden. Vanuit praktisch oogpunt is de methode erg eenvoudig en als de resultaten goed zijn dan is de methode in deze zin geschikt maar in de publikatie wordt dit niet expliciet aangetoond. Het totaaloverzicht van de waargenomen $\tilde{H}$ en $\tilde{T}$ als functie van $\tilde{F}_{eff}$ (zie Bijlage 25a en 25b) vertoont een grote spreiding in de waarden $\tilde{H}$ en $\tilde{T}$ bij gelijke $\tilde{F}_{eff}$ (orde van grootte factor 2) en de gemiddelde waarde van $\tilde{H}$ als functie van $\tilde{F}_{eff}$ is beduidend hoger dan die in de verzameling waarnemingen van Wilson (1965) (zie Bijlage 25a), zodat ook dit deel van de conclusie aanvechtbaar is.

Seymour (1977) past de methode van Saville toe om de parameters van zowel de kenmerkende golf als een standaard spectrum te voorspellen. De uitwerking van deze voorspellingen schijnt echter tamelijk onzorgvuldig te zijn geweest (Cotter en Chakrabarti, 1978) en het aantal beschouwde situaties is zeer beperkt zodat hierop niet verder wordt ingegaan.

Op grond van het hier gepresenteerde materiaal (meer is niet gevonden in de literatuur) is het niet mogelijk om aan te geven met welke van de gewichtsfuncties betere resultaten zou kunnen worden verkregen. In de genoemde publicaties wordt de voorkeur gegeven aan $\alpha_m = 45^\circ$ maar op welke gronden deze keuze is gemaakt wordt niet duidelijk gemaakt. Omdat de golfvoorspellingen i.h.a. iets te hoge waarden voor de golfhoogte geven is het mogelijk dat met $\alpha_m = 30^\circ$ betere resultaten zouden worden verkregen. Overigens is het mogelijk om de breedte van de gewichtsfunctie $w(\alpha)$ eleganter te beheersen dan met een $\cos$ - of $\cos^2$ -functie die afgekapt wordt bij $+$ en $-\alpha_m$, b.v. met behulp van de volgende uitdrukking: $w(\alpha) = \cos^m \alpha$ voor $|\alpha| \leq \pi/2$ (waarbij m de breedte-parameter is).

5.2.2. Variaties in vorm van kustlijn

Merk op dat deze toepassing alleen betrekking had op de kenmerkende golf. In beginsel kan de effectieve strijklengte ook gebruikt worden om de parameters van een standaard spectrum uit te rekenen.

Naast de methode van de effectieve strijklengte werd reeds genoemd de methode van het twee-dimensionale spectrum. Deze methode schijnt geïntroduceerd te zijn door Seymour (1977) die voorstelt om per richtingssector het twee-dimensionale spectrum $E(f, \theta)$ te berekenen en dat vervolgens te integreren over de richtingen om het frequentiespectrum $E(f)$ te vinden. In iedere sector wordt het twee-dimensionale spectrum voorspeld alsof het windveld een ideaal standaard windveld is. De gebruikte strijklengte wordt daarbij afhankelijk gesteld van de richting van de sector.

Als een sector gekarakteriseerd wordt door een centrale richting θ_i t.o.v. de windrichting (waarbij i het sector nummer is), en een breedte $\Delta\theta_i$, dan kan de afstand naar de kust voorgesteld worden door $l(\theta_i)$ (zie Fig. 5.2.2.B.). De strijklengte die gebruikt wordt in de voorspellingsprocedure is de projectie van $l(\theta_i)$ op de lijn waarvoor $\theta_i = 0$. De waarde van de projectielengte ($F(\theta_i)$) is:

$$F(\theta_i) = l(\theta_i) \cos(\theta_i) \quad (5.2.2.2.)$$

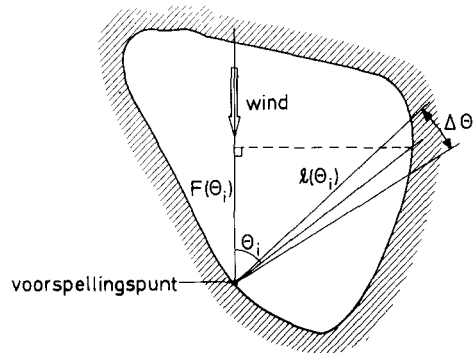


Fig. 5.2.2.B. Definitieschets sectoren.

Met deze fictieve strijklengte kan een twee-dimensionaal spectrum voorspeld worden volgens de methode van het standaard spectrum (zie vorig hoofdstuk). Dit spectrum wordt voor de voorspelling echter alleen geaccepteerd in de betreffende sector. Door de resultaten van alle sectoren te combineren ontstaat het te voorspellen twee-dimensionale spectrum. Het een-dimensionale frequentiespectrum kan vervolgens verkregen worden door per frequentie over de sectoren te sommeren. De methode kan worden weergegeven door de volgende twee uitdrukkingen.

$$E(f, \theta_i) = E(f, \theta) \Big|_{F = F(\theta_i)} \quad (5.2.2.3.)$$

$$E(f) = \sum_i E(f, \theta_i) \Delta\theta_i \quad (5.2.2.4.)$$

In het principe-schetsje van Fig. 5.2.2.C. zijn de afzonderlijke bijdragen van de verschillende sectoren geschetst die gezamenlijk het volledige frequentiespectrum vormen.

Methode van combinatie van standaard windvelden 5.2.3.

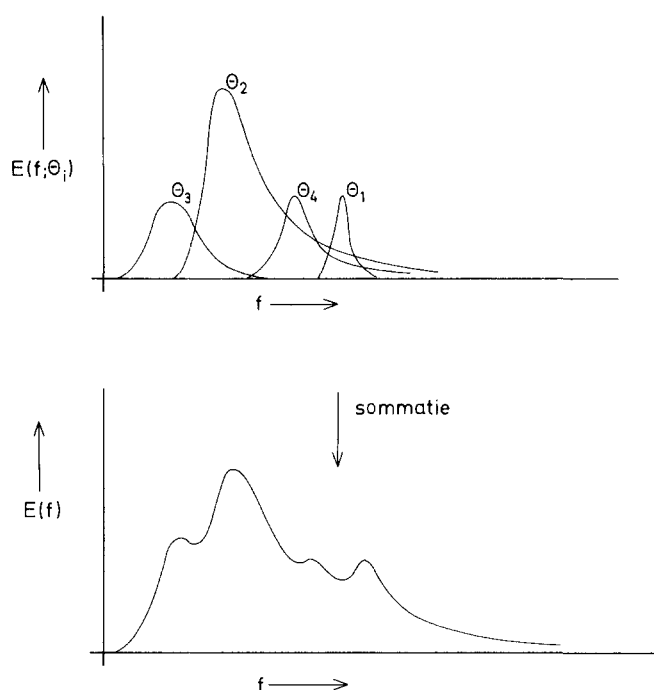


Fig. 5.2.2.C. Afzonderlijke bijdragen van de sectoren en volledig frequentiespectrum.

Seymour (1977) geeft een aantal voorbeelden van toepassingen waar de resultaten vergeleken worden met metingen maar de uitwerking van het model schijnt onzorgvuldig te zijn (Cotter en Chakrabarti, 1978) zodat deze voorbeelden hier niet verder worden besproken. De opmerkingen van Cotter en Chakrabarti (1978) geven overigens de onzorgvuldigheid van Seymour niet volledig weer.

5.2.3. Methode van combinatie van standaard windvelden

Zoals in de inleiding al werd aangegeven berust deze methode op het idee dat een windveld dat varieert in het horizontale vlak kan worden voorgesteld als een mozaïek van standaard windvelden. Variaties in de tijd worden weergegeven door deze standaard windvelden over het oppervlak te bewegen of door de windsnelheid en richting in ieder standaard windveld te beschouwen als een functie van de tijd.

Twee versies van deze methode zullen worden beschreven nl. die van Pierson, Neumann en James (1955), waar de windvelden zich kunnen verplaatsen over het wateroppervlak, en die van Darbyshire (1961, a), waar de windvelden stationair zijn maar waar de wind in de tijd kan variëren. De twee methoden die Kruseman (1976) beschrijft voor deiningsvoorspelling bij Hoek van Holland en de methode die gebruikt wordt op het KNMI voor scheepsrouting op de Atlantische Oceaan zijn in wezen vergelijkbaar met de methoden van Pierson, Neumann en James (1955) en Darbyshire (1961, a). Hierop zal in de volgende tekst worden teruggekomen.

DE P-N-J METHODE

De methode van Pierson, Neumann en James (1955) wordt wel de P-N-J methode ge-

5.2.3. Methode van combinatie van standaard windvelden

noemd. De essentie van deze methode, naast het opdelen van het windveld in standaard windvelden, is dat gebruik gemaakt wordt van het feit dat energie uitgestraald wordt van een standaard windveld naar het voorspellingspunt. De uitgestraalde energie die aankomt in het voorspellingspunt wordt voorspeld door aan het eind van het standaard windveld (d.w.z. de benedenwindse begrenzing) het twee-dimensionale spectrum te voorspellen en vervolgens rekening te houden met de voortplantingskarakteristieken van de golfenergie.

In de P-N-J methode plant de energie van het voorspelde spectrum zich ongestoord voort over het wateroppervlak. Dit is in beginsel onjuist omdat de energie bij het verlaten van het standaard windveld direkt opgenomen zou moeten worden in een daar aansluitend standaard windveld waar in beginsel het spectrum beïnvloed wordt door de daar heersende wind. Pierson, Neumann en James (1955) beschouwen echter alleen stormen die met een tamelijk geïsoleerd windveld beschreven worden en verwaarlozen de invloeden van windvelden buiten zo'n storm. Wel kunnen de effecten van verschillende stormen op het voorspellingspunt gecombineerd worden maar het golfveld uit één bepaalde storm kan niet beïnvloed worden door een andere storm. Dit levert met name problemen op voor stormen die gezien vanuit het voorspellingspunt op één lijn liggen.

De voortplantingskarakteristieken van de in het standaard windveld opgewekte golfenergie bepalen welk deel van die energie aankomt in het voorspellingspunt en op welk tijdstip dit gebeurt. Pierson, Neumann en James (1955) stellen het golfveld dat het standaard windveld verlaat voor als een verzameling van rechthoekige golfvelden, ieder gekarakteriseerd door één frequentie en richting (zie Fig. 5.2.3.A.). De afmetingen van een dergelijk golfveld worden bepaald door de breedte en de lengte van het standaard windveld en de windduur in het windveld. Nadat de golfvelden het standaard windveld verlaten hebben zullen ze zich verspreiden doordat de voortplantingssnelheid, in grootte en richting, verschillend is voor ieder golfveld. Dit verschijnsel wordt dispersie genoemd.

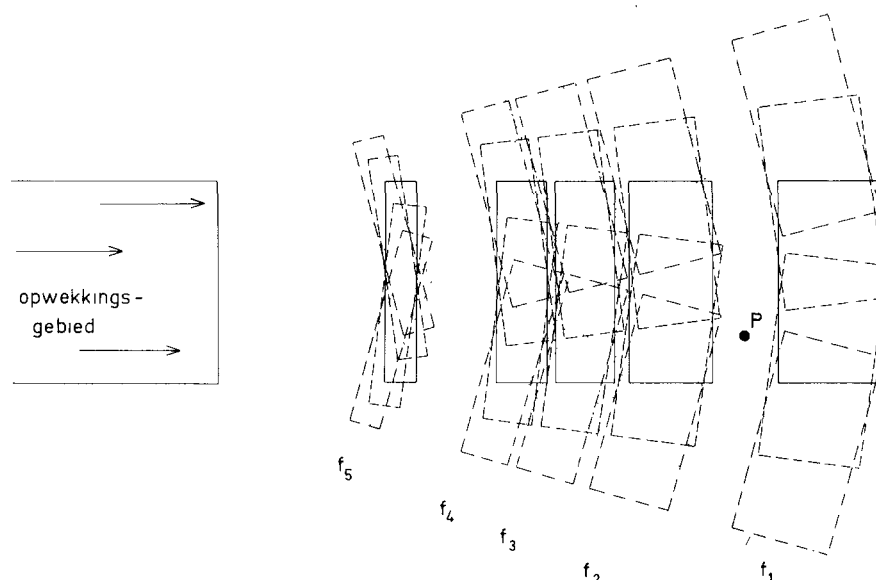


Fig. 5.2.3.A. De voortplanting van een patroon dat is samengesteld uit een aantal sinusgolven (naar Pierson, Neumann en James, 1955).

Methode van combinatie van standaard windvelden 5.2.3.

Voor het voorspellingspunt P (zie Fig. 5.2.3.A.) geldt dat het golfveld met frequentie f_1 zojuist gepasseerd is en dat het golfveld met frequentie f_2 juist arriveert. In het voorspellingspunt is dus van het oorspronkelijke spectrum alleen energie aanwezig in de frequentieband van f_1 tot f_2 . Deze correctie voor de dispersie is in feite het toepassen van een lineair filter op het oorspronkelijke frequentiespectrum dat was opgewekt in het standaard windveld. Dit is schematisch weergegeven in Fig. 5.2.3.B.

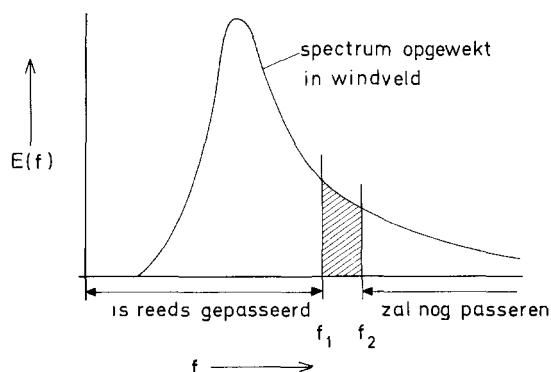


Fig. 5.2.3.B. Het effect van frequentiedispersie.

Echter niet alle golfvelden met frequenties tussen f_1 en f_2 zullen aanwezig zijn in P . Alleen die velden die zich in de juiste richting voortplanten kunnen door punt P gaan (alleen richtingen tussen θ_1 en θ_2 , zie Fig. 5.2.3.C.).

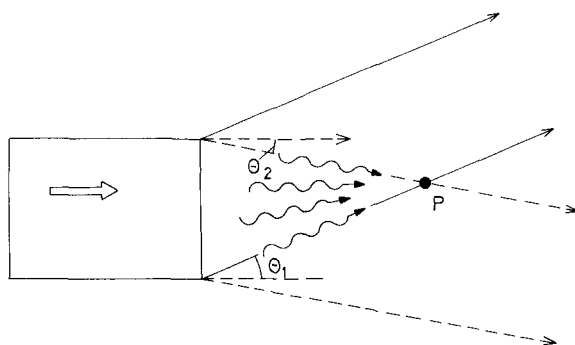


Fig. 5.2.3.C. Begrenzungen van de hoek van inval van golfcomponenten opgewekt in het windveld.

Welk effect deze richtingspreiding heeft op de energie die punt P passeert kan berekend worden m.b.v. de richtingsverdeling van het oorspronkelijke twee-dimensionale spectrum. Voor de frequentieband $f_1 - f_2$ kan de richtingsverdelingsfunctie van de energie worden voorgesteld als b.v. in Fig. 5.2.3.D. Van de energie in deze frequentieband zal alleen dat deel in P aankomen dat zich voortplant tussen θ_1 en θ_2 .

Het spectrum dat zich op een bepaald tijdstip in P bevindt kan dus worden opgevat als het oorspronkelijke twee-dimensionale spectrum aan de benedenwindse grens van het standaard windveld vermenigvuldigd met een twee-dimensionaal filter ($f_1 - f_2, \theta_1 - \theta_2$). Dit is schematisch weergegeven in Fig. 5.2.3.E.

5.2.3. Methode van combinatie van standaard windvelden

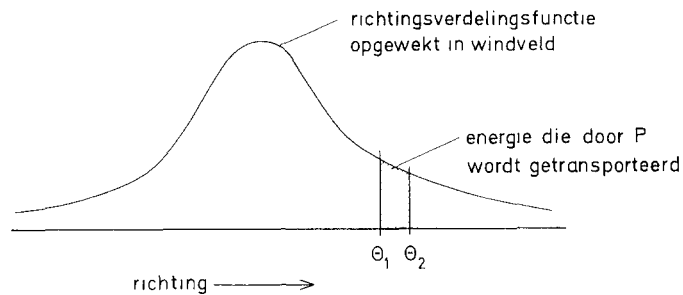


Fig. 5.2.3.D. Effect van richtingsdispersie.

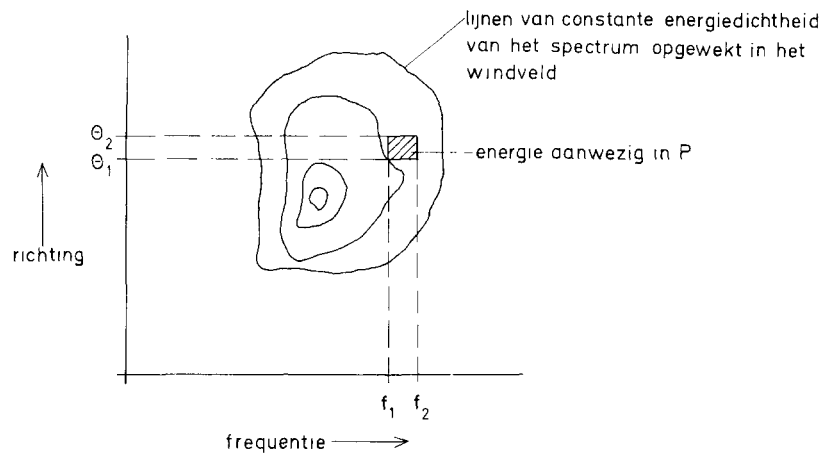


Fig. 5.2.3.E. Dispersie-effect in het twee-dimensionale spectrum.

In de P-N-J methode wordt deze twee-dimensionale filtering uitgevoerd door eerst f_1 en f_2 te bepalen (voor een vast punt P zijn deze frequenties afhankelijk van de tijd) en vervolgens de energie in dit frequentiebandje te reduceren voor het effect van de richtingsverdeling (zie Fig. 5.2.3.F.).

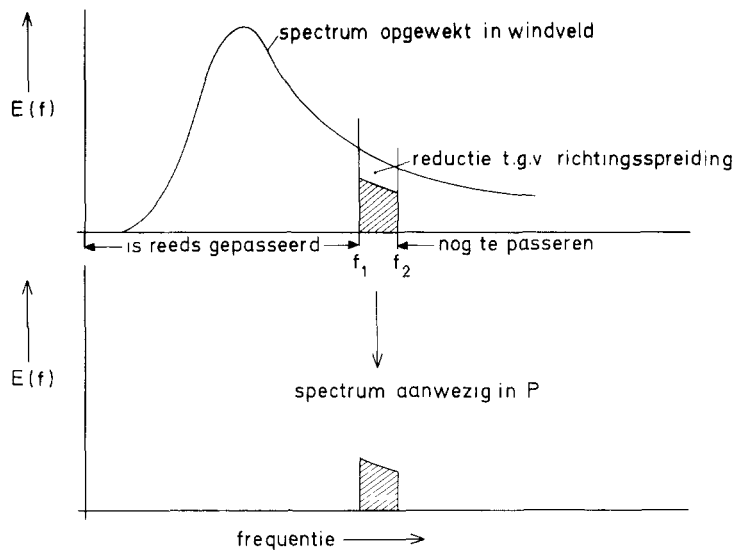


Fig. 5.2.3.F. Filtering in het frequentiespectrum.

Methode van combinatie van standaard windvelden 5.2.3.

In de publikatie van Pierson, Neumann en James (1955) wordt ook aangegeven hoe f_1 en f_2 bepaald kunnen worden als het standaard windveld zich in de windrichting verplaatst.

Om het spectrum te bepalen aan de benedenwindse grens van het standaard windveld kan gebruik gemaakt worden van de in het vorige hoofdstuk behandelde methoden. De beoordeling die de groeigrafieken van Pierson, Neumann en James (1955) kregen bleek in dat hoofdstuk zeer matig te zijn en het werd zelfs ontraden deze grafieken te gebruiken.

In de publikatie van Pierson, Neumann en James (1955) wordt de methode beoordeeld door routine-matig golfvoorspellingen uit te voeren voor ongeveer 14 dagen (3 feb.-21 feb., 1953) voor de lokaties van een aantal Amerikaanse weerschepen op de Atlantische Oceaan. De gebruikte windvelden waren bepaald na een analyse van waarnemingen van wind en atmosferische druk en het betrof dus "hindcasting" in plaats van "forecasting". De strooi-diagrammen van de "voorspelde" en (visueel) waargenomen significante golfhoogte en periode (gemiddelde nuldoorgangsperiode) zijn gegeven in Bijlage 26a en 26b. Resultaten van een regressieanalyse van de gegevens in deze diagrammen zijn opgenomen in Tabel 5.2.3.I.

Andere publikaties die resultaten geven van het toepassen van de P-N-J methode zijn b.v. Ou en Tang (1974) en Dattari en Renukaradhya (1970). Beide publikaties geven resultaten van "hindcasting". Ou en Tang (1974) pasten de P-N-J methode toe in de Straat van Taiwan (een periode van vijf dagen) en Dattari en Renukaradhya (1970) deden dit voor de kust van India (een periode van drie weken). De golfwaarnemingen zijn instrumenteel uitgevoerd. Uit de illustratie van deze publikaties zijn de waarden van de golfhoogten afgelezen en de bijbehorende strooi-diagrammen zijn gegeven in Bijlage 27 en 28. De resultaten van de statistische analyse staan in Tabel 5.2.3.I. Als maat voor de kwaliteit van de voorspellingsresultaten is weer de strooi-index gebruikt (zie paragraaf 4.3.3.).

	aantal waarne- mingen	bereik van de waarnemingen	gemiddelde waarde van de waarnemingen	gemiddelde afwijking (voorspeld- waargenomen)	lineaire regressie- coëfficiënt	standaard- afw. van de afwijking	strooi- index in %*
H_s							
Pierson, Neumann en James (1955)	12	2,75-8,54	6,08	-1,02	0,80	2,20	36
Ou en Tang (1974)	17	1,67-3,10	2,54	-0,10	0,98	0,52	20
Dattari en Renu- karadhya (1970)	90	0,32-2,62	1,34	+0,07	0,98	0,81	60
T_s							
Pierson, Neumann en James (1955)	12	6,2-11,4	8,8	-1,8	0,76	3,0	35

* zie noot blz. 123

eenheden dimensieloos, in meters of in seconden

Tabel 5.2.3.I. Voorspellingsresultaten van een aangepaste methode voor het standaard windveld (combinatie van standaard windvelden).

5.2.3. Methode van combinatie van standaard windvelden

Uit de tabel blijkt dat deze index voor Ou en Tang (1974) ongeveer 20% bedraagt en dit is heel redelijk vergeleken met andere modellen (zie b.v. Tabel 5.3.5.I. en 5.4.3.I.). De strooi-indices voor Pierson, Neumann en James (1955) voor de golfhoogte en -periode zijn ongeveer 35 %, wat zeer matig is. De strooi-index voor Dattari en Renukaradhya (1970) voor de golfhoogte bedraagt 60 %, hetgeen duidt op slechte resultaten.

Een deel van deze relatief matige beoordeling wordt waarschijnlijk veroorzaakt door de zeer matige resultaten die bereikt worden met het toepassen van de groeigrafieken van Pierson, Neumann en James (1955). Een andere, en misschien overheersende invloed is afkomstig van de subjectieve interpretatie van de windvelden die gebruikt werd bij de voorspellingen.

Het hanteren van lineaire filters om de dispersie-effecten weer te geven is in beginsel aanvaardbaar maar in de praktijk hangt veel af van het interpreteren van de meteorologische situatie waarin deze filters moeten worden toegepast. Dit gebeurt op een tamelijk subjectieve wijze. Vanwege de vrij grote invloed van deze subjectiviteit is de P-N-J methode niet aantrekkelijk. Toch wordt deze methode nog behandeld in het recent gepubliceerde handboek voor golfvoorspellen en waarnemen van de World Meteorological Organization (1976).

Eén van de methoden die op het KNMI gebruikt worden lijkt veel op de P-N-J methode. Deze methode wordt gebruikt om het golfbeeld op de Noord Atlantische Oceaan te bepalen t.b.v. scheepsrouting. Het windpatroon op de Noord Atlantische Oceaan wordt opgedeeld in een aantal windvelden die zich over het oceaanooppervlak kunnen bewegen. Met behulp van aangepaste groeikrommen van Groen en Dorrestein (1958, 1976) wordt binnen deze windvelden de significante golfhoogte van de lokaal opgewekte zeegang bepaald. De zeegang die het opwekkingsgebied verlaat wordt niet behandeld met een lineair filter zoals in de P-N-J methode maar er wordt vanuit gegaan dat de totale opgewekte energie zich voortplant als één golfrein. De voortplantingssnelheid van deze golfrein is konstant (een "gemiddelde" waarde voor de Noord Atlantische Oceaan). De golfhoogte van de golfrein na het verlaten van het opwekkingsgebied wordt zeer grof geschat m.b.v. een rekenregel die gebaseerd is op ervaring die is opgedaan tijdens het gebruik van de methode. De methode is een "hand-methode" en berust voor een belangrijk deel op een subjectieve beoordeling van de wind en golfsituatie op de oceaan zoals die zich voordoet op het moment van de "voorspelling". Het woord voorspelling staat tussen aanhalingstekens omdat het in feite gaat om een analyse van een actuele situatie.

DE METHODE DARBYSHIRE

In Darbyshire (1961, a) wordt gesteld dat de zeegang volledig ontwikkeld is bij een strijklengte van 200 zeemijlen (ongeveer 370 km) en een windduur van 12 uur en dat het spectrum in die situatie gegeven kan worden door de volgende uitdrukking.

$$E(f) = 0,196 \cdot 10^{-3} U^4 \exp - \left\{ \frac{(f - f_m)^2}{0,0085(f - f_m + 0,042)} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (5.2.3.1.)$$

$$\text{met} \quad f_m^{-1} = 1,94 U^{\frac{1}{2}} \quad (5.2.3.2.)$$

In deze vergelijkingen is U uitgedrukt in knopen en de frequentie in Hz. De eenheid waarin

Methode van combinatie van standaard windvelden 5.2.3.

de energiedichtheid $E(f)$ wordt uitgedrukt is niet gegeven in de publikatie. In Darbyshire (1961, b) wordt een vrijwel identieke uitdrukking gegeven maar de waarde van de evenredigheidskonstante is aanmerkelijk verschillend. De windsnelheid U wordt door Darbyshire (1961, a) gedefinieerd als "the surface wind speed" (de oppervlakte windsnelheid), zonder nadere aanduiding.

Darbyshire past de methode toe op de Noord Atlantische Oceaan. Het oppervlak wordt in vierkanten van 200×200 zeemijlen verdeeld en verondersteld wordt dat de wind konstant is voor perioden van 12 uur. Op deze wijze vindt Darbyshire altijd een volgroeide zeegang waarvan het spectrum is gegeven door (5.2.3.1.).

Het golfveld dat op deze wijze gevonden wordt geeft echter alleen de lokaal opgewekte zeegang. In werkelijkheid is de golfenergie die in een bepaald vierkant aanwezig is ook voor een deel afkomstig van andere vierkanten die energie uitstralen naar de omgeving. Darbyshire (1961, a) houdt hier rekening mee op een wijze die in beginsel gelijk is aan die Pierson, Neumann en James (1955) gebruiken. Een lineair filter wordt toegepast op het twee-dimensionale spectrum waarin rekening gehouden wordt met de afstand die de golfkomponent afgelegd heeft. Darbyshire (1961, a) signaleert het probleem als vierkanten op één lijn liggen met het voorspellingspunt. In dat geval berekent Darbyshire de resultaten voor alle vierkanten op één lijn en beschouwt het maximum van deze resultaten als de golfverwachting in het voorspellingspunt. Waarop dit laatste is gebaseerd wordt niet duidelijk gemaakt door Darbyshire (1961, a) maar de volgende verklaring is mogelijk. Als een golfkomponent gevolgd wordt over het oppervlak dan wordt de energiedichtheid van die golfkomponent gelijk gesteld aan de energiedichtheid van dezelfde komponent van de lokaal opgewekte zeegang maar dit gebeurt alleen als hierdoor de energiedichtheid van de gevolgde komponent toeneemt. Het gevolg is dat de energiedichtheid in het voorspellingspunt gelijk is aan de maximale waarde die "onderweg" ontmoet is. Deze benadering is vrijwel gelijk aan de benadering die gebruikt wordt voor het voorspellen van deining in een model van de geparameteriseerde energiebalans (Haug, 1968) dat besproken wordt in paragraaf 5.4.3.

Darbyshire (1961, a) geeft de resultaten van zijn methode voor de periode 16-31 december, 1959 op de lokatie van het weerschip "Juliett". Of dit een voorspelling of een "hindcast" is, is niet duidelijk. Het is ook niet duidelijk of de gegevens betrekking hebben op goed gecalibreerde waarnemingen van golfhoogte en -periode omdat tot kort voor 1961 de gebruikte meetmethode (gebaseerd op de "shipborne wave recorder") niet goed gecalibreerd was (Darbyshire, 1961, b). De gegevens van golfhoogte en -periode van Darbyshire (1961, a) worden daarom niet verder besproken. Darbyshire (1961, a) geeft ook inlichtingen over een dominante golfrichting die gemiddeld zeer goed overeenkomt met waarnemingen (gemiddelde afwijking slechts 9°). De standaardafwijking van de fout in de dominante richting bedraagt ongeveer 45° . Hoe de richtingswaarnemingen zijn uitgevoerd wordt echter niet vermeld door Darbyshire zodat de waarde van deze getallen niet goed aangegeven kan worden.

Een soortgelijk model als dat van Darbyshire (1961, a) wordt beschreven door Hubert (1957) maar daarin ontbreekt het deel dat de energieuitstraling verzorgt. In latere jaren is voor dit model een meer verfijnde uitvoering in de plaats gekomen waarin de duur van de wind wordt opgenomen en waarmee naast de significante golfhoogte ook een significante golfperiode wordt voorspeld. Van dit model wordt kort melding gemaakt in Dexter (1973)

5.2.4. Karakteristieke methode

die verwijst naar Pore en Richardson (1967, 1969), Pore (1970) en Hubert (1964).

Eén van de methoden die Kruseman (1976) beschrijft voor deiningvoorspelling bij Hoek van Holland is in wezen gelijk aan de methode Darbyshire (1961, a). De Noordzee wordt verdeeld in een aantal gebieden waarbinnen de wind verondersteld wordt konstant te zijn. In tegenstelling tot Darbyshire (1961, a) die een volledig ontwikkeld spectrum aanneemt voor de vakken op de Noord Atlantische Oceaan, gebruikt Kruseman (1976) een gemiddelde zeegangstoestand die alleen afhangt van de windsnelheid in het betreffende gebied. De deining in Hoek van Holland wordt bepaald door rekening te houden met de voortplanting van de in de verschillende gebieden opgewekte zeegangskomponenten. De werkwijze daarbij is analoog aan die van Pierson, Neumann en James (1955) en Darbyshire (1951) d.w.z. een lineair, twee-dimensionaal filter wordt toegepast. Kruseman (1976) houdt daarbij echter ook rekening met bodemdissipatie in het zuidelijke deel van de Noordzee. Refraktieverschijnselen zijn niet expliciet opgenomen in de methode. Met deze methode kan op routinebasis de energie van de deining (in dit model is deining dat deel van het spectrum waarvoor $0,04 < f < 0,10$) als functie van de tijd in Hoek van Holland worden berekend.

Een tweede methode die Kruseman (1976) beschrijft is vrijwel gelijk aan de bovenstaande. Het belangrijkste verschil is dat het golfveld in de gebieden voorspeld wordt met dezelfde methode die gebruikt wordt voor de scheepsroutering van het KNMI op de Noord Atlantische Oceaan (zie P-N-J methode) en dat alleen de tijdstippen worden voorspeld waarop de energie van de deining een bepaald niveau bereikt (begin- en eindtijdstip van deining).

5.2.4. Karakteristieke methode

Zoals reeds in de inleiding van paragraaf 5.2. werd opgemerkt is de hier te behandelen methode gebaseerd op een heel andere benadering dan die gebruikt werd in de methoden van het standaard windveld of de hiervoor behandelde uitbreidingen daarvan.

Deze benadering schijnt geïntroduceerd te zijn door Wilson (b.v. 1955). Het idee is in beginsel zeer eenvoudig: de golfparameters (H_s en T_s) worden bepaald aan de hand van de windsnelheid en reeds eerder bepaalde waarden van de golfparameters, terwijl men "mee-reist" met de significante golf.

In deze methode stelt Wilson het lokale golfbeeld voor als een golfrein van beperkte horizontale afmetingen (klein t.o.v. variaties in het wind- en golfveld) die gekarakteriseerd wordt door een significante golfhoogte en -periode en een hoofdrichting. De weg die de golfrein aflegt over het wateroppervlak wordt berekend door de voortplantingssnelheid van de golfrein te integreren. Deze is gelijk aan de groepssnelheid die hoort bij de significante golfperiode van de golfrein en de richting is gelijk aan de lokale windrichting. Om deze groepssnelheid te berekenen wordt gebruik gemaakt van één van de in paragraaf 4.3. behandelde groeikrommen van $\tilde{T}$ als functie van $\tilde{F}$. Uit deze groeikromme kan ook de verandering van $\tilde{T}$ bij een gegeven verandering $\Delta\tilde{F}$ worden bepaald voor iedere willekeurige waarde van $\tilde{T}$, of in termen van een differentiaalvergelijking.

$$\frac{d\tilde{T}}{d\tilde{F}} = f_1(\tilde{T}) \quad (5.2.4.1.)$$

Voor de zich voortbewegende golfrein is de strijklengte $\tilde{F}$ niet meer gedefinieerd als in

paragraaf 4.2. maar $\tilde{F}$ is hier een hulpgrootheid bij het integreren van de groeikrommen. Met behulp van de methode van de karakteristieken is vgl. (5.2.4.1.) op te lossen, zodat de weg die de golftrein aflegt kan worden berekend voor een in ruimte en tijd variërend windveld. Een zelfde soort differentiaalvergelijking als (5.2.4.1.) kan worden opgesteld voor H_s :

$$\frac{d\tilde{H}}{d\tilde{F}} = f_2(\tilde{H}) \quad (5.2.4.2.)$$

Deze vergelijking is eenvoudig op te lossen als de weg van de golftrein bekend is.

Dit is de kern van de methode van Wilson. Voor details van de uitwerking wordt verwezen naar Wilson (1955) waar een grafische benadering van het probleem wordt gegeven en naar Wilson (1965) waar een numerieke uitwerking wordt beschreven. De methode die gegeven wordt in Groen en Dorrestein (1958, 1976, zie ook WMO, 1976) heeft veel gemeen met de grafische uitwerking van Wilson (1955). Deze twee laatstgenoemde uitwerkingen van de methode hebben een belangrijke beperking in het feit dat de richting van de wind konstant verondersteld wordt. De snelheid van de wind mag in de methode van Wilson (1955) continu variëren in tijd en afstand. In de methode van Groen en Dorrestein wordt de windsnelheid konstant verondersteld maar de positie van de grenzen van het windveld kan variëren met tijd. Doordat de windrichting konstant is, wordt in feite het aantal ruimtelijke variabelen van het windveld teruggebracht van twee (x en y) naar één (afstand vanaf het voorspellingspunt). In de numerieke versie van Wilson (1965) kan de windrichting wel variëren.

Bretschneider schijnt een model gebruikt te hebben dat overeenkomsten vertoont met het model van Wilson. Dit kan opgemaakt worden uit Feldhausen e.a. (1973) waarin verwezen wordt naar Bretschneider (1963) voor resultaten van dat model voor een storm op de Noord Atlantische Oceaan (zie hierna). Deze laatste publikatie was echter niet eenvoudig beschikbaar en deze is ook niet bestudeerd voor dit rapport.

In Dexter (1973) wordt verwezen naar Trajer (1966) voor een numerieke uitwerking van het model van Wilson dat beschreven is in Wilson (1963).

De numerieke versie van het model van Wilson (1965) en het model van Bretschneider (1963) zijn beide toegepast op de Noord Atlantische Oceaan in een zware storm (16 t/m 20 december, 1959). Deze storm is voor het beoordelen van golfverwachtingsmodellen van bijzondere betekenis omdat deze storm voor een aantal verschillende modellen gebruikt is als "test-case". De resultaten die verkregen werden met de verschillende modellen zijn met elkaar en met waarnemingen vergeleken. Een samenvatting van deze studie is gegeven in Feldhausen e.a. (1973). De resultaten van de modellen van Wilson (1965)* en Bretschneider (1963) worden in Bijlage 29 en 30 en in Tabel 5.2.4.1. gegeven. Deze resultaten zijn opmerkelijk goed (strooi-indices van de orde 15-20%). De resultaten voor de andere modellen die zijn getoetst in deze storm worden besproken in de daarvoor in aanmerking komende paragraaf 5.4.5.

* De storm waar hier naar gerefereerd wordt is de storm waarop de groeikromme van Wilson (1965) (zie paragraaf 4.3.3.) gebaseerd is! In Feldhausen e.a. (1973) wordt deze groeikromme aangeduid met formule IV.

5.3. Energiebalans per spectrale component

	aantal waarne- mingen	bereik van de waarnemingen	gemiddelde waarde van de waar- nemingen	gemiddelde af- wijking (voor- speld- waargenomen)	lineaire regressie- coëfficiënt	standaard- afwijking van de afwijking	strooi- index in %
H_s							
Wilson	41	3,10-12,00	6,00	+0,24	1,03	1,07	18
Bretschneider	18	4,50-12,00	7,78	-0,16	1,00	1,06	14

uit Feldhausen e.a. (1973)

eenheden dimensieloos of in meters.

* zie noot blz.123

Tabel 5.2.4.1. Voorspellingsresultaten van een aangepaste methode voor het standaard windveld (karakteristieke methode).

5.3. Energiebalans per spectrale component

5.3.1. Inleiding

In de methoden die in de voorgaande paragrafen behandeld zijn, wordt slechts in zeer beperkte mate gebruik gemaakt van de mogelijkheden die het concept van het tweedimensionale golfenergie-dichtheidsspectrum biedt. Als uitgegaan wordt van het idee dat het golfoppervlak beschouwd kan worden als de superpositie van een zeer groot aantal golfcomponenten, dan is het in beginsel mogelijk om de voorspelling uit te voeren voor iedere component afzonderlijk. Voor de golfvoorspelling in het standaard windveld ligt het niet voor de hand om deze techniek toe te passen omdat de situatie voldoende eenvoudig is om de voorspelling uit te voeren m.b.v. een gering aantal parameterrelaties. In de situatie echter waar het windveld varieert als functie van plaats en tijd en waar ook de bodem en de kust willekeurige vormen kunnen aannemen, is de benadering waar de energiedichtheid per spectrale component wordt berekend in principe bijzonder geschikt.

De methode berust op het uitwerken van de energiehuishouding van iedere golfcomponent afzonderlijk terwijl de betreffende golfcomponent gevolgd wordt op zijn weg over het wateroppervlak. Aan de hand van wind- en bodeminformatie die onderweg ontmoet wordt kan de energiehuishouding bepaald worden. Dat wil zeggen, de hoeveelheid energie die ontvangen wordt (b.v. van het windveld) of afgestaan wordt (b.v. aan bodemwrijving) wordt bijgehouden en opgeteld bij de reeds aanwezige golfenergie.

In de volgende zal in eerste instantie ingegaan worden op het concept van de energiebalans. Daarna worden de twee onderdelen van de energiehuishouding apart behandeld: het transport van de energie over het wateroppervlak en de energieuitwisseling tussen wind, golven en bodem. Tot slot van deze paragraaf 5.3. worden resultaten getoond die bereikt zijn met deze methode.

5.3.2. Energiebalans

De meest volledige beschrijving van een golfbeeld dat varieert in ruimte en tijd is die waarin het tweedimensionale spectrum beschouwd wordt als functie van plaats en tijd. Het tweedimensionale spectrum kan dan worden weergegeven als in (5.3.2.1.).

$$E = E(f, \theta; \mathbf{x}, t) \quad (5.3.2.1.)$$

waar $\mathbf{x}$ de plaatsvector en t de tijd is. De energiedichtheid van iedere component varieert

met de plaats en de tijd en het is deze variatie per golfkomponent die beschouwd wordt. In de volgende beschrijving zal gebruik gemaakt worden van het begrip golfpakketje. Hiermee wordt een denkbeeldig element aangeduid dat de energiedichtheid van een golfkomponent draagt en dat zich voortplant over het wateroppervlak met de groepssnelheid van de golfkomponent, in de richting van de golfkomponent. Het wordt gekenmerkt door een frequentie en een richting.

Om de energiedichtheid te bepalen van één golfkomponent, op één tijdstip op één plaats wordt in beginsel de volgende procedure gebruikt. Met behulp van conventionele berekeningen voor golfvoortplanting (b.v. de conventionele refraktieberekningen) wordt de weg (golfstraal) berekend die het golfpakketje aflegde vanaf een kustlijn tot aan de plaats van het golfvoorspellingspunt. Langs deze weg is de positie van het golfpakketje op ieder willekeurig tijdstip bekend. Als voorbeeld is in Fig. 5.3.2.A. de situatie getekend voor een golfkomponent draagt en dat zich voortplant over het wateroppervlak met de groepssnel-

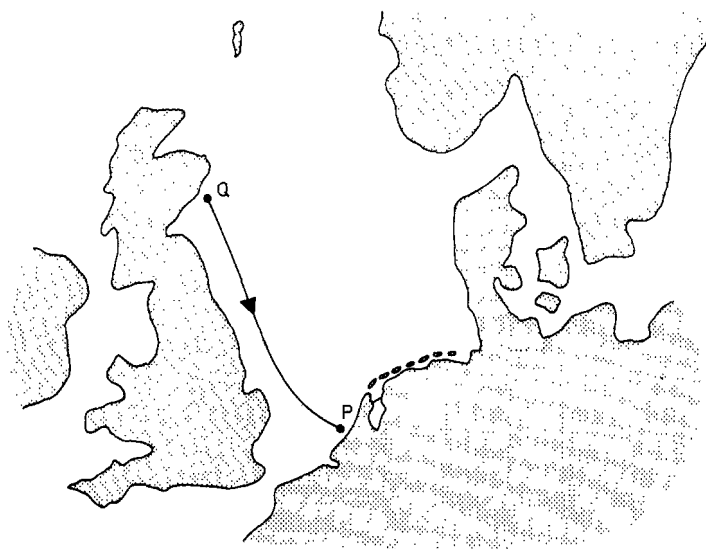


Fig. 5.3.2.A. Voortplanting van een golfkomponent.

Na het verlaten van de kust bij Q ondergaat de golfkomponent onderweg naar het voorspellingspunt, de invloed van wind, bodem, golfbreken etc. Door op regelmatige tijdstippen na te gaan hoeveel energie is toegevoerd of afgevoerd onder invloed van de lokale en momentane omstandigheden, kan de ontwikkeling van de energie inhoud van dit pakketje worden berekend. Het is niet noodzakelijk de berekening te starten op een kust. Als op een willekeurige plaats op de weg van het golfpakketje de energie inhoud van het pakketje bekend is, dan kan ook deze plaats dienen als startpunt. Dit opent de mogelijkheid om berekeningen te starten op punten waar energie afwezig is (windstille gebieden) of energie bekend is uit waarnemingen of uit andere golfverwachtingsmodellen.

Door de procedure uit te voeren voor alle golfcomponenten in P kan het volledige tweedimensionale spectrum in P worden berekend. Door bovendien deze voorspelling uit te voeren voor een groot aantal punten in het voorspellingsgebied en een groot aantal tijdstippen, kan het golfbeeld voorspeld worden als functie van tijd en plaats.

5.3.2. Energiebalans

In meer formele termen kan de procedure worden weergegeven als in vgl. (5.3.2.2.).

$$\frac{dE(f, \theta; \mathbf{x}, t)}{dt} = S(f, \theta; \mathbf{x}, t) \quad (5.3.2.2.)$$

voor

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{c}_g(f, \theta; \mathbf{x}, t)$$

De verandering in de energiedichtheid per eenheid van tijd in een assenstelsel dat zich verplaatst met de groepssnelheid en in de richting van de golfkomponent (dE/dt) is gelijk aan de som van energietoevoer en -afvoer per eenheid van tijd. Deze som wordt de bronfunctie genoemd en wordt voorgesteld door het symbool S (van "source function"). De vergelijking (5.3.2.2.) wordt de energiebalansvergelijking genoemd. De procedure die hierboven beschreven werd om de situatie aanschouwelijk voor te stellen komt neer op het integreren van deze vergelijking langs de karakteristiek van de komponent (f, θ) met inachtneming van de juiste rand- en beginvoorwaarden.

Deze benadering van de golfvoorspelling wordt beschouwd als de meest algemene. Als weergave van de fysische werkelijkheid lijkt deze methode ook de meest zinvolle en geavanceerde fundamentele studies maken gebruik van dit model.

Uit fundamenteel onderzoek is gebleken dat de bronfunctie kan worden verdeeld in een aantal termen die ieder overeenkomen met een bepaald energieuitwisselingsproces. Deze termen of processen kunnen in drie categorieën worden verdeeld. De eerste categorie is die waar energie wordt toegevoerd naar de golfkomponent vanuit het windveld. De tweede is die waar energie afgestaan wordt aan turbulente dissipatieprocessen zoals golfbreken en bodem-dissipatie. Tot enige jaren geleden waren dit de enige termen die in beschouwing werden genomen, maar recente modellen houden ook rekening met de invloed die de golfkomponenten op elkaar uitoefenen (niet-lineaire wisselwerking). Dit wordt weergegeven door de termen of processen van de derde categorie die zowel energie-winst als -verlies kunnen betekenen voor de beschouwde golfkomponent. De drie soorten termen zullen worden aangeduid met respectievelijk S_{in} , S_{ds} en S_{nl} .

Vgl. (5.3.2.2.) kan nu dus geschreven worden (met weglating van de variabelen $f, \theta, \mathbf{x}$ en t) als:

$$\frac{dE}{dt} = S_{in} + S_{ds} + S_{nl} \quad (5.3.2.3.)$$

Het bestaan van niet-lineaire wisselwerkingen in het spectrum lijkt in strijd met de veronderstelling dat het golfoppervlak beschouwd kan worden als een lineaire superpositie van onderling onafhankelijke golfkomponenten. In beginsel is dit ook zo, maar deze niet-lineaire wisselwerkingen blijken zeer zwak te zijn. Dat wil zeggen, voor de beschrijving van de lokale, momentane golfsituatie kan de invloed van deze wisselwerkingen verwaarloosd worden. Voor de energiebalans echter, waar integraties over relatief grote afstanden in voorkomen, is deze invloed wezenlijk en ze kan dus niet verwaarloosd worden in de bronfunctie.

In de jaren '60 heeft Hasselmann aangegeven dat de theoriën met betrekking tot de

energieuitwisselingsprocessen tussen golven, wind en bodem beschouwd kunnen worden als een uitwerking van een veel meer algemene theorie. Er zal hier niet dieper op ingegaan worden, maar het blijkt dat de theorie over de wisselwerkingen tussen wind-golven-bodem opgevat kan worden als een bijzonder geval van een theorie over zwakke wisselwerkingen tussen golfvelden in brede zin b.v. golf interacties in een plasma of verstrooiing van licht in de atmosfeer. Hasselmann heeft deze algemene theorie uitgewerkt voor de opwekking en voortplanting van windgolven. De mathematisch-fysische formuleringen komen o.a. uit de quantummechanica en zijn vrij gecompliceerd. Er zullen daarom alleen enkele resultaten van deze theorie worden beschreven.

Verschillende delen van de beschouwingen van Hasselmann blijken overigens overeen te komen met oudere theorieën van andere onderzoekers, met name die van Miles en Phillips die reeds in het begin van de jaren '60 wezenlijke bijdragen hebben geleverd aan het inzicht in de golfgroeiprocessen.

In de volgende paragraaf zal kort aandacht worden besteed aan de energievoortplanting van golven over het wateroppervlak. Dit is het linkerdeel van de energiebalansvergelijking. In de daarop volgende paragraaf wordt ingegaan op het rechter deel, de bronfunctie.

5.3.3. *Transport van de golfenergie*

In de hiervoor geschetste weergave van het principe van de golfvoorspelling werd aangegeven dat het golfpakketje zich voortbeweegt met de groepssnelheid van de beschouwde frequentie, in de richting van de golfkomponent die berekend kon worden m.b.v. de conventionele refraktieberekeningen.

In verschillende modellen wordt de energiebalansvergelijking voor het linker (transport-) deel inderdaad zo uitgewerkt. De transportvergelijking die de voortplanting van de golf-energie weergeeft is gelijk aan de energiebalansvergelijking zonder toe- of afvoer van energie, zoals in vergelijking (5.3.3.1.) is weergegeven.

$$\frac{dE}{dt} = 0 \quad (5.3.3.1.)$$

De meebewegende afgeleide is nul en deze vergelijking kan met de conventionele refraktiebenadering ("Snellius") worden opgelost. Daarbij kunnen zich uiteraard de klassieke problemen voordoen zoals b.v. het snijden van golfstralen. In die situaties mogen diffractie-effecten niet meer verwaarloosd worden. De combinatie van refractie en diffractie is theoretisch redelijk goed bekend (b.v. Berkhoff, 1972) maar numerieke toepassingen van deze theoretische modellen stuiten op grote bezwaren die meestal samenhangen met de capaciteit van rekenmachines.

Modellen die de conventionele methode gebruiken voor het berekenen van de refractie-effecten zijn die van Barnett e.a. (1969), Collins (1972) en Cavaleri en Malanotte Rizzoli (1977).

Een andere benadering voor het oplossen van de transportvergelijking (5.3.3.1.) is het opstellen van een lokale balansvergelijking, d.w.z. de energieverandering in een vast punt in het horizontale vlak wordt beschouwd als gevolg van de energietransporten van en naar

5.3.3. Transport van de golfenergie

dit punt. In deze situatie wordt de lokale verandering van de energiedichtheid beschouwd en de energietransportvergelijking (5.3.3.1.) wordt dan geschreven als in (5.3.3.2.).

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial E}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial E}{\partial k_x} \frac{dk_x}{dt} + \frac{\partial E}{\partial k_y} \frac{dk_y}{dt} = 0 \quad (5.3.3.2.)$$

Omdat de energiedichtheid ook afhangt van plaats en golfgetalvector, komen in de uitdrukking de partiële afgeleiden naar plaats en golfgetalvector voor. In deze vergelijking stelt $\partial E/\partial t$ de verandering van de lokale energiedichtheid per tijdseenheid voor. De termen dx/dt en dy/dt vormen samen de richting en de grootte van de energievoortplanting, $\partial E/\partial x$ en $\partial E/\partial y$ stellen de momentane, ruimtelijke gradiënt van de energiedichtheid voor. De termen dk_x/dt en dk_y/dt geven de verandering per eenheid van tijd van het golfgetal weer. In diep water zijn deze termen nul en op ondiep water niet: ze bevatten de ondiep water effecten van refraktie en shoaling.

In de literatuur is één model aangetroffen waar deze minder conventionele benadering in ondiep water wordt gebruikt. Dit is het model van Willebrand en Piest (1970).

In diep water waar de voortplantingssnelheid en het golfgetal konstant zijn, kan vergelijking (5.3.3.2.) geschreven worden als in (5.3.3.3.) of (5.3.3.4.).

$$\frac{\partial E}{\partial t} + c_{gx} \frac{\partial E}{\partial x} + c_{gy} \frac{\partial E}{\partial y} = 0 \quad (5.3.3.3.)$$

ofwel

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \mathbf{c}_g \cdot \nabla E = 0 \quad (5.3.3.4.)$$

Deze vergelijkingen kunnen in beginsel opgelost worden met behulp van een karakteristieke methode. De karakteristieken of golfstralen blijken in deze situatie rechte lijnen of, voor zeer grote afstanden, grote cirkels te zijn. Uit waarnemingen, waar zelfs deining kon worden gevolgd over de halve wereldbol, blijkt dat de golfenergie zich inderdaad over grote cirkels voortplant volgens vergelijking (5.3.3.3.) of (5.3.3.4.) (b.v. Barber en Ursell (1978), Munk e.a. (1963) en Snodgrass e.a. (1966)).

Van de onderzochte diep water modellen wordt alleen in het model van Barnett (1968) gebruik gemaakt van deze benadering met rechte karakteristieken.

In andere diep water modellen wordt het transport van de golfenergie berekend op een regelmatig rekenrooster dat op het voorspellingsgebied is geprojecteerd (zie Fig. 5.3.3.A.). De gebruikte methode is een differentiemethode waarin de energiedichtheid van de component (f, θ) of (k_x, k_y) als functie van plaats en tijd discreet voorgesteld wordt in de roosterpunten op opeenvolgende tijdstippen. De gradiënt van de energiedichtheid ∇E wordt geschat door het verschil te nemen tussen de energiedichtheden op de roosterpunten. Het transport van dit verschil met de groepssnelheid vindt plaats door van roosterpunt naar roosterpunt "te springen".

Ook in dit rekenschema wordt, evenals bij de stralen-methoden, het twee-dimensionale

spectrum discreet voorgesteld door een beperkt aantal combinaties van golffrequenties en -richtingen te beschouwen. De numerieke problemen die het gevolg zijn van het discreet voorstellen van het voorspellingsgebied en het spectrum worden besproken door o.a. Gelci e.a. (1964), Ewing (1971) en Barnett e.a. (1969).

Een combinatie van het toepassen van een regelmatig rekenrooster voor het oplossen van de energiebalansvergelijking en het gebruiken van de conventionele refraktiebenadering werd aangetroffen in een model dat beschreven wordt in Cardone e.a. (1976) en in een model dat beschreven wordt door Golding (1977).

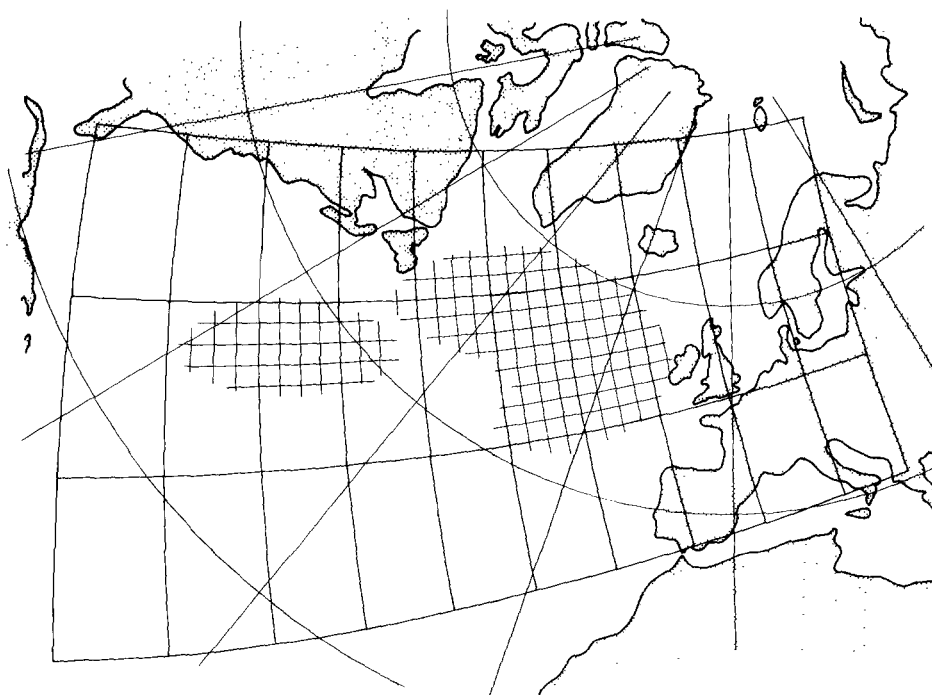


Fig. 5.3.3.A. Rekenrooster geprojecteerd op de Noord Atlantische Oceaan, naar Fons (1966).

5.3.4. Bronfunctie

De beschouwingen over de energiestromen die de energiedichtheid van een golfkomponent beïnvloeden berusten op hydrodynamische vergelijkingen die ook ten grondslag liggen aan de klassieke niet-lineaire golftheorie. Het verschil met de klassieke theorie, waar de atmosferische druk aan het oppervlak konstant verondersteld wordt, is dat de atmosferische druk variabel wordt verondersteld. Uit deze theorieën blijkt, en dit is ook uit waarnemingen geconcludeerd, dat de belangrijkste bijdrage aan de overdracht van energie van de atmosfeer naar het golfveld afkomstig is van de fluctuaties van de luchtdruk op het wateroppervlak. Deze fluctuaties hangen uiteraard sterk samen met de structuur van het windveld. De invloed van de schuifspanning die de wind op het wateroppervlak uitoefent lijkt verwaarloosbaar te zijn bij de energieoverdracht.

De theorieën over golfgroei en afzwakking onder invloed van de wind zijn i.h.a. zeer complex en het lijkt niet zinvol om daar in het kader van dit rapport diep op in te gaan. Er

5.3.4. Bronfunctie

zal volstaan worden met het weergeven van de kern en het resultaat van de verschillende theorieën en het verwijzen naar relevante literatuur.

In deze paragraaf worden de drie eerder genoemde soorten van energiestromen: S_{in} (direkte wisselwerking golven-wind), S_{nl} (niet-lineaire wisselwerkingen) en S_{ds} (dissipatieprocessen) afzonderlijk en na elkaar behandeld. Een zeer uitgebreid maar ook zeer complex overzichtsartikel over de bronfunctie is Hasselmann (1968). Uitvoerige en meer leesbare beschrijvingen worden gegeven in Phillips (1977) en LeBlond en Mysak (1978).

Alvorens over te gaan naar een behandeling van de theorieën dient een korte beschrijving gegeven te worden van die aspecten van het windveld die wezenlijk zijn voor deze theorieën.

WINDVELD

Binnen de schaal waarop de wind als stationair en homogeen beschouwd mag worden (zie schaal twee in paragraaf 2.2.) dient de windsnelheidsvector beschouwd te worden als een stochastische grootheid. Een juiste, en voor een lineair model volledige, beschrijving zou gebruik kunnen maken van spectra en kruisspectra. Dit zou een zeer complex model moeten zijn omdat de windsnelheidsvector een drie-dimensionale grootheid is die varieert als functie van vier onafhankelijke variabelen nl. drie ruimtecoördinaten en de tijd. In de hierna te behandelen theorieën zijn echter slechts twee elementen van het windveld van belang.

Het eerste is de gemiddelde (over de tijd) windsnelheid als functie van de hoogte (het windsnelheidsprofiel) die, zoals in paragraaf 4.2. al werd aangegeven meestal wordt benaderd met een logaritmische functie. In de hierna volgende theorieën worden de, door de golven veroorzaakte, verstoringen op dit profiel beschouwd en de daaruit volgende drukfluctuaties op het wateroppervlak. Het tweede is dat van de turbulente drukfluctuaties die de wind op het wateroppervlak uitoefent ook als het windprofiel niet verstoord is door de golven.

Evenals de waterhoogte kan ook de winddruk op het wateroppervlak beschouwd worden als een stochastische grootheid die varieert met de plaats en de tijd. Uit waarnemingen blijkt dat het drukpatroon op het wateroppervlak beschouwd kan worden als een ruimtelijk variabel veld dat zich als één geheel (een "bevroren" patroon) verplaatst met de gemiddelde windsnelheid. Voor een dergelijk voortbewegend "bevroren" patroon geldt de volgende relatie tussen frequentie en golfgetal.

$$\omega = \mathbf{U} \cdot \mathbf{k} \quad (5.3.4.1)$$

De schattingen van het winddrukspectrum die gebruikt worden in de golfvoorspellingsmodellen zijn vrijwel allemaal gebaseerd op waarnemingen van Priestley (1965) die metingen uitgevoerd heeft boven gemaaid gras (!). Op grond van deze waarnemingen formuleerde Priestley de volgende uitdrukking.

$$E_p(\mathbf{k}, \omega) = \frac{\phi(\omega)}{\pi^2} \left(\frac{v_1}{v_1^2 + (k \cos \theta - \omega/U)^2} \right) \left(\frac{v_2}{v_2^2 + k^2 \sin^2 \theta} \right) \quad (5.3.4.2)$$

Hierin is E_p de variantiedichtheid van de winddruk $\mathbf{k}$ de golfgetalvector, ω de frequentie en θ de hoek tussen de golfgetalvector en de gemiddelde windrichting. De uitdrukkingen voor v_1 en v_2 zijn (zie Collins, 1972):

$$v_1 = 0,33 \left(\frac{\omega}{U} \right)^{1,28} \quad (5.3.4.3.)$$

$$v_2 = 0,52 \left(\frac{\omega}{U} \right)^{0,95} \quad (5.3.4.4.)$$

De dimensies van v_1 en v_2 zijn m^{-1} als ω in s^{-1} en U in m/s zijn uitgedrukt.

De functie $\phi(\omega)$ hangt af van de windsnelheid, de atmosferische stabiliteit e.d. Deze afhankelijkheid kan m.b.v. een schaafactor Ω worden ingevoerd door $\phi(\omega)$ te schrijven als in (5.3.4.5.).

$$\phi(\omega) = \Psi(\omega) \Omega(\text{windsnelheid, stabiliteit, } \dots) \quad (5.3.4.5.)$$

Uit de metingen van Priestly volgde (zie b.v. Barnett, 1968):

$$\Psi(\omega) = 1,23 \omega^{-2} \quad (5.3.4.6.)$$

De schaafactor Ω wordt op grond van een reeks waarnemingen van golfgroei in het standaardwindveld van Snyder en Cox (1966) en Barnett en Wilkerson (1967) bepaald. Ewing (1971) accepteert de aanbeveling van Snyder en Cox (1966) dat $\Omega \sim U^4$ maar Barnett (1968) meent dat $\Omega \sim U^6$ meer in overeenstemming is met de resultaten van Snyder en Cox (1966). Collins (1972) neemt de functie van Barnett (1968) over. Bunting (1970) gebruikt $\Omega \sim U^{4,5}$.

Phillips (1966) geeft een andere uitdrukking voor het spectrum van de winddruk die gebaseerd is op waarnemingen van Willmarth en Woolridge (1962). In deze uitdrukking is de variantiedichtheid evenredig met U_*^4 . Alleen Cavaleri en Malanotte Rizzoli (1977) gebruiken deze uitdrukking van Phillips (1966) omdat ze constateren dat de hierboven beschreven uitdrukkingen niet voldeden voor golfvoorspellingen in ondiep water.

Deze beschrijving van het door de wind opgewekte drukveld op het wateroppervlak is, samen met de beschrijving van het windprofiel in paragraaf 4.2. voldoende om de hierna volgende theorieën over golfopwekking te behandelen.

DIREKTE ENERGIE OVERDRACHT TUSSEN WIND EN GOLVEN

Reeds in 1957 publiceerden Phillips (1957) en Miles (1957), overigens onafhankelijk van elkaar, theorieën over de energieoverdracht van wind naar golven. De theorie van Phillips (1957) had voornamelijk betrekking op het initiële stadium van de golfgroei, de theorie van Miles (1957) betrof de golfgroei in een meer gevorderd stadium. In de jaren na 1957 zijn nog enige andere publikaties van deze twee onderzoekers verschenen over dit onderwerp (b.v. Phillips 1966, 1977, Miles 1959, a, b, 1960, 1962). In de publikatie van 1966 combineerde Phillips de twee theorieën. Voor het begrip is het meer aanschouwelijk om de twee oorspronkelijke theorieën apart te beschrijven.

De theorie van Phillips betreft de initiële fase van de golfgroei waar de golven het windveld nog niet verstoren. Het veld van de winddruk op het wateroppervlak heeft dan de hiervoor beschreven eigenschappen en dit houdt onder meer in dat de winddrukcomponenten zich voortplanten volgens de dispersierelatie (5.3.4.7.).

5.3.4. Bronfunctie

$$\omega = k \cdot U \quad (5.3.4.7.)$$

Deze drukfluctuaties zullen golfcomponenten in het wateroppervlak opwekken met hetzelfde golfgetal als de drukgolfcomponent. De golfhoogte van deze componenten zal in het algemeen echter gering blijven omdat de snelheid en de richting van de winddrukcomponent verschillend zal zijn van die van de golfcomponent. Een deel van de winddrukcomponenten zal echter ook voldoen aan de dispersierelatie van de watergolven (5.3.4.8.).

$$\omega^2 = gk \tanh kd \quad (5.3.4.8.)$$

Voor deze componenten geldt dat ze in fase blijven met de watergolfcomponenten zodat er energie overgedragen wordt van het door wind geïnduceerde drukveld naar het golfveld. Dit is een resonantieverschijnsel en het model wordt genoemd het resonantiemodel van Phillips.

In het model van Phillips wordt de beïnvloeding van de luchtstroming door de golven verwaarloosd en de energietoevoer naar de golfcomponent is daarbij konstant in de tijd. De energiedichtheid van de golfcomponent neemt dus lineair toe in de tijd.

De golven tasten de structuur van het windveld aan en op een bepaald moment, als de golven een zekere mate van ontwikkeling hebben doorgemaakt, zal die invloed wezenlijk worden. Er ontstaat dan een situatie die in de theorie van Miles behandeld wordt.

Miles (1957) geeft een lineaire benadering van het probleem, d.w.z. hij beschouwt de situatie voor één watergolfcomponent en veronderstelt dat de andere watergolfcomponenten geen invloed uitoefenen op deze situatie (direkt noch indirekt). Boven het wateroppervlak dat gevormd wordt door één component beschouwt Miles aanvankelijk, d.w.z. zolang de golfhoogte klein is, alleen het gemiddelde, logaritmische windprofiel (gemiddeld over de tijd). Bij het toenemen van de golfhoogte (b.v. via het resonantiemechanisme van Phillips) zal de sinusvormige vorm van het wateroppervlak verstoringen aanbrengen op deze logaritmische verdeling en een gevolg daarvan is dat een variërend winddrukpatroon ontstaat op het wateroppervlak. Dit drukveld is in fase verschoven t.o.v. het watergolfpatroon, dit houdt o.m. in dat het maximum en het minimum van de door de golven geïnduceerde drukverdeling in tijd en plaats verschoven is t.o.v. het maximum en minimum van de sinusvormige golf. Deze faseverschuiving is zodanig dat aan de loefzijde van de golftop een relatieve overdruk ontstaat waardoor energie wordt overgedragen van het windveld naar de watergolfcomponent (zie Fig. 5.3.4.A.).

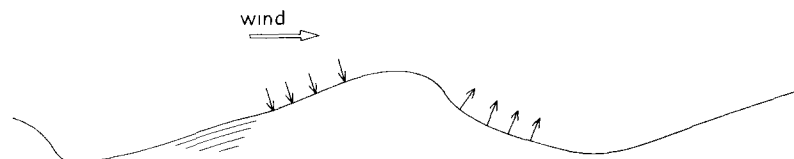


Fig. 5.3.4.A. Geïnduceerde winddrukverdeling

De energieoverdracht per eenheid van tijd is groter naarmate de golfhoogte van de component (energiedichtheid) groter is. Er treedt dus een terugkoppeling op. De energieover-

dracht veroorzaakt een grotere golfhoogte waardoor de energieoverdracht groter wordt etc., en de energiedichtheid van de golf verloopt exponentieel in de tijd.

Phillips (1966) geeft als resultaat van de combinatie van de twee theorieën de volgende uitdrukking voor de energiedichtheid:

$$E(\mathbf{k}, t) = \frac{\pi E_p(\mathbf{k}, \omega)}{\rho_w^2 c^2} \left\{ \frac{\sinh(\mu\omega t)}{\mu\omega} \right\} \quad (5.3.4.9.)$$

Hierin is c de fasesnelheid van de golfkomponent met golfgetal $\mathbf{k}$ en μ is een dimensieloze koppelingscoëfficiënt die een door Miles afgeleide gecompliceerde functie is van het windsnelheidsprofiel. In de twee hierboven geschetste situaties die ieder betrekking hebben op de oorspronkelijke theorieën van Phillips respectievelijk Miles is de windduur t of klein of groot t.o.v. de waarde van $(\mu\omega)^{-1}$. De uitdrukking (5.3.4.9.) reduceert voor deze situaties tot (5.3.4.10.) respectievelijk (5.3.4.11.).

$$E(\mathbf{k}, t) = \frac{\pi E_p(\mathbf{k}, \omega)}{\rho_w^2 c^2} t \quad \text{voor } \mu\omega t \ll 1 \quad (5.3.4.10.)$$

$$E(\mathbf{k}, t) = \frac{\pi E_p(\mathbf{k}, \omega)}{2\rho_w^2 c^2 \mu\omega} e^{\mu\omega t} \quad \text{voor } \mu\omega t \gg 1 \quad (5.3.4.11.)$$

De overeenkomende term in de bronfunctie (S_{in}) kan afgeleid worden uit (5.3.4.9.) door de verandering per eenheid van tijd van $E(\mathbf{k}, t)$ te bepalen. In de golfverwachtingsmodellen waarin gebruik gemaakt wordt van de theorieën van Miles en Phillips wordt S_{in} gesplitst in twee delen die overeenkomen met (5.3.4.10.) en (5.3.4.11.). De uitdrukking voor S_{in} wordt dan gegeven door de volgende vergelijkingen (5.3.4.12.), (5.3.4.13.) en (5.3.4.14.). In de laatste twee uitdrukkingen zijn de coëfficiënten α^* en β^* gedefinieerd die later ter sprake komen.

$$S_{in} = S_{in,1} + S_{in,2} \quad (5.3.4.12.)$$

$$S_{in,1} = \frac{\pi E_p(\mathbf{k}, \omega)}{\rho_w^2 c^2} = \alpha^* \quad (5.3.4.13.)$$

$$S_{in,2} = \mu\omega E(\mathbf{k}, \omega) = \beta^* E(\mathbf{k}, \omega) \quad (5.3.4.14.)$$

Vergelijking (5.3.4.12.) kan dus geschreven worden als (5.3.4.15.).

$$S_{in} = \alpha^* + \beta^* E \quad (5.3.4.15.)$$

Met behulp van deze twee uitdrukkingen kan de ontwikkeling van de golfkomponent in een homogeen, stationair windveld t.g.v. deze energieoverdracht worden geschetst als in Fig. 5.3.4.B.

Een overzicht van een aantal experimenten die betrekking hebben op het bovenstaande wordt gegeven in Snyder (1974), Phillips (1977) en LeBlond en Mysak (1978). Het blijkt dat de resonantietheorie van Phillips de waarde van de groeisnelheid (voor het lineaire deel van de groei) goed voorspelt als Priestley's winddrukspectrum gebruikt wordt (Snyder

5.3.4. Bronfunctie

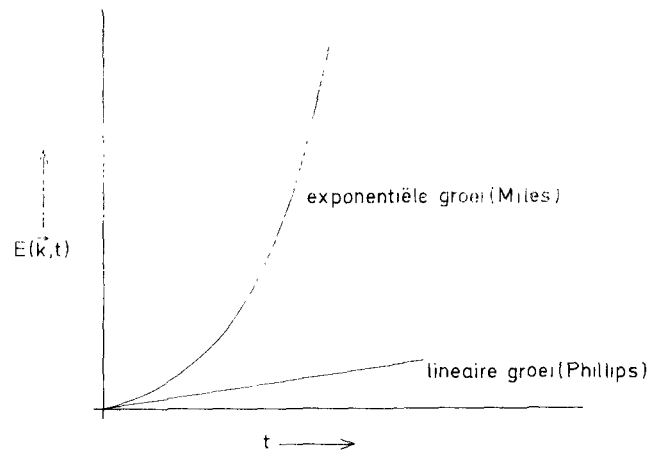


Fig. 5.3.4.B. Ontwikkeling van energiedichtheid van een golfcomponent volgens Miles en Phillips.

en Cox, 1966 en Barnett en Wilkerson, 1967). De waargenomen exponentiële groei daarentegen blijkt slechts voor een klein deel verklaard te kunnen worden door de theorie van Miles (Snyder en Cox, 1966 en Barnett en Wilkerson, 1967). Dit betekent niet dat daarom de theorie van Miles verworpen moet worden; het duidt er alleen op dat ook andere mechanismen een belangrijke rol spelen. De theorie van Miles lijkt in zoverre juist dat waargenomen winddrukpatronen op het golfoppervlak redelijk goed overeenkomen met theoretische verwachtingen.

Andere theorieën die de theorieën van Miles en Phillips zouden moeten aanvullen zijn niet of nauwelijks ontwikkeld of getoetst maar de "sheltering" theorie van Jeffreys (1925) lijkt enig perspectief te bieden. In deze theorie wordt de energieoverdracht beschouwd die samenhangt met het veronderstelde bestaan van neren in de luchtstroom achter de golfkammen. Nadat enige waarnemingen, die achteraf niet erg relevant bleken te zijn, waren uitgevoerd die de theorie niet konden bevestigen, is deze vrij snel verlaten. Recente waarnemingen echter (Banner en Melville, 1976) tonen dat een dergelijk mechanisme wel een belangrijke rol kan spelen, met name in golfvelden met veel brekende golven.

Overigens moet worden opgemerkt dat de interpretatie van golfgroeiwaarnemingen ernstig bemoeilijkt wordt door niet-lineaire effecten in het wind-golven systeem. Zo hangt b.v. de waargenomen exponentiële groei van de golfcomponenten sterk samen met de hierna te behandelen niet-lineaire wisselwerking tussen de componenten onderling.

De weergave van S_{in} in golfverwachtingsmodellen hangt nauw samen met het weergeven van de niet-lineaire wisselwerkingsterm S_{nl} . De behandeling van de term S_{in} zoals die in de modellen wordt gebruikt wordt daarom uitgesteld tot na de behandeling van de theoretische achtergronden van S_{nl} .

NIET-LINEAIRE WISSELWERKING

In de theorieën over golfopwekking en in veel procedures die gebruikt worden om golven te voorspellen wordt uitvoerig gebruik gemaakt van het idee dat het golfoppervlak beschouwd kan worden als de som van een zeer groot aantal golfcomponenten die onderling

onafhankelijk zijn. Dit idee wordt vaak met veel succes toegepast in beschouwingen die betrekking hebben op golfvelden van beperkte afmetingen in tijd en ruimte b.v. die waarbinnen de situatie als homogeen en stationair beschouwd kan worden. In feite zijn de golfkomponenten onderling wél enigszins afhankelijk en vindt er energieuitwisseling plaats tussen de komponenten. Deze uitwisseling is echter zeer zwak waardoor lokaal het lineaire superpositiebeginsel aanvaardbaar blijft, maar de uitwisseling is voldoende sterk om over lange afstanden en tijden merkbaar te zijn en in de golfverwachtingsmodellen dient hiermee rekening gehouden te worden.

Naast deze energieuitwisseling tussen de golfkomponenten onderling blijken ook andere niet-lineaire effecten een rol te spelen bij de golfopwekking. Deze betreffen de energie-uitwisseling tussen het windveld en het golfveld.

Hasselmann onderscheidt in een overzichtsartikel (Hasselmann, 1968) drie niet-lineaire wisselwerkingstermen. Deze zijn symbolisch weergegeven in (5.3.4.16.).

$$S_{nl} = S_{nl,1} + S_{nl,2} + S_{nl,3} \quad (5.3.4.16.)$$

De eerste term in het rechterlid betreft de hierboven vermelde golf-golf interactie. De tweede term stelt voor een niet-lineaire correctie op $S_{in,2}$, de "Milesterm". De derde term geeft een niet-lineaire interactie weer tussen het wind- en het golfveld en deze kan eveneens opgevat worden als een uitbreiding van de theorie van Miles.

Het theoretisch model dat Hasselmann in het genoemde overzichtsartikel gebruikt is gebaseerd op een algemeen formalisme om interacties te beschrijven tussen "random" golfvelden. Dit model is vrij complex en het lijkt niet zinvol om in het kader van dit rapport hierop in te gaan. Hier zal volstaan worden met een kwalitatieve beschrijving van de resultaten. Voor details kan worden verwezen naar b.v. Hasselmann (1961, 1962, 1963, a en b), Phillips (1966, 1977), Longuet-Higgins (1976, a), Fox (1976, 1977) en Webb (1977). Voor zover het de niet-lineaire wisselwerkingen betreft wordt in deze publikaties voornamelijk ingegaan op de eerste term van (5.3.4.16.), de golf-golf interactie.

Op het bestaan van de niet-lineaire interacties binnen het spectrum van de golven werd al in 1960 gewezen door Hasselmann (1960) en Phillips (1960). De argumenten die zij gebruikten zijn vrij uitgebreid bestudeerd door verschillende onderzoekers maar een goed inzicht in het mechanisme schijnt nog niet bereikt te zijn (Longuet-Higgins, 1976, a). De verhandelingen zijn vrij complex maar de kern van de theorie is relatief eenvoudig. Het betreft de situatie waar een aantal golfkomponenten in resonantie komt met één andere golfkomponent. De resonantieconditie is dat de som van golfgetallen van de golfkomponenten in de groep gelijk is aan het golfgetal van de golfkomponent buiten de groep. Hetzelfde geldt voor de frequenties. Deze condities zijn gegeven in (5.3.4.17.) en (5.3.4.18.).

$$\mathbf{k}_1 \pm \mathbf{k}_2 \pm \mathbf{k}_3 \pm \dots \mathbf{k}_i \dots = \mathbf{k} \quad (5.3.4.17.)$$

$$\omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3 \pm \dots \omega_i \dots = \omega \quad (5.3.4.18.)$$

waarin een golfkomponent van de groep is voorgesteld door $(\mathbf{k}_i, \omega_i)$ en de komponent buiten de groep door $(\mathbf{k}, \omega)$. Voor diep water geldt dat het kleinste aantal golfkomponenten dat voldoet aan deze voorwaarden vier is: drie "aktieve" komponenten (de groep) en één

5.3.4. Bronfunctie

“passieve” komponent (buiten de groep). De bijbehorende voorwaarden zijn gegeven in (5.3.4.19.) en (5.3.4.20.).

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 = \mathbf{k} \quad (5.3.4.19.)$$

$$\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 = \omega \quad (5.3.4.20.)$$

De kwalificaties ‘actief’ en ‘passief’ zijn gebruikt, omdat blijkt dat de golfcomponenten in de groep energie afstaan aan de komponent daarbuiten. Een willekeurig gekozen golfkomponent uit het golfveld kan tegelijkertijd fungeren als een “passieve” komponent en als een “aktieve” komponent. Deze komponent kan namelijk in combinaties met twee andere componenten, energie afstaan aan een vierde komponent maar de beschouwde komponent kan ook energie ontvangen van combinaties van drie andere componenten. Daarbij is het aantal combinaties oneindig groot en voor de beschouwde golfkomponent vindt energieuitwisseling plaats met iedere andere golfkomponent in het spectrum. Een aanschouwelijke beschrijving van de ligging van de interactiegroepen in de $\mathbf{k}$, ω -ruimte wordt gegeven in Phillips (1977).

Een uitdrukking voor de energieoverdracht ten gevolge van dit mechanisme is gegeven in (5.3.4.21.) (zie b.v. Hasselmann, 1960, 1962, 1968).

$$\begin{aligned} S_{nl,1}(\mathbf{k}) = & \int \int_{-\infty}^{\infty} E(\mathbf{k}_1) E(\mathbf{k}_2) E(\mathbf{k}_3) T_1(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3) d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 \\ & - E(\mathbf{k}) \int \int_{-\infty}^{\infty} E(\mathbf{k}_1) E(\mathbf{k}_2) T_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 \end{aligned} \quad (5.3.4.21.)$$

waar $\mathbf{k}$, $\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_2$ en $\mathbf{k}_3$ samenhangen volgens (5.3.4.19.). De functies T_1 en T_2 zijn ingewikkelde “uitwisselings”-functies die in de literatuur alleen numeriek uitgewerkt zijn voor de diep water situatie (b.v. Sell en Hasselmann, 1972). De eerste integraal geeft het “passieve” deel weer waar de toename wordt gegeven van de energiedichtheid van de komponent $\mathbf{k}$ t.g.v. de wisselwerking met de componenten $\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_2$ en $\mathbf{k}_3$. Deze energietoename is onafhankelijk van de energiedichtheid van de beschouwde golfkomponent $\mathbf{k}$. De tweede integraal komt overeen met het “aktieve” deel, het energieverlies in alle interacties waar de golfkomponent optreedt als een “aktieve” komponent. Het verlies is wel afhankelijk van (evenredig met) de energiedichtheid van de beschouwde golfkomponent.

De termen in vergelijking (5.3.4.21.) hangen af van de derde macht van de energiedichtheid en ze zijn voor de ontwikkeling van het golfbeeld dus vooral van belang in de piek van het spectrum (zie b.v. Longuet-Higgins, 1976, a).

Merk op dat de niet-lineaire wisselwerking alleen een herverdeling van energie in het spectrum bewerkstelligt. Er wordt geen energie toe- of afgevoerd naar of van het spectrum als geheel. Dit is weergegeven in vergelijking (5.3.4.22.).

$$\int \int_{-\infty}^{\infty} S_{nl,1} d\mathbf{k} = 0 \quad (5.3.4.22.)$$

Een opvallende eigenschap van deze niet-lineaire wisselwerkingen is de stabiliserende invloed die ze uitoefenen op de vorm van het spectrum. Uit berekeningen blijkt (Hasselmann e.a., 1973) dat door het optreden van deze niet-lineaire wisselwerkingen, de spectra van "jonge" zeeegang een vorm aannemen die overeenkomt met die van het JONSWAP spectrum (paragraaf 4.4.2.). Bij de behandeling van de geparametriseerde energiebalans zal deze eigenschap meer uitgebreid aan de orde komen (paragraaf 5.4.2.).

In deze laatstgenoemde publikatie van Hasselmann e.a. wordt overtuigend het grote belang van de niet-lineaire wisselwerkingen aangetoond. De bewijzen die daarvoor worden aangevoerd zijn zowel van empirische (waarnemingen) als theoretische (numerieke berekeningen) aard.

Het uitwerken van de term $S_{nl,1}$ is uitermate gecompliceerd omdat de functies T_1 en T_2 zeer complex zijn. In de literatuur zijn alleen uitwerkingen gepubliceerd van bijzondere gevallen zoals b.v. voor het Neumann spectrum (Hasselmann, 1963, b) of een spectrum waarvan de vorm beschreven kan worden met een som van normale verdelingen (Fox, 1976, 1977). Voor het numerieke berekenen van de niet-lineaire golf-golf wisselwerkingen voor een zich ontwikkelend spectrum is enige uren rekentijd nodig op een redelijk grote en snelle computer (ongeveer 30 minuten op een CDC 6600 om de wisselwerking in één spectrum te berekenen, zie Hasselmann e.a., 1973). Dit is uiteraard een onoverkomelijke handicap bij het toepassen van deze benadering in operationele golfverwachtingsmodellen. De benadering die nog het meest praktisch lijkt is die waar de energieoverdracht t.g.v. $S_{nl,1}$ geparametriseerd wordt. De meest elegante benadering lijkt te zijn die van Fox (1976, 1977) waarnaar zojuist gerefereerd werd, maar de techniek is nog niet helemaal uitgewerkt en ze wordt ook nog niet toegepast in operationele modellen. Barnett (1968) en Ewing (1971) gebruiken een iets andere parameterisering. Beiden stellen $S_{nl,1}$ voor als in (5.3.4.23.).

$$S_{nl,1} = \Gamma - \tau E \quad (5.3.4.23.)$$

waarbij Γ en τ alleen nog maar afhangen van het golfgetal van de beschouwde komponent en twee schaalparameters van het spectrum. Een vergelijking van deze uitdrukking met (5.3.4.21.) laat zien dat Γ en τ overeenkomen met de twee integralen. Ewing (1971) meldt dat Cartwright de integralen heeft uitgewerkt voor het Pierson-Moskowitz-type spectrum (zie paragraaf 4.4.3.) met een richtingsspreidingsfunctie met $s = 3$ (zie paragraaf 4.4.2.). De uitkomst van de integralen zou dan kunnen worden uitgedrukt in termen van het golfgetal (of: frequentie en richting), de piekfrequentie en de evenredigheidsconstante α_0 of, zoals Cartwright heeft gedaan, in frequentie, richting, gemiddelde frequentie en oppervlak van het frequentiespectrum. Ewing (1971) geeft wel de uitdrukkingen voor Γ en τ maar verwijst verder naar een "personal communication" van Cartwright. Barnett (1968) geeft eenzelfde type van parameterisering maar ook hij geeft niet aan hoe de uitdrukking van Γ en τ tot stand zijn gekomen.

Barnett (1968) toont in een illustratie dat zijn parametrische weergave goed overeenkomt met de berekeningen van Hasselmann (1963, b) voor een Neumann spectrum en ook dat de berekeningen van Snodgrass e.a. (1966) voor een Pierson-Moskowitz-type spectrum goed worden benaderd. De uitdrukkingen van Barnett en Cartwright voor Γ en τ zijn relatief zeer eenvoudig en reduceren de hierboven genoemde computer-tijd van ongeveer 30 minuten tot enige milli-seconden.

5.3.4. Bronfunctie

De bovenstaande beschrijving had voornamelijk betrekking op de niet-lineaire wisselwerking op diep water. Over de invloed van niet-lineaire wisselwerkingen op ondiep water is weinig bekend. Collins (1972) merkt op dat in ondiep water tweede-orde interacties belangrijker kunnen zijn dan de derde-orde interacties in diep water die hierboven beschreven werden. Hij verwijst daarbij naar een studie van Biesel (1952).

Zoals al werd aangegeven zijn de theoretische overwegingen die leiden tot de termen $S_{nl,2}$ en $S_{nl,3}$ een uitbreiding van de theorie van Miles (1957). Miles gebruikte een lineaire benadering van het probleem door de energieoverdracht van de wind naar de golven te beschouwen per watergolfkomponent. De verstoringen van het windveld door de watergolfkomponenten werden daarbij onafhankelijk van elkaar verondersteld. Hasselmann (1968) echter geeft een hogere orde benadering waarin deze niet-lineaire effecten wel een rol spelen en hij vindt de twee termen $S_{nl,2}$ en $S_{nl,3}$. Deze twee termen geven aan dat er energieuitwisseling plaats vindt tussen de golfkomponent waarvan de bronfunctie wordt beschouwd en alle andere componenten in het spectrum. De mate waarin deze energieoverdracht plaats vindt is afhankelijk van de eigenschappen van het windveld. Hoewel Hasselmann niet expliciet de numerieke invloed van deze termen aangeeft lijkt deze vrij gering te zijn t.o.v. die van $S_{nl,1}$ omdat er in de literatuur en bij metingen vrij weinig aandacht aan besteed wordt.

Weergave van S_{in} en S_{nl} in de modellen

Waarnemingen van golfgroei in een standaard windveld met relatief diep water (b.v. Barnett en Wilkerson, 1967 of Hasselmann e.a., 1973) laten een verloop van de energiedichtheid zien dat qua vorm geschetst is in Fig. 5.3.4.C. (zie ook paragraaf 4.4.4.). Het verschijnsel dat de energiedichtheid tijdelijk een hogere waarde heeft dan de limietwaarde werd in paragraaf 4.4.4. "overshoot" genoemd.

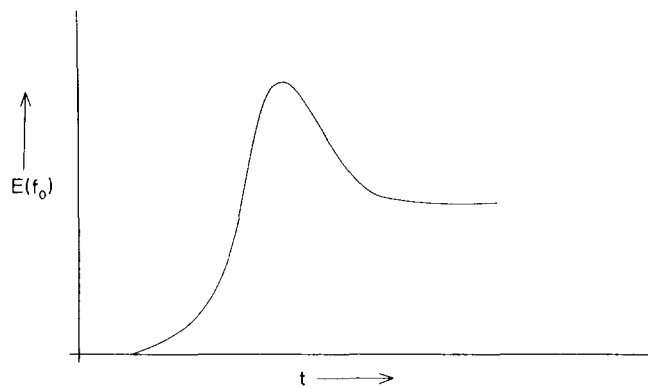


Fig. 5.3.4.C. Ontwikkeling van energiedichtheid van een golfkomponent (f_0) als functie van de tijd.

Het waargenomen verloop van de energiedichtheid als functie van de tijd is, voor het eerste deel van de groei, redelijk te benaderen met een lineaire, plus exponentiële functie zodat de bijbehorende bronfunctie voorgesteld kan worden als in vergelijking (5.3.4.24.) die van dezelfde vorm is als (5.3.4.15.).

$$S = \alpha + \beta E \quad (5.3.4.24.)$$

Bronfunctie 5.3.4.

In vrijwel alle golfverwachtingsmodellen die in deze paragraaf (5.3.) behandeld worden, is de bronfunctie voor het weergeven van de beginfase van de golfgroei voornamelijk gebaseerd op empirische schattingen van α en β . Deze schattingen kunnen b.v. verkregen worden door de functie (5.3.4.24.) te "passen" in de waarnemingen zoals geschetst in Fig. 5.3.4.C.

De waarde van γ die uit de waarnemingen bepaald werd blijkt redelijk goed overeen te komen met de waarde van α^* die volgde uit de theorie van Phillips (zie vgl. 5.3.4.13.) als Priestley's winddruk spectrum gebruikt wordt. Barnett (1968) b.v. geeft in een illustratie (zie Fig. 5.3.4.D.) een vergelijking tussen de waarnemingen van Snyder en Cox (1966) en de theoretisch verwachte waarden van α^* , waarbij $\Omega \sim U^6$ (zoals reeds werd opgemerkt bij de beschrijving van het windveld).

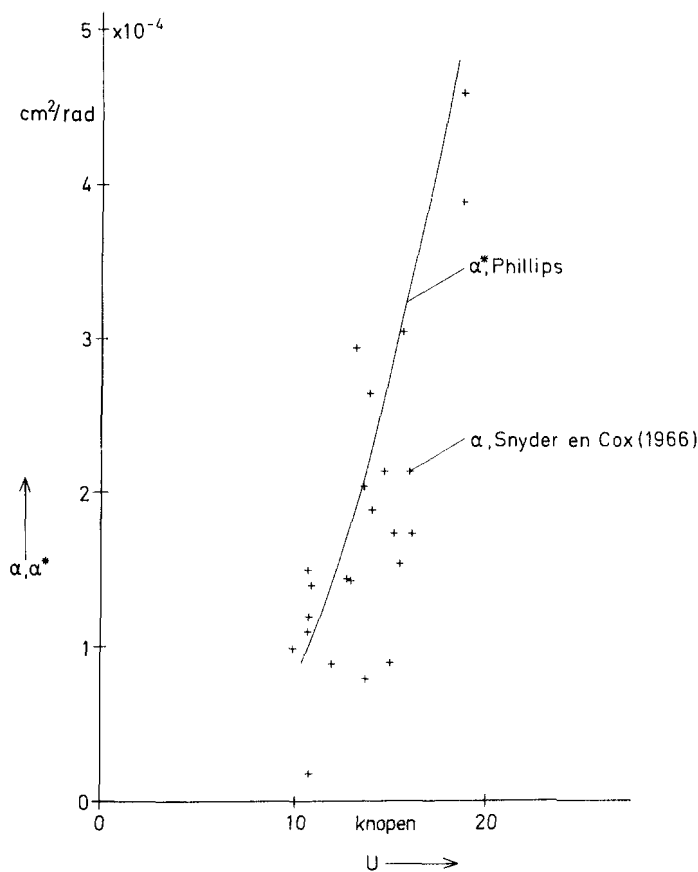


Fig. 5.3.4.D. Theoretische en waargenomen waarden van α^* en α , naar Barnett (1968).

Ondanks het verwaarlozen van de invloed van de niet-lineaire wisselwerking en de dissipatie blijkt de overeenkomst redelijk goed te zijn. De invloed van S_{nl} en S_{ds} op α lijkt dus niet groot te zijn.

Vrijwel alle modellen die gebaseerd zijn op de spectrale energiebalans maken expliciet gebruik van het resultaat van de theorie van Phillips door de uitdrukking (5.3.4.13.) in

5.3.4. Bronfunctie

het model op te nemen. Dit zijn met name de modellen die beschreven worden in Pierson e.a. (1966), Barnett (1968), Ewing (1971), Collins (1972) en Cavaleri en Malanotte Rizzoli (1977). Vóór het bekend worden van de resultaten van de onderzoeken van Snyder en Cox (1966) en Barnett en Wilkerson (1967) had Inoue (1966) (zie b.v. Pierson e.a., 1966) een golfverwachtingsmodel ontwikkeld waar een schatting van α werd gemaakt gebaseerd op waarnemingen van golfgroei op de Noord Atlantische Oceaan vanaf Britse weerschepen. Deze uitdrukking is in latere versies van dit model (b.v. Pierson e.a., 1966) vervangen door een uitdrukking die ook gebaseerd is op (5.3.4.13.).

Er is dus een redelijke overeenkomst tussen de waargenomen en theoretische waarden van α en α^* . Een dergelijke overeenkomst tussen β en β^* is echter niet gevonden. De meeste onderzoekers ten tijde van het werk van Barnett en Wilkerson (1967) en Snyder en Cox (1966) veronderstelden dat de niet-lineaire wisselwerking verwaarloosd kon worden en men verwachtte dus dat $\beta \approx \beta^*$.

De waarden van β die volgden uit de waarnemingen van Barnett en Wilkerson (1967), Snyder en Cox (1966) en JONSWAP (Hasselmann e.a., 1973) bleken echter een orde groter te zijn dan verwacht. In Fig. 5.3.4.E. zijn een aantal van de waargenomen waarden van β vergeleken met berekende waarden van β^* volgens de theorie van Miles. De verschillen zijn aanzienlijk.

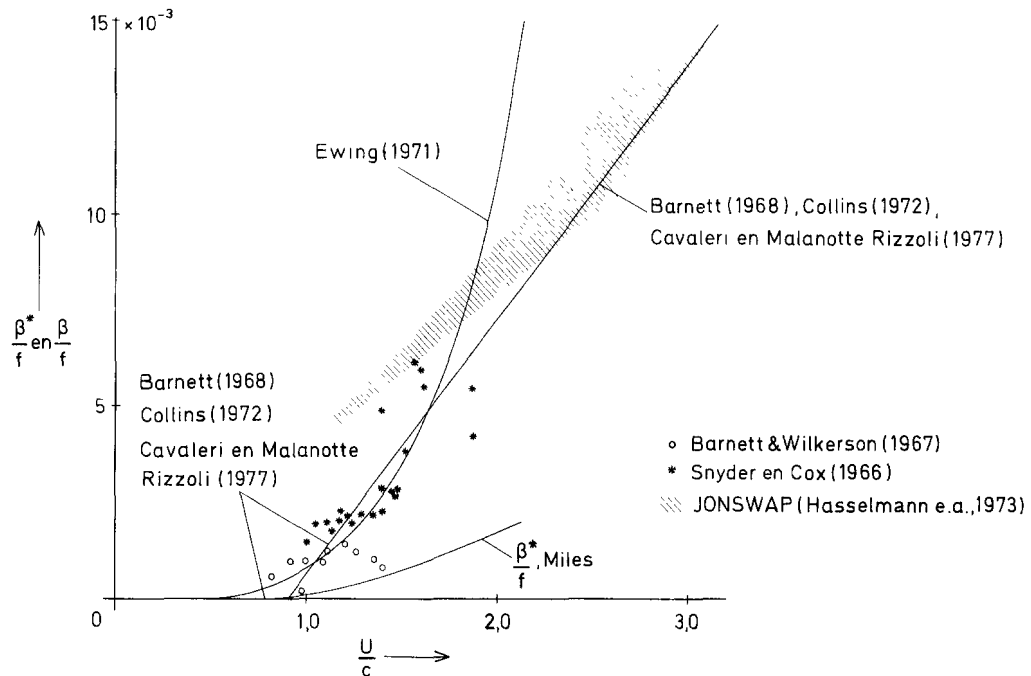


Fig. 5.3.4.E. Theoretische en waargenomen waarden van β^* en β , naar Ewing (1971).

Op grond van de eerder genoemde waarnemingen van golfgroei op de Noord Atlantische Oceaan concludeerde ook Inoue (1966) dat de golfgroei veel sneller is dan voorspeld werd door de theorie van Miles.

De verwachting dat $\beta \approx \beta^*$ was gebaseerd op de onjuiste veronderstelling dat $S_{nl} \approx 0$. In feite dient β als volgt te worden beschouwd.

Door in vergelijking (5.3.2.3.) de term S_{in} weer te geven met de Miles en Phillips termen kan de bronfunctie voor de eerste fase van de golfgroei geschreven worden als in (5.3.4.25.) omdat $S_{ds} \approx 0$ in deze fase (zie blz. 94 e.v.).

$$S = \alpha^* + \beta^* E + S_{nl} \quad (5.3.4.25.)$$

Zojuist is getoond dat $\alpha \approx \alpha^*$ zodat uit (5.3.4.24.) en (5.3.4.25.) gevonden wordt dat:

$$\beta E \approx \beta^* E + S_{nl} \quad (5.3.4.26.)$$

In de empirisch bepaalde coëfficiënt β worden dus zowel het golfgroeiemechanisme van Miles als de niet-lineaire wisselwerkingen ondergebracht. Met andere woorden, de empirische uitdrukkingen voor β die gebaseerd zijn op de waarnemingen van Barnett en Wilkerson (1967) en Snyder en Cox (1966) kunnen beschouwd worden als grove parameteriseringen van het Miles-mechanisme en de niet-lineaire wisselwerking voor een groeiend spectrum in een homogeen, stationair windveld met diep water (d.w.z. voor een JONSWAP-type spectrum, zie paragraaf 4.4.3.). De golfverwachtingsmodellen gebruiken deze parameterisering ook in variërende windvelden, waar het spectrum verschilt van het standaard spectrum in een homogeen, stationair windveld. De verschillen tussen de vorm van het spectrum in een variërend windveld en het standaard windveld blijken echter niet groot te zijn voor een golfveld dat groeit onder invloed van de lokale wind (Hasselmann e.a., 1976) zodat de parameterisering geen zeer grote fouten bevat. Dit is waarschijnlijk een reden waarom het niet expliciet opnemen van een term S_{nl} in de bronfunctie in de meeste golfverwachtingsmodellen geen grote gevolgen heeft, mits β gebruikt wordt in plaats van β^* .

Er zijn i.h.a. twee verschillende redenen waarom in de golfvoorspellingsmodellen βE wordt gebruikt i.p.v. $\beta^* E + S_{nl}$. De eerste is dat de meeste modellen ontwikkeld zijn ná het werk van Barnett en Wilkerson (1967) en Snyder en Cox (1966) maar vóórdat het belang van de niet-lineaire wisselwerking werd onderkend (vooral na de JONSWAP publikatie, Hasselmann e.a., 1973). Maar ook in modellen die daarna ontwikkeld zijn wordt de empirische coëfficiënt β gebruikt (b.v. Cavaleri en Malanotte Rizzoli, 1977). De reden hiervoor schijnt vooral te zijn dat het zeer veel rekenwerk bespaart terwijl de resultaten van de voorspellingen toch als redelijk worden beschouwd. Alleen in de modellen van Barnett (1968) en Ewing (1971) wordt S_{nl} expliciet opgenomen (zie hierboven) maar merkwaardigerwijs wordt ook de term βE gebruikt in de bronfunctie van deze modellen. Inoue (1966) gebruikt in zijn model de functionele vorm van β^* , vermenigvuldigd met een factor ongeveer gelijk aan acht (zie Pierson e.a., 1966). In andere golfverwachtingsmodellen wordt in plaats van de uitdrukking voor β^* een empirische relatie gebruikt die direct gebaseerd is op de waarnemingen van Snyder en Cox (1966) en Barnett en Wilkerson (1967) zoals die b.v. in Fig. 5.3.4.E. zijn weergegeven. Deze empirische relaties zijn zeer eenvoudige analytische uitdrukkingen die de waarnemingen zo goed mogelijk benaderen. Barnett (1968), Collins (1972) en Cavaleri en Malanotte Rizzoli (1977) gebruiken het in Fig. 5.3.4.E. geschetste lineaire verband tussen β/f en U/c met $\beta = 0$ voor $U/c < 0,9$. In een latere versie van het model van Barnett (Barnett e.a., 1969) gaat de waarde van β meer geleidelijk naar nul als de windsnelheid naar nul gaat. Ewing (1971) stelt β/f evenredig met U^4 . Uit een

5.3.4. Bronfunctie

vergelijking tussen deze benaderingen en de waarnemingen blijkt dat voor lage waarden van U/c (dus voor golfcomponenten met relatief lage frequenties) de benadering van Ewing (1971) wat beter lijkt overeen te komen met de waarnemingen dan de andere. Voor hogere waarden van U/c lijkt de benadering van Ewing (1971) wat minder realistisch dan die van de anderen.

ENERGIEDISSIPATIE

De energie die van de wind naar het golfveld wordt overgedragen wordt voor een deel door de golven getransporteerd naar de kust waar deze energie wordt omgezet in andere vormen van energie (b.v. turbulentie in de brandingszone of stroming). Een deel van de energie gaat al verloren vóórdat de kust bereikt wordt. Hiervoor zijn voornamelijk twee verschijnselen verantwoordelijk.

Het eerste is het breken van de golven op open zee en het tweede de invloed van de bodem. Andere dissipatieve processen zoals die b.v. samenhangen met de viscositeit blijken meestal een verwaarloosbare invloed te hebben (Snodgrass e.a., 1966). De twee genoemde processen kunnen in S_{ds} als volgt worden weergegeven:

$$S_{ds} = S_{ds,1} + S_{ds,2} \quad (5.3.4.27.)$$

waar $S_{ds,1}$ en $S_{ds,2}$ de energieverliezen per eenheid van tijd zijn t.g.v. van respectievelijk golfbreking en bodeminvloed.

Dissipatie door breken

Het breken van golven is een bijzonder complex verschijnsel en een fundamenteel gerichte beschrijving van dit proces voor het natuurlijk golfbeeld op zee is niet aangetroffen in de literatuur. Het is duidelijk dat een belangrijke omstandigheid bij het breken van de golven niet zozeer de hoogte als wel de steilheid van de golf is. Als deze een bepaalde waarde overschrijdt dan wordt de stabiliteit van het oppervlak verstoord en de golf "breekt". Dit breken treedt op op plaatsen waar een aantal golfcomponenten, door interferentie, een lokale steile "piek" in het wateroppervlak vormen. Het is duidelijk een niet-lineair verschijnsel. Pogingen om het breken van een golf te beschrijven worden wel ondernomen (b.v. Longuet-Higgins, 1976, b) maar deze pogingen betreffen alleen bijzondere gevallen zoals b.v. een periodieke golf. Een hydrodynamische beschouwing van het breken van windgolven lijkt nog ver buiten het bereik van de huidige kennis te liggen.

Hasselmann (1974) heeft een andere benadering dan de hydrodynamische gekozen. Hij constateert dat er brekers optreden op bepaalde plaatsen op het zeeoppervlak en beschouwt deze brekers als drukpulsen op het wateroppervlak ter plaatse. Door deze pulsen afhankelijk te stellen van de lokale uitwijking van het wateroppervlak t.o.v. de gemiddelde waterstand en de afgeleiden daarvan komt hij tot de volgende uitdrukking voor de energiedissipatie.

$$S_{ds,1} = - \eta^2 \omega^2 E(\mathbf{k}) \quad (5.3.4.28.)$$

waar η een richtingsgevoelige dempingsfactor is die konstant is voor een gegeven spectrum. Hasselmann schat de waarde van η door deze te behandelen als de enige onbekende in de bronfunctie voor de hogere frequenties van een JONSWAP-type spectrum. De waarde

van de rest van de bronfunctie ontleent Hasselmann aan de JONSWAP publikatie (Hasselmann e.a., 1973).

Geen van de golfverwachtingsmodellen die bestudeerd zijn voor de samenstelling van dit rapport bevat echter een expliciete term in de bronfunctie voor het weergeven van het breken van de golven. De techniek die gebruikt wordt in vrijwel alle modellen is het beperken van de groei van de energiedichtheid als deze een van tevoren vastgestelde limietwaarde nadert. Voor het frequentiespectrum wordt deze limiet gelijk gesteld aan de waarde die door Phillips (1958) werd voorgesteld (paragraaf 4.4.2.).

$$E_{\infty}(f) = \alpha_0 g^2 f^{-5} \quad (5.3.4.29.)$$

waarin α_0 een konstante is voor alle in deze paragraaf besproken modellen. De limiet voor het twee-dimensionale spectrum $E(f, \theta)$ is gelijk aan de limiet $E_{\infty}(f)$, vermenigvuldigd met één van de richtingsspreadsfuncties $D(\theta; f)$ die besproken zijn in paragraaf 4.4.2. Deze functies zijn echter voornamelijk gebaseerd op waarnemingen of overwegingen die betrekking hebben op een situatie die lijkt op het standaard windveld. Een rechtvaardiging voor het gebruik van een dergelijke standaard functie in een variërend windveld, anders dan het verwijzen naar deze zeer schaarse waarnemingen, werd in geen van de publikaties aangetroffen. Een mogelijke rechtvaardiging zou gezocht kunnen worden in de vorm-stabiliserende invloed van de niet-lineaire wisselwerking die in de volgende paragraaf ter sprake komt maar ook daar wordt de vormvastheid van de richtingsverdeling alleen als werkhypothese gebruikt (b.v. Hasselmann e.a., 1976).

Om de energiedichtheid naar de limiet te "dwingen" worden in de verschillende modellen rekenregels gebruikt waarvan de vorm arbitrair schijnt te zijn vastgesteld (maar waarschijnlijk op grond van ervaring met het hanteren van het model). De overeenkomende bronfunctie is in het algemeen van de volgende vorm:

$$S = r(\alpha + \beta E) + S_{nl} \quad (5.3.4.30.)$$

waar $r \rightarrow 0$ als $E \rightarrow E_{\infty}(f, \theta) = \alpha_0 g^2 f^{-5} D(\theta; f)$ en $r \rightarrow 1$ als $E/E_{\infty} < 1$.

Barnett (1968) gebruikt voor r de volgende uitdrukking:

$$r = 1 - d_1 \exp [-d_2(E_{\infty} - E)/E] \quad (5.3.4.31.)$$

waar $E = E(f, \theta)$, $E_{\infty} = E_{\infty}(f, \theta)$ en d_1 en d_2 konstanten zijn.

Collins (1972) en Cavaleri en Malanotte Rizzoli (1977) stellen:

$$\left. \begin{array}{l} r = 1 \quad \text{voor } E(f, \theta) < E_{\infty}(f, \theta) \\ r = 0 \quad \text{voor } E(f, \theta) \geq E_{\infty}(f, \theta) \end{array} \right\} \quad (5.3.4.32.)$$

Ewing (1971) en Cardone e.a. (1976) gebruiken voor r de volgende uitdrukking:

$$r = 1 - \left(\frac{E}{E_{\infty}} \right)^2 \quad (5.3.4.33.)$$

5.3.4. Bronfunctie

Dit is vrijwel dezelfde uitdrukking als die gebruikt wordt in de modellen van Inoue (zie Pierson e.a., 1966), Pierson e.a. (1966) en Bunting (1970), maar in deze modellen wordt de groeisnelheid niet afhankelijk gesteld van de verhouding tussen de twee-dimensionale spectrale dichtheden $E(f, \theta)/E_\infty(f, \theta)$ maar van de verhouding tussen de een-dimensionale frequentiespectra $E(f)/E_\infty(f)$. Wel wordt voor iedere komponent (f, θ) afzonderlijk als bovengrens de waarde van $E_\infty(f, \theta)$ gehanteerd. In deze modellen van Inoue, Bunting en Pierson e.a. wordt bovendien de lineaire groei gedwongen naar nul te gaan als de limiet-situatie benaderd wordt. Dit blijkt uit vergelijking (5.3.4.34.) waar de bronfunctie gegeven is die gebruikt wordt in deze modellen.

$$\frac{dE}{dt} = r[\alpha\sqrt{r} + \beta E(f)] \quad (5.3.4.34.)$$

De limietwaarde voor het één-dimensionale frequentiespectrum is een konstante als α_0 konstant verondersteld wordt. In een homogeen, stationair windveld wordt de limiet van onderaf benaderd zodat de waargenomen "overshoot" in de modellen niet gereproduceerd wordt. Bij een konstante α_0 is de limietwaarde van een komponent in het twee-dimensionale spectrum niet noodzakelijk ook een konstante. Deze limietwaarde is afhankelijk van de windrichting. De hoofdrichting van de standaard richtingsverdelingsfunctie wordt gelijk gesteld aan de windrichting en als deze varieert in de tijd, zal ook de limietwaarde variëren in de tijd. Voor een belangrijk deel van de tijd zal deze limietwaarde zelfs nul zijn, b.v. in het geval waar een $\cos^m \theta$ -richtingsverdelingsfunctie gebruikt wordt en de windrichting meer dan 90° afwijkt van de voortplantingsrichting van de golfkomponent.

Golding (1977) geeft in de beschrijving van zijn model, dat aan het eind van deze paragraaf apart behandeld wordt, een expliciete uitdrukking voor de energiedissipatie als $E > E_\infty$.

Ook in modellen van Pierson e.a. (1966) en Cardone e.a. (1976) wordt energie gedissipeerd maar alleen als de voortplantingsrichting van de golfkomponent meer dan 90° afwijkt van de windrichting.

In de modelbeschrijvingen van Barnett (1968), Ewing (1971), Collins (1972) en Cavaleri en Malanotte Rizzoli (1977) worden geen inlichtingen gegeven over de procedure die gebruikt wordt als in het model $E(f, \theta) > E_\infty(f, \theta)$.

De uitdrukkingen die in de verschillende modellen gebruikt worden lijken nogal willekeurig gekozen te zijn, hoewel bepaalde aspecten wel een zekere fysische achtergrond zullen hebben. In het model van Cardone e.a. (1976) b.v., hangt de energiedissipatie af van de frequentie en de totale energie van het spectrum. Waarschijnlijk zijn de gekozen procedures ten dele gebaseerd op praktische ervaringen die zijn verkregen door resultaten van de modellen te vergelijken met waarnemingen in realistische situaties op zee. Of in de modellen onder alle omstandigheden voldaan wordt aan de voorwaarde $E(f) < E_\infty(f)$ is niet duidelijk. Hierover wordt in de publikaties geen informatie gegeven.

Waarnemingen van energiedissipatie t.g.v. breken of tegenwind zijn zeer schaars. De belangrijkste, en misschien de enige, publikatie op dit gebied is die van Snodgrass e.a. (1966). Zij zijn in staat geweest golfvelden (deining) die opgewekt waren in zware stormen, te volgen

over de Grote Oceaan. De belangrijkste conclusie was dat de meeste energieafname voor golven met een frequentie boven de $0,05 H_z$ plaats had in de nabijheid van het opwekkingsgebied en dat deze afzwakking consistent was met niet-lineaire wisselwerkingen volgens het model van Hasselmann voor de frequenties van de deining. Er werd vrijwel geen afzwakking geconstateerd in het gebied van de passaatwinden zodat interacties tussen de deining en de lokaal opgewekte zeegang niet van belang waren voor deze situaties.

Of de resultaten van de in de modellen gebruikte procedures overeenkomen met de hierboven genoemde waarnemingen van Snodgrass e.a. (1966) is niet na te gaan aan de hand van de gepubliceerde beschrijvingen. Het optreden van energiedissipatie t.g.v. tegenwind zoals in het model van Cardone e.a. (1976) lijkt niet in overeenstemming met de waarnemingen van Snodgrass e.a. (1966). Golding (1977) merkt op dat in zijn model de dissipatie voor frequenties lager dan $0,09 H_z$ verwaarloosbaar is en hij constateert dat dit in overeenstemming is met waarnemingen van deining die zich over zeer grote afstanden voortplant.

Dissipatie in en bij de bodem

Het andere dissipatieproces waarmee rekening gehouden moet worden hangt samen met de invloed van de bodem. In feite betreft het een aantal processen van verschillende aard. De meest bekende is de bodemwrijving. Daarnaast echter kan er ook energie aan het golfveld onttrokken worden doordat de bodem poreus is of meebeweegt met de golven. Deze laatste twee processen lijken voor de meeste situaties in Nederland echter nauwelijks van belang te zijn. Daarom wordt hier niet verder op ingegaan. Opgemerkt dient echter te worden dat in recente publikaties (Shemdin e.a., 1977 en Hsiao en Shemdin, 1978) gemeld wordt dat in gebieden met grof zand de effecten t.g.v. de porositeit van de bodem (percolatie) belangrijk kan zijn. In Shemdin e.a. (1977) wordt met name het JONSWAP gebied (in de Duitse Bocht) genoemd.

De golfhoogte neemt bij relatief ondiep water vrij snel af. Dit afnemen van de golfhoogte kan echter ook het gevolg zijn van een ander verschijnsel, nl. verstrooiing, wat een niet-dissipatief proces is. Beide processen, dissipatie door bodemwrijving en verstrooiing zullen hierna kort behandeld worden.

Het energieverlies aan de bodem wordt veroorzaakt doordat zich bij de bodem een meestal turbulente grenslaag vormt met grote snelheidsgradiënten. De schuifspanning die daarbij optreedt wordt meestal berekend m.b.v. de uitdrukking (5.3.4.35.).

$$\tau = \rho C_b u/u \quad (5.3.4.35.)$$

C_b is de wrijvingscoëfficiënt die meestal in de orde van 0,010-0,015 is voor niet-permanente waterbeweging. Hasselmann en Collins (1968) gebruiken voor de watersnelheid in vergelijking (5.3.4.35.) de door de golfbeweging opgewekte orbitaalsnelheid. Deze grootte is echter een stochastische variabele en de uitwerking van deze benadering maakt gebruik van middelingsprocedures waarop hier niet verder ingegaan wordt. Het resultaat van de bewerkingen van Hasselmann en Collins (1968) voor de energiedissipatie t.g.v. bodemwrijving wordt door Collins (1972) benaderd met:

$$S_{ds,2}(f, \theta) = - \frac{C_b g k c_g}{2\pi\omega^2 \cosh^2(kd)} E(f, \theta) \cdot u_{rms} \quad (5.3.4.36.)$$

5.3.4. Bronfunctie

waar d de waterdiepte, c_g de groepssnelheid van de frequentie f en u_{rms} de vierkantswortel van de gekwadrateerde waarde van de orbitaalbeweging bij de bodem is ("root mean square"):

$$u_{rms} = \left[\int_0^\infty \frac{(2\pi f)^2 S(f)}{\sinh^2(kd)} df \right]^{1/2} \quad (5.3.4.37.)$$

Om deze energiedissipatie te berekenen is het dus nodig om a priori een schatting te maken van het volledige spectrum. Zowel Collins (1972) als Cavaleri en Malanotte Rizzoli (1977) gebruiken deze uitdrukking. In het ondiep water deel van het model dat beschreven wordt door Barnett e.a. (1969) wordt ook een benadering gebruikt die gebaseerd is op Hasselmann en Collins (1968) maar details worden niet gegeven in deze publikatie.

Zoals blijkt uit vergelijking (5.3.4.36.) en zoals te verwachten is, is de energiedissipatie groter naarmate de waterdiepte kleiner is. Uit de volledige uitdrukking die Collins en Hasselmann (1968) geven blijkt dat de energiedissipatie ook afhangt van de snelheid, inclusief een eventueel aanwezige gemiddelde stroomsnelheid. Dit betekent dat de energiedissipatie in een getijdegebied met de getijbeweging dient te variëren. Waarnemingen in JONSWAP (Hasselmann e.a., 1973) van energiedissipatie in een ondiep getijdegebied tonen een dergelijk gedrag echter niet, hoewel gemiddeld de energiedissipatie consistent was met $C_b = 0,015$. Dit suggereert dat de benadering van Hasselmann en Collins (1968) die gebaseerd is op vergelijking (5.3.4.35.) fundamenteel onjuist is, hoewel de resultaten die met deze benadering bereikt worden in orde van grootte goed zijn.

Als alternatief voor het bodemwrijvingsmechanisme wordt door Long (1973) een verstrooiings-mechanisme voorgesteld. Het idee is dat de energie die naar de kust wordt getransporteerd onderweg geleidelijk in alle richtingen verstrooid wordt door oneffenheden in de bodem. Op deze manier wordt een deel van de energie terug gestraald en het effect is een afname van de golfenergie naar de kust toe. Deze theorie is nog niet experimenteel bevestigd maar berekeningen geven aan (Long, 1973) dat de theoretisch verwachte energieafname overeenkomt met waargenomen energieafname. De resultaten van deze theorie worden, zover bekend, niet toegepast in golfverwachtingsmodellen.

OVERZICHT BRONFUNCTIE

In het bovenstaande zijn verschillende onderdelen van de bronfunctie beschreven aan de hand van gepubliceerde en vrij algemene aanvaarde theorieën. Zoals echter al tijdens de behandeling van de theorie van Miles (de β of β^* term) bleek zijn er nog grote leemten in de kennis van het golfopwekkings- en afzwakkingsmechanisme en aanzienlijk meer onderzoek zou nodig zijn om deze leemten te vullen. De resultaten van de golfverwachtingsmodellen zijn echter niet sterk afhankelijk van deze leemten omdat op die plaatsen empirische informatie gebruikt wordt.

Opgemerkt moet worden dat een aantal theorieën over verschillende processen niet is vermeld in de voorgaande beschrijving van de bronfunctie. Dit is gedaan omdat deze theorieën niet algemeen aanvaard zijn of controversieel zijn (b.v. het maser-mechanisme van Longuet-Higgins, 1969). Op de theorieën die wel beschreven zijn is ook kritiek mogelijk maar de kritiek in de literatuur richt zich meestal op details. Phillips b.v. geeft in een recente publikatie (Phillips, 1977) een vrij uitgebreide en kritische beschouwing van de huidige

kennis van de energiehuishouding van golven. Ook LeBlond en Mysak (1978) en het artikel van Barnett en Kenyon (1975) mogen in dit opzicht genoemd worden.

De bronfunctie kan grafisch worden weergegeven door de waarde van dE/dt te geven als functie van de frequentie op één bepaald moment. Zoals reeds eerder werd vermeld (paragraaf 4.4.2.) blijft de vorm van het spectrum in een standaard windveld gedurende lange tijd konstant en ook de vorm van de bijbehorende bronfunctie is vrijwel konstant. De onzekerheid over de juiste vorm van de termen in de bronfunctie laat een vrij ruime marge open voor het weergeven van de bronfunctie. In Hasselmann e.a. (1976) worden twee extreme situaties gegeven. In één daarvan wordt de dissipatie voor het grootste deel van het spectrum verwaarloosd en in de andere wordt de dissipatie geschat aan de hand van de theorie van Hasselmann (1974). De essentie van illustraties in Hasselmann e.a. (1976) wordt weergegeven in Fig. 5.3.4.F. en Fig. 5.3.4.G. Als referentie zijn in de figuren de bijbehorende spectra getekend. De situatie betreft de ontwikkeling van een spectrum in een standaard windveld op diep water.

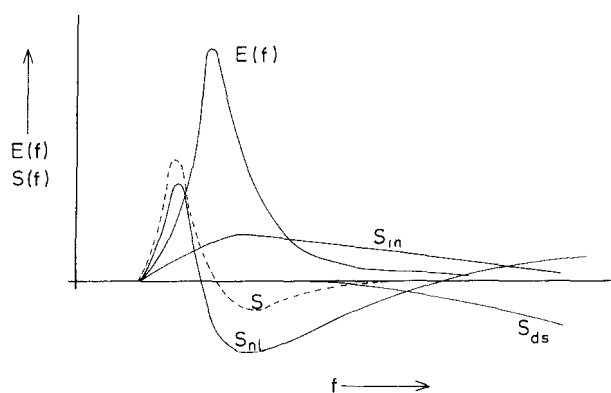


Fig. 5.3.4.F. Overzicht van de bronfunctie met weinig dissipatie, naar Hasselmann e.a. (1976).

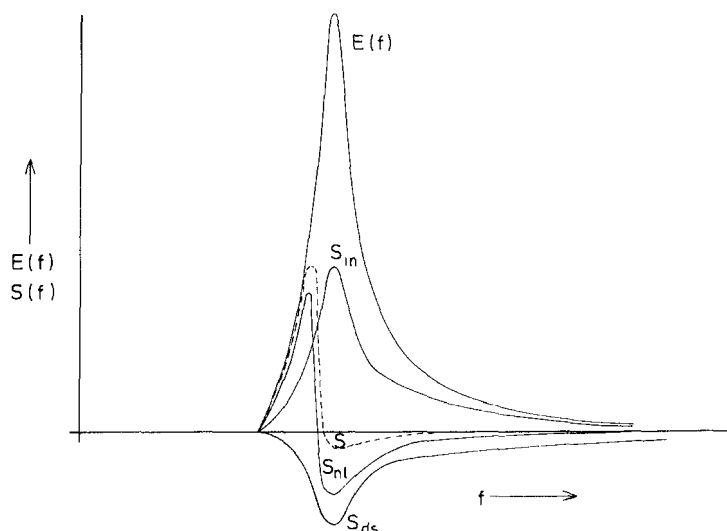


Fig. 5.3.4.G. Overzicht van de bronfunctie met dissipatie volgens Hasselmann (1974), naar Hasselmann e.a. (1976).

5.3.4. Bronfunctie

Zoals uit de figuren blijkt vindt de energieoverdracht van wind naar golven (S_{in}) voornamelijk plaats in het frequentiegebied aan de hoog-frequente zijde van de piek van het spectrum. In Fig. 5.3.4.G. is deze overdracht wat meer geconcentreerd bij de piek dan in Fig. 5.3.4.F., waar de overdracht meer diffuus verdeeld is over de frequenties. Deze schijnbare energiewinst voor deze frequenties wordt echter meer dan teniet gedaan door de energieafvoer t.g.v. niet-lineaire wisselwerking (S_{nl}) en in Fig. 5.3.4.G. ook t.g.v. dissipatie. Het totale resultaat voor de frequenties in de hoog-frequente flank van de piek is zelfs een energieverlies ($S < 0$). Deze frequenties, evenals de andere frequenties in de piek, bevinden zich in de "overshoot" fase. De niet-lineaire wisselwerking (S_{nl}) transporteert energie van deze frequenties naar lagere frequenties en hogere frequenties. Dit komt tot uiting in de vorm van de functie voor S_{nl} die positief is voor de lagere en hogere frequenties en negatief is voor de middenfrequenties. De energie die getransporteerd wordt naar de lagere frequenties komt bijna geheel ten goede aan de groei van het spectrum (een voorwaartse verschuiving, d.w.z. naar lagere frequenties, van de piek). De energie die naar hogere frequenties getransporteerd wordt, wordt volledig gedissipeerd. De hoge frequenties ontvangen netto geen of zeer weinig energie en bevinden zich in een staat van evenwicht. Een globaal beeld van de resulterende energiestroom in het spectrum is gegeven in Fig. 5.3.4.H.

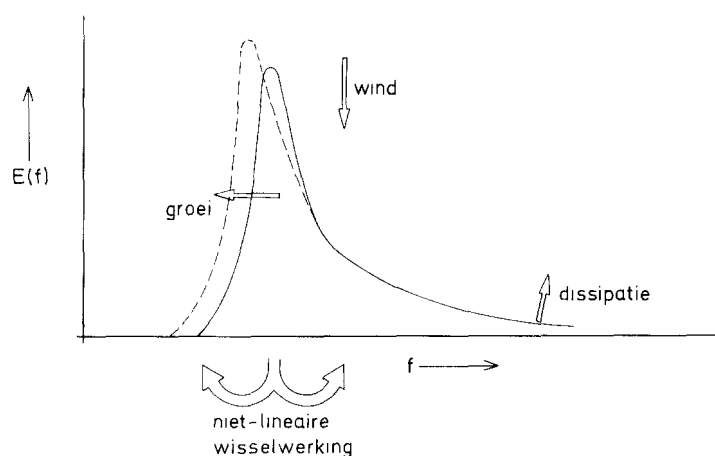


Fig. 5.3.4.H. Overzicht van de energiestromen in het groeiende spectrum.

EMPIRISCHE BRONFUNCTIES

In de literatuur worden een aantal modellen beschreven waarin een spectrale energiebalans wordt gebruikt waarvan de bronfunctie niet gebaseerd is op de hiervoor behandelde theorieën.

Eén van deze modellen kent een aantal versies waarvan de eerste reeds in 1956 in gebruik was. De publikatie van de beschrijving van dit model (Gelci e.a., 1956) is zelfs klassiek in die zin dat met dit artikel de spectrale energiebalans werd geïntroduceerd in de techniek van golfvoorspelling en golfonderzoek. Het betreft een model waarmee de energiedichtheid van de componenten met de hand en met behulp van grafische methoden werd bepaald voor slechts één voorspellingspunt. De grafieken die daarbij gebruikt worden zijn te beschouwen als uitwerkingen van de bronfunctie maar bij het vaststellen van deze grafieken hebben theoretische overwegingen over golfgroei of afzwakking vrijwel geen rol gespeeld. De methode die ten grondslag ligt aan dit model wordt in de franstalige literatuur de me-

thode "densités spectrales angulaires" genoemd en de modellen worden de DSA modellen genoemd.

Het grafische model is verder ontwikkeld naar een numeriek golfverwachtingsmodel dat zeer veel overeenkomst vertoont met de hiervoor beschreven modellen maar dat juist voor wat betreft de weergave van de bronfunctie sterk afwijkt van die modellen. Eén van de laatste beschrijvingen wordt gegeven in Gelci en Devillaz (1970) waar de vijfde versie (DSA V) wordt behandeld. In Gelci en Chavy (1977) wordt vermeld dat het sindsdien niet meer gewijzigd is. Deze vijfde versie wordt ook beschreven in het handboek voor golfanalyse en golfvoorspelling van de World Meteorological Organization (WMO, 1976).

De bronfunctie die ook in deze laatste versie gebruikt wordt is het resultaat van de ervaring die in het verleden is opgedaan met het gebruik van de DSA modellen. Deze bronfunctie geeft aanvankelijk een lineaire groei van de energiedichtheid maar deze groei wordt gedempt als de energiedichtheid een limiet nadert die ongeveer gelijk is aan het Pierson-Moskowitz spectrum (Gelci en Chavy, 1977). De uitdrukking voor de bronfunctie is gegeven in vergelijking (5.3.4.38.).

$$\frac{dE}{dt} = A - BE \quad (5.3.4.38.)$$

waar A en B coëfficiënten zijn die afhangen van de frequentie, de windsnelheid, de voortplantingsrichting van de golfkomponent t.o.v. de windrichting en de totale energie van het spectrum. Uitdrukkingen voor A en B zijn b.v. gegeven in Gelci en Devillaz (1970) en in het handboek voor golfanalyse en -voorspelling van de WMO (1976).

Een tweede model waarin een empirische bronfunctie gebruikt wordt die niet rechtstreeks gebaseerd is op de hiervoor behandelde golfgroetheorieën is het model dat beschreven wordt in Golding (1977). In dit model is de groeisnelheid van de energiedichtheid van een bepaalde komponent (f, θ) evenredig met het verschil tussen de aanwezige energiedichtheid en de limietwaarde bij volgroeide zeeegang. Deze limietwaarde stelt Golding (1977) op de waarde van het Pierson-Moskowitz spectrum (zie paragraaf 4.4.3.) met een $\cos^2\theta$ -richtingsverdeling met een hoofdrichting die gelijk is aan de windrichting. De uitdrukking die gegeven wordt kan, na enkele eenvoudige bewerkingen, worden weergegeven in termen van de bronfunctie als in (5.3.4.39.).

$$\frac{dE(f, \theta)}{dt} = (E - E_\infty) \ln[1 - (7f)^4] \quad \text{voor } f < 1/7 \quad (5.3.4.39.)$$

waar E_∞ de hierboven beschreven limietwaarde is en f in H_z uitgedrukt wordt. Uit een illustratie in Golding (1977) kan worden geconcludeerd dat voor frequenties hoger dan $0,15$ ($\approx 1/7$) H_z de energiedichtheid gelijk wordt gesteld aan E_∞ (als $U \neq 0$ m/s).

Een belangrijk aspect van dit model is dat het op routinebasis gebruikt wordt voor berekeningen van het golfbeeld op de gehele Noordzee, inclusief het ondiep water-gedeelte in het zuiden voor de Nederlandse kust (Golding, 1978). Het model is echter nog in ontwikkeling. Bodemrefractie is in het model opgenomen maar bodemdissipatie nog niet en de resultaten zullen daarom niet realistisch zijn in het zuidelijk deel van de Noordzee.

5.3.5. Resultaten van toepassingen

Een diep water versie van het model is in gebruik voor routinevoorspellingen (voorspellings-termijn tot 48 uur) op de Noord Atlantische Oceaan en het noordelijk deel van de Grote Oceaan. Vergelijkingen tussen voorspellingsresultaten en waarnemingen zijn niet beschikbaar (Golding, 1978).

5.3.5. Resultaten van toepassingen

Het beoordelen van de verschillende modellen op grond van gepubliceerde resultaten die bereikt worden in realistische meteorologische situaties is uiterst moeilijk. Het probleem is dat er weinig gepubliceerd is over dergelijke resultaten en dat bovendien de situaties waarvan de berekeningen zijn uitgevoerd niet goed te vergelijken zijn. In deze paragraaf kan daarom niet diep ingegaan worden op een onderlinge vergelijking van de resultaten van verschillende modellen. Wel kan aan de hand van de gepubliceerde gegevens worden aangegeven wat de orde van grootte is van de betrouwbaarheid die bereikt kan worden met dit type golfverwachtingsmodel. Deze gegevens betreffen voor een klein deel vergelijkingen tussen berekende en waargenomen spectra en voor het grootste deel vergelijkingen tussen berekende en waargenomen significante golfhoogten.

Een kwantitatieve beoordeling van de betrouwbaarheid waarmee spectra worden voorspeld wordt in geen van de bestudeerde publikaties gegeven. De beoordeling is kwalitatief en altijd gebaseerd op een visuele beoordeling van de overeenkomst tussen de berekende en waargenomen spectra. Ter illustratie zijn een aantal spectra die in Bunting en Moskowitz (1970) gegeven worden weergegeven in Bijlage 31. Andere publikaties die soortgelijke informatie geven zijn Bunting (1970), Ewing (1971), Barnett (1968) en Gelci en Chavy (1977). De energiedichtheid voor de hogere frequenties (t.o.v. de piekfrequentie) van de voorspelde en waargenomen spectra lijken meestal redelijk goed overeen te komen maar voor de lagere frequenties is de overeenkomst vaak slecht. De eerste constatering komt niet onverwacht omdat de energiedichtheid voor de hogere frequenties meestal bepaald wordt door de limietwaarde die redelijk goed wordt gegeven door het Pierson-Moskowitz spectrum dat in de modellen gebruikt wordt. De lagere frequenties zijn nog in een stadium van ontwikkeling en daar speelt het weergeven van de golfgroei en afzwakking een belangrijkere rol en de modellen geven hier minder goede resultaten. De fase waarin de groei van het spectrum zich bevindt, die uiteraard ook sterk afhangt van de eigenschappen van de bronfunctie, wordt matig tot redelijk goed voorspeld door de modellen. Om dit aspect van de voorspelling te beoordelen kan de significante golfhoogte als maatstaf gebruikt worden. Over deze grootte wordt in de publikaties relatief veel informatie gegeven.

De publikaties beschrijven resultaten van de modellen in drie soorten van situaties:

- a. historische windvelden
- b. actuele windvelden
- c. voorspelde windvelden

Dit onderscheid in type van windinformatie is gemaakt, omdat de windgegevens in de drie situaties sterk van kwaliteit kan verschillen en het ligt voor de hand dat dit de kwaliteit van de resultaten belangrijk beïnvloedt.

In de eerste situatie ("hindcasting") worden de meest betrouwbare windgegevens gebruikt omdat deze bepaald worden op basis van waarnemingen (atmosferische druk en wind).

Resultaten van toepassingen 5.3.5.

Feldhausen e.a. (1973) geven een overzicht van de golfverwachtingsresultaten van een aantal modellen die in één historische storm op de Noord Atlantische Oceaan zijn toegepast. Deze resultaten kunnen, bij uitzondering, rechtstreeks met elkaar vergeleken worden. Het betreft de storm die van 15 dec. tot 21 dec. 1953 op de Noord Atlantische Oceaan woedde en die al eerder in dit rapport vermeld werd (paragraaf 5.2.4.).

Van de gebruikte modellen is een aantal gebaseerd op de spectrale energiebalans en deze modellen zijn beschreven door Pierson e.a. (1966), Inoue (1967) en Barnett (1968). De resultaten in de vorm van strooi-diagrammen zijn gegeven in Bijlage 32, 33 en 34, de statistische informatie over deze diagrammen is verzameld in Tabel 5.3.5.I.

Een ander model dat in historische windvelden op de Noord Atlantische Oceaan is toegepast is dat van Ewing (1971). Hij gebruikte zijn model om golven te voorspellen in twee perioden van drie dagen. De resultaten zijn gegeven in Bijlage 35 en in Tabel 5.3.5.I.

Van golfverwachtingen in de tweede situatie (actuele windvelden) zijn slechts twee publicaties gevonden. Fons (1966) en Gelci en Chavy (1977) beschrijven resultaten van het toepassen van het model DSA V op de Noord Atlantische Oceaan in situaties waar de windgegevens gebaseerd zijn op een synoptische weeranalyse. In de eerstgenoemde publicatie worden illustraties gegeven van berekende en waargenomen golfhoogten voor een periode van twee maanden voor zes waarnemingsstations. Hiervan is voor een periode van twee weken (voor dit rapport) het strooi-diagram uitgewerkt en de resultaten zijn gegeven in Bijlage 36 en Tabel 5.3.5.I. In de tweede publicatie worden de berekende en waargenomen golfhoogten gegeven voor een periode van drie weken voor één station en ook deze laatste resultaten zijn verwerkt (zie Bijlage 37 en Tabel 5.3.5.I.).

De resultaten in de derde situatie (voorspelde windvelden) zijn vrij uitvoerig onderzocht voor een model beschreven door Bunting (1970), dat gebruikt wordt door de United States Weather Bureau en de Fleet Numerical Weather Facility. De details van de resultaten worden gegeven in Bunting en Moskowitz (1970) en een overzicht daarvan staat in Bunting (1970). De gegevens zijn afkomstig van operationele, dag – tot – dag voorspellingen op een aantal waarnemingsstations in de Noord Atlantische Oceaan voor een periode van bijna zeven maanden. De resultaten van de studie zijn samengevat en opgenomen in Tabel 5.3.5.I. Gegevens voor het samenstellen van een strooi-diagram zijn niet gegeven in de publicaties.

In een publicatie van Ocean Routes Ltd. (1977) wordt zeer summier aangegeven dat voor scheepsrouting door dit bureau een model gebruikt wordt dat gebaseerd is op de spectrale energiebalans. De vorm van de bronfunctie is gelijk aan die van Ewing (1971) en Barnett (1968) maar details worden niet gegeven. In deze publicatie worden de waargenomen en voorspelde (12 uur termijn) golfhoogte gegeven voor een periode van één maand op één (diep water) positie in de Noordzee. Deze gegevens zijn verwerkt voor dit rapport en de resultaten zijn gegeven in Bijlage 38 en Tabel 5.3.5.I.

Nogmaals, de meeste getallen in Tabel 5.3.5.I. zijn onderling niet goed te vergelijken omdat de basis waarop deze getallen berusten zeer verschillend kan zijn. Men kan uit de tabel wel een globale indruk krijgen van de betrouwbaarheid waarmee de significante golfhoogte bepaald kan worden. De strooi-index, die gehanteerd kan worden om de kwali-

5.3.5. Resultaten van toepassingen

teit van de resultaten te kwantificeren, is voor de "hindcast" situatie van de orde van grootte 25 %, in de situatie met actuele windvelden 25 % en voor de voorspellingen in de orde van 20-50 %, afhankelijk van de voorspellingstermijn. Als illustratie voor de matige waarde van de gegevens kan dienen de beoordeling van het DSA V model. De verschillen tussen de strooi-indices voor de twee beoordelingen gebaseerd op Fons (1966) en Gelci en Chavy (1977) verschillen aanzienlijk.

De orde van grootte van de strooi-index van visuele waarnemingen van de significante golfhoogte is (toevallig) ongeveer gelijk aan die van de voorspellingen en "hindcasts". Uit Fons (1966), Feldhausen e.a. (1973) en Nordenstrøm (1969) kan b.v. gevonden worden dat deze index van de orde 25% is (zie ook Bijlage 39 en 40). Tot eenzelfde conclusie komen b.v. ook Gelci en Devillaz (1969).

H_s	voorspel- lingster- mijn (uren)	aantal waar- nem- ingen	bereik v.d. waarnemin- gen	gemid- delde waarde v.d. waarne- mingen	gemiddelde afwijking (voorspeld waargenomen)	lineaire regressie- coëfficiënt	stand. afw. v.d. afw.	strooi- index in %*
<i>"hindcast"</i>								
Pierson e.a. (1966)		32	3,10-12,00	6,25	0,70	1,05	1,31	21
Inoue (1967)		33	3,10-12,00	6,30	0,92	1,11	1,27	20
Barnett (1968)		12	3,15-12,00	6,85	1,37	1,15	1,90	28
Ewing (1971)		35	1,00-5,90	2,82	-0,29	0,82	0,83	30
<i>actueel</i>								
Fons (1966)		57	1,00-9,50	4,93	0,44	1,08	0,87	18
Gelci en Chavy (1977)		49	1,15-9,90	4,56	1,23	1,22	1,46	32
<i>voorspelling</i>								
Bunting en Moskowitz (1970)	6	29	0,85-11,10	4,5	0,20	-	0,9	20
	12	41	0,85-11,10	4,5	-0,15	-	1,6	36
	18	26	0,85-11,10	4,5	-0,06	-	1,3	29
	24	40	0,85-11,10	4,5	-0,84	-	2,4	53
	30	29	0,85-11,10	4,5	-0,18	-	1,3	29
	36	25	0,85-11,10	4,5	-0,84	-	2,4	43
Ocean Routes (1977)	12		1,22-7,32	3,55	-0,03	0,95	0,76	21

* zie noot blz. 123

eenheden dimensieloos of in meters

Tabel 5.3.5.I. Voorspellingsresultaten op diep water van de methode van de spectrale energiebalans.

Fons (1966) geeft naast de resultaten van het DSA V model ook een overzicht van de oorzaken van het falen van golfverwachtingen. Hij onderscheidt daarbij vier typen van fouten:

Resultaten van toepassingen 5.3.5.

a. *meteorologische fouten*, in waarnemingen en transformaties van drukvelden. In verband hiermee zijn een aantal gegevens van Bunting en Moskowitz (1970) interessant. Zij geven de gemiddelde fout (berekend-waargenomen) en de standaardafwijking van de fout voor de verschillende verwachtingstermijnen (zie Tabel 5.3.5.II.).

verwachtingstermijn (uur)	windsnelheid (m/s)		windrichting (graden)	
	gem. fout	stand. afw. v.d. fout	gem. fout	stand. afw. v.d. fout
6	-0,2	3,8	63	70
12	-1,5	4,1	49	60
18	-3,5	5,8	46	86
24	-3,7	6,9	41	67
30	-1,5	4,1	45	77
36	-2,5	4,8	56	82

Tabel 5.3.5.II. Overzicht van fouten in windvoorspelling volgens Bunting en Moskowitz (1970).

De fout in zowel de windsnelheid als de windrichting is aanzienlijk en bovendien is de afwijking voor alle verwachtingstermijnen in dezelfde richting: altijd te laag voor de windsnelheid en altijd te veel geruimd voor de windrichting. Verbeteringen in de windvoorspelling zullen vrijwel zeker leiden tot verbetering van de golfverwachtingsresultaten.

b. *modelfouten*, door discrete voorstelling van het spectrum waardoor fouten optreden in de modellering van de voortplanting van de golfenergie en door de aanname dat de wind konstant is over een bepaald tijdvak (6 uur in het DSA V model).

c. *technische fouten*, in de computer en de communicatie met de waarnemingsstations (meteorologische gegevens).

d. *onbekende oorzaken*.

Over resultaten van golfvoorspelling in ondiep water met dit type van modellen is zeer weinig gepubliceerd. Collins (1972) en Barnett e.a. (1969) beschrijven de situaties waarin hun modellen zijn getoetst zeer summier maar beiden concluderen dat de resultaten bevredigend zijn.

Cavaleri en Malanotte Rizzoli (1977) beschrijven de toepassing van hun model in twee situaties ("hindcasts") in de Adriatische Zee maar het schijnt dat in deze situaties de bodemwrijving geen belangrijke en zelfs te verwaarlozen rol speelde. De resultaten die bereikt werden lijken overigens heel redelijk (zie Bijlage 41 en Tabel 5.3.5.III.).

5.4. Geparameteriseerde energiebalans

H_v	aantal waar- nemingen	bereik van de waarnemingen	gemiddelde waarde van de waar- nemingen	gemiddelde afwijking (voorspeld- waargenomen)	lineaire regressie- coëfficiënt	standaard- afw. van de af- wijking	strooi- index in %*
Cavaleri en Malanotte Rizzoli (1977)	31	0,70-1,92	1,33	0,11	1,08	0,26	20

* zie noot blz. 123

eenheden dimensieloos of in meters

Tabel 5.3.5.III. Voorspellingsresultaten op ondiep water van een model van de spectrale energiebalans.

5.4. Geparameteriseerde energiebalans

5.4.1. Inleiding

De methode van golfvoorspelling die behandeld wordt in deze paragraaf berust evenals de in het voorgaande besproken methode op de energiebalans van het golfveld. Het numeriek oplossen van de energiebalansvergelijking geschiedt echter op een andere, meer efficiënte wijze.

In de methode die in de voorgaande paragraaf 5.3. werd besproken moest voor ieder punt in het voorspellingsgebied en voor ieder tijdstip een energiebalansvergelijking worden opgelost voor ieder van de golfcomponenten in het spectrum. Dit houdt in de praktijk in dat voor ieder punt en ieder tijdstip een groot aantal (orde van 100) vergelijkingen moet worden uitgewerkt.

In de methode die hier besproken wordt gaat men er a priori vanuit dat het spectrum van groeiende zegang beschreven kan worden met een beperkt aantal vorm- en schaalparameters. Deze veronderstelling is gebaseerd op een vrij groot aantal waarnemingen (in diep water) en een aantal numerieke experimenten van fundamentele aard. De energiebalansvergelijking kan dan worden geformuleerd in termen van deze spectrale parameters en het grote aantal energiebalansvergelijkingen dat aanvankelijk nodig was voor de golfvoorspelling kan vervangen worden door een beperkt aantal geparameteriseerde balansvergelijkingen. Dit aantal is gelijk aan het aantal parameters (orde van 1-10). Voor het deel van het spectrum dat niet beschouwd kan worden als onderdeel van de groeiende zegang wordt gebruik gemaakt van de oorspronkelijke energiebalansvergelijking. Maar voor dit deel van het spectrum is alleen de energiedissipatie t.g.v. de bodem van belang en in diep water is zelfs deze invloed onbelangrijk.

Van de formele achtergrond van de methode zal een korte schets gegeven worden. Vervolgens worden een aantal modellen beschreven en de resultaten die daarmee bereikt zijn.

5.4.2. Geparameteriseerde energiebalans

Zoals in de inleiding werd opgemerkt berust de methode van de geparameteriseerde energiebalans op de veronderstelling dat het spectrum van groeiende zegang kan worden beschreven met behulp van een beperkt aantal vorm- en schaalparameters.

Deze veronderstelling is voor een belangrijk deel gebaseerd op een analyse van golfwaarnemingen in standaard windvelden (zie paragraaf 4.4.) en variërende windvelden in

diep water situaties. Een gedetailleerd overzicht en een analyse van een groot aantal van dergelijke waarnemingen wordt gegeven in Müller (1976). Andere, soortgelijke waarnemingen en analyses worden gegeven door een aantal Noorse onderzoekers zoals b.v. Houmb en Overvik (1976), Rye e.a. (1974) en Houmb en Rye (1973). Het blijkt dat spectra van groeiende zeegang gemeten in stormen ook redelijk goed beschreven kunnen worden met de vorm van het JONSWAP spectrum (zie paragraaf 4.4.3.), zelfs in zeer snel variërende windvelden zoals b.v. van een hurricane.

Naast deze empirische gegevens zijn er aanwijzingen van meer fundamentele aard dat het spectrum van de golven in diep water een standaardvorm bezit. In de JONSWAP publikatie (Hasselmann e.a., 1973) worden resultaten getoond van een aantal numerieke experimenten waarin de ontwikkeling wordt berekend van een spectrum dat op een bepaald tijdstip in vorm afwijkt van de vorm van het JONSWAP spectrum. Deze berekeningen werden uitgevoerd voor een situatie zonder wind en het blijkt dat de niet-lineaire wisselwerkingen de vorm van het spectrum zodanig aanpassen dat na verloop van tijd de vorm ongeveer overeenkomt met die van het JONSWAP spectrum. Hasselmann e.a. (1973) vermelden daarbij dat de invloed van de energieoverdracht van wind naar water op de vorm van het spectrum i.h.a. klein is. Hieruit kan geconcludeerd worden dat de niet-lineaire wisselwerkingen een stabiliserende invloed hebben op de vorm van het spectrum en dat ook in variërende windvelden een vorm van het spectrum verwacht kan worden die ongeveer gelijk is aan de vorm van het JONSWAP spectrum. Deze conclusie wordt ondersteund door de waarnemingen die beschreven zijn in de hierboven aangehaalde publikaties.

De grootte van de invloed van de niet-lineaire wisselwerkingen is echter een punt van discussie in de literatuur. Zo heeft b.v. Phillips (1977) ernstige kritiek op de berekeningen waarop de argumenten van Hasselmann e.a. (1973) gebaseerd zijn.

Ook over de relatie tussen de energietoevoer vanuit het windveld en de grootte van de niet-lineaire wisselwerking zijn tegenstrijdige meningen in de literatuur gevonden. In Günther e.a. (1978, a en b) wordt b.v. opgemerkt dat de niet-lineaire interacties niet effectief zijn als het spectrum geen energie absorbeert uit de atmosfeer en Fox (1976) concludeert aan de hand van zijn berekeningen dat het opbouwen van een smal spectrum waarschijnlijk vereist dat er continu energie wordt toegevoerd vanuit de wind. Dit lijkt in strijd met de hierboven gegeven resultaten van Hasselmann e.a. (1973).

Als het spectrum beschreven wordt met een standaardvorm en een aantal parameters, dan is de energiebalansvergelijking uit te drukken in termen van die parameters. De formele handelingen die leiden tot de energiebalansvergelijkingen in termen van deze parameters zijn gegeven in de JONSWAP publikatie (Hasselmann e.a., 1973). Een meer gedetailleerde uitwerking wordt gegeven in Hasselmann e.a. (1976) en Günther e.a. (1978, a). Het resultaat is een balansvergelijking voor ieder van de parameters waarvan de algemene vorm overeenkomt met die van de oorspronkelijke spectrale energiebalansvergelijking. Een korte schets van deze overeenkomst volgt hier.

Als de variatie van het spectrum in de tijd beschouwd wordt in een vast punt, dan wordt de oorspronkelijke spectrale energiebalans voor diep water gegeven door vergelijking (5.4.2.1.), (zie paragrafen 5.3.2. en 5.3.3.).

5.4.2. Geparameteriseerde energiebalans

$$\frac{\partial E}{\partial t} + c_g \cdot \nabla E = S \quad (5.4.2.1.)$$

In deze energiebalans staan aan de linkerzijde twee termen: een term die de lokale verandering per eenheid van tijd van de spectrale dichtheid geeft en een term die de ruimtelijke variabiliteit en het effect van de voortplanting van de golfenergie weergeeft. Aan de andere kant in de balans staat de bronfunctie. Dezelfde opbouw heeft de geparameteriseerde energiebalans voor ieder van de parameters. Aan de linkerzijde staan twee termen: een term die de lokale verandering per eenheid van tijd van de beschouwde parameter geeft en een term die het effect weergeeft van het transport van de golfenergie. Deze laatste term is, evenals zijn tegenhanger in de spectrale energiebalans, een product van een voortplantingssnelheid en een gradiënt. In de oorspronkelijke spectrale energiebalansvergelijking is het de gradiënt van de energiedichtheid van de beschouwde komponent, in de geparameteriseerde energiebalansvergelijking is het de gradiënt van alle parameters van het spectrum. Deze term kan worden geschreven als een matrix zoals b.v. in Hasselmann e.a. (1976) maar deze kan beschouwd worden als een serie van termen die ieder de gradiënt van één parameter bevat. Aan de andere zijde in de geparameteriseerde balans staat de bronfunctie voor de beschouwde parameter in termen van het geparameteriseerde spectrum. De algemene vorm van de vergelijking is gegeven in (5.4.2.2.).

$$\frac{\partial a_i}{\partial t} + \sum_{j=1}^n \mathbf{v}_j \cdot \nabla a_j = T_i \quad (5.4.2.2.)$$

waarin a_i de beschouwde parameter is, $\mathbf{v}_j$ is een voortplantingssnelheid, n is het aantal parameters en T_i is de geparameteriseerde bronfunctie voor de parameter a_i . De voortplantingssnelheden $\mathbf{v}_j$ en de bronfunctie T_i zijn afhankelijk van alle parameters van het spectrum en de geparameteriseerde energiebalansvergelijkingen zijn dus onderling afhankelijk.

De vergelijking (5.4.2.2.) is voor ondiep water niet volledig; ook de termen die de refraktie-effecten geven dienen opgenomen te worden. In geen van de modellen die in de literatuur wordt beschreven, wordt echter rekening gehouden met refractie.

Het JONSWAP frequentiespectrum bevat slechts vijf vrije parameters: $a_1 = \alpha_0$, $a_2 = f_m$, $a_3 = \gamma_0$, $a_4 = \sigma_a$ en $a_5 = \sigma_b$. Voor de richtingsverdelingsfunctie kan ook een aantal vrije parameters gekozen worden (zie paragraaf 4.4.2.) maar in de modellen die gerealiseerd zijn wordt de richtingsverdelingsfunctie konstant gehouden. Omdat er slechts vijf vrije parameters zijn, zijn er ook slechts vijf geparameteriseerde balansvergelijkingen, wat een aanzienlijke reductie is van het aantal op te lossen vergelijkingen.

De waarden van de parameters van het JONSWAP spectrum hangen af van de eigenschappen van het spectrum rond de piek van het spectrum (met uitzondering van α_0) en de voortplantingssnelheden die in de geparameteriseerde balansvergelijking staan blijken ongeveer gelijk te zijn aan de groepssnelheid die hoort bij de piekfrequentie van het spectrum. Vergelijking (5.4.2.2.) houdt dan in dat deze parameters zich voortplanten langs karakteristieken die afhangen van de piekfrequentie.

Het is opvallend dat de in paragraaf 5.2.4. beschreven karakteristieke methode van

golfvoorspelling, die historisch gezien niet is ontwikkeld uit de ideeën van Hasselmann e.a. (1973), veel overeenkomst vertoont met de hier omschreven methode. Ook in die methode wordt langs een karakteristiek die afhangt van een kenmerkende periode (T_s) een golfveldparameter (H_s) berekend.

De parametrische benadering gaat goed zolang de niet-lineaire wisselwerkingen de vormstabiliserende invloed behouden. Valt deze op een bepaald moment weg, b.v. door een drastische vermindering van de windsnelheid, dan verliest het spectrum de standaardvorm omdat de energie zich per golfkomponent gaat voortplanten onafhankelijk van de andere golfcomponenten. Deze energievoortplanting kan berekend worden door de oorspronkelijke spectrale energiebalans uit te werken met een bronfunctie die gelijk is aan nul (voor een diep water model) of die alleen de bodemdissipatie geeft (voor een ondiep water model).

Het toepassen van de geparameteriseerde balansvergelijking vereist dus een hybride model: één deel waar de geparameteriseerde energiebalans wordt uitgewerkt (het "zeegang" deel) en een tweede deel waar, als de niet-lineaire wisselwerkingen wegvallen, de voortplanting van de golfenergie wordt verzorgd (het "deining" deel).

Uiteraard kan b.v. door het toenemen van de wind een deel van het spectrum weer onder invloed van de niet-lineaire wisselwerkingen komen en de betreffende componenten worden dan weer van het energietransport deel ("deining") van het hybride model overgebracht naar het parametrische deel ("zeegang").

Voor de uitwerking van het model is het belangrijk te weten wanneer de niet-lineaire wisselwerkingen de stabiliserende invloed uitoefenen op de vorm van het spectrum en wanneer niet. Voor de zeegang die groeit onder de invloed van de lokale wind is de situatie als volgt (zie paragraaf 5.3.4.). De niet-lineaire wisselwerking in het spectrum verdeelt de energie die overgedragen wordt van wind naar golven over de frequenties. Zodra of wanneer deze overdracht van wind naar golven niet meer plaats vindt, vermindert de invloed van de niet-lineaire wisselwerking aanzienlijk (b.v. Günther e.a., (1978, a en b) en Fox (1976)) en kan het parametrische model niet meer worden toegepast. Het is echter niet goed bekend wanneer dit gebeurt. In de gerealiseerde golfverwachtingsmodellen worden tamelijk grove criteria aangelegd die bij benadering als volgt omschreven kunnen worden. Alleen de golfcomponenten waarvan de fasesnelheid lager is dan de windsnelheid en waarvan de richting minder afwijkt dan een bepaalde hoek (b.v. 90°) van de windrichting, worden in het parametrische model gehouden ("zeegang"). De andere componenten worden overgebracht naar het tweede deel van het hybride model ("deining").

Informatie in kwantitatieve zin over de wisselwerking tussen de twee delen van het spectrum is niet of nauwelijks beschikbaar in de literatuur. Alleen in Hasselmann (1963, b) wordt de wisselwerking beschouwd tussen "deining" en een lokaal opgewekte "zeegang". Het bijbehorende type spectrum is geschetst in Fig. 5.4.2.A. De twee delen van dit spectrum zouden in een hybride model ieder in een ander deel van dat model worden ondergebracht. In deze publikatie van Hasselmann wordt getoond dat de wisselwerking tussen de twee delen van het spectrum verwaarloosbaar is. Dit kan waarschijnlijk wat algemener gesteld worden: golfvelden waarvan de spectra veel verschillen in dominante frequenties beïnvloeden elkaar weinig. Dit is wellicht ook het geval voor golfvelden die veel verschillen in dominante richting.

5.4.3. Gerealiseerde modellen en resultaten van toepassingen

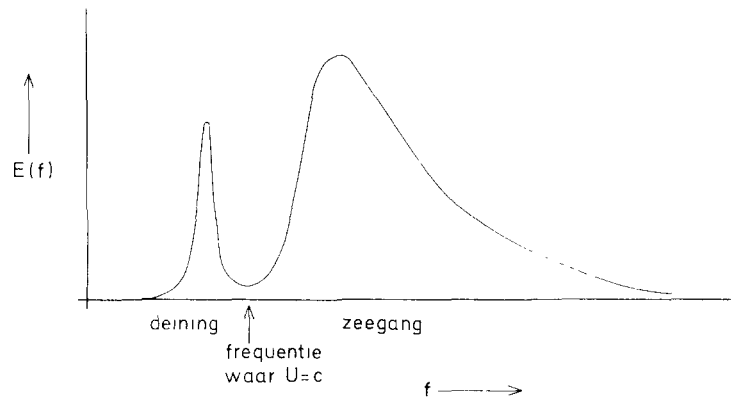


Fig. 5.4.2.A. Spectrum van deining en zeegang.

In verband met het gebruiken van de parametrische benadering in ondiep water dient opgemerkt te worden dat de stabiliserende invloed van de niet-lineaire wisselwerkingen, waarop deze benadering berust, alleen effectief is op relatief grote tijd- en ruimteschaal. Men kan zich afvragen of aan deze voorwaarde wordt voldaan in ondiep water waar refractie vrij snelle variaties kan introduceren. Daarnaast zal een vrij groot aantal parameters nodig zijn om het spectrum te beschrijven (met name het beschrijven van de richtingsverdeling na refractie kan een groot aantal parameters eisen) waardoor een belangrijke attractie van deze benadering verloren gaat.

5.4.3. Gerealiseerde modellen en resultaten van toepassingen

In de literatuur zijn een aantal modellen beschreven die gebaseerd zijn op de geparameteriseerde energiebalans. Deze modellen kunnen verdeeld worden in twee groepen: een groep waarvan de modellen rechtstreeks gebaseerd zijn op de hiervoor gegeven benadering (voornamelijk gebaseerd op Hasselmann e.a., 1973) en een groep waarvoor dit niet het geval is. De modellen van deze laatste groep zijn ontwikkeld met de empirische ervaring van de betrokken onderzoekers zonder dat daarbij een formele basis is gebruikt in termen van een parameterisering van de energiebalans.

Modellen die tot de eerste groep behoren zijn beschreven in Hasselmann e.a. (1976), Ewing e.a. (1978) en Günther e.a. (1978, a en b). Het golfverwachtingsmodel dat momenteel op het KNMI gebruikt wordt voor het opstellen van actuele golfanalyses en golfverwachtingen behoort tot de tweede groep. Het wordt voor een deel beschreven in Sanders (1976) en het is gebaseerd op een model van Haug (1968) dat eveneens tot de tweede groep behoort.

In Günther e.a. (1978, a) wordt een beschrijving gegeven van een diep water model dat het JONSWAP spectrum gebruikt als standaard spectrum. De vijf vorm- en schaalparameters van dit spectrum worden als vrije parameters behandeld en de richtingsverdelingsfunctie die gebruikt wordt is konstant van vorm zodat het een vijf-parametermodel is. Het model is toegepast in een standaard windveld en in de publikatie (Günther e.a., 1978, a) worden de waarden van de parameters in die situatie gegeven als functie van de dimensionloze strijklengte. Omdat empirische of theoretische informatie over de golfgroei in het overgangsgedrag van "jonge" zeegang naar volgroeide zeegang niet beschikbaar is, wordt er een tamelijk arbitraire keuze gemaakt voor de waarden van de parameters in dit gebied.

Gerealiseerde modellen en resultaten van toepassingen 5.4.3.

Ze zijn echter wel consistent met de onderlinge afhankelijkheid die wordt opgelegd in de geparameteriseerde energiebalansvergelijkingen en ze zouden gebruikt kunnen worden in de golfvoorspellingsmethode van het standaard spectrum (paragraaf 4.4.2. en 4.4.3.), ware het niet dat een tweetal opvallende verschijnselen optreden (zie paragraaf 4.4.3.). Resultaten die bereikt zijn met dit model op vrij kleine schaal (gebied-grootte $44 \times 44 \text{ km}^2$) worden beschreven in Günther e.a. (1977) en Günther e.a. (1978, b).

Een drie-parameter versie van het model van Günther e.a. (1978, a) is gebruikt om een lange termijn golfklimatologie op te stellen voor het diep water deel van de Noordzee. In dit model werden de waarden van σ_a en σ_b konstant gehouden en de parameters α_0 , f_m en γ_0 zijn vrij. Een gedetailleerde beschrijving van het model en de daarmee bereikte resultaten wordt gegeven in (HRS, 1977 a, b). Een overzicht wordt gegeven in Ewing e.a. (1978). Deze studie van het golfklimaat werd gebaseerd op 42 stormen waarvan er 15 gebruikt werden om het model te "ijken". De verschillen tussen de uitkomsten van het model en de waarnemingen van deze 15 stormen werden geminimaliseerd door een α_0 - f_m -relatie die in het model gebruikt wordt aan te passen. Een onafhankelijke toets van het geijkte model, b.v. door het toe te passen in een reeks andere situaties, wordt niet gegeven. Een vergelijking tussen gemeten en berekende maximale significante golfhoogten per storm op de stations FAMITA en STEVENSON (zie Fig. 5.4.3.C.) wordt gegeven in de publicaties in de vorm van strooi-diagrammen en regressieparameters. Daarnaast worden in (HRS, 1977, a) tijdreeksen gegeven van berekende en gemeten waarden van de significante golfhoogten in de stormen. Uit de tijdreeksen zijn, voor dit rapport, strooi-diagrammen samengesteld (zie Bijlage 42 t/m 45). De resultaten van een regressieanalyse zijn gegeven in Tabel 5.4.3.I. waar blijkt dat de strooi-index voor de significante golfhoogte van de orde van 25 % en voor de gemiddelde periode van de orde van 20 % is.

In Hasselmann e.a. (1976) wordt een beschrijving gegeven van twee twee-parameter modellen, ook gebaseerd op het JONSWAP spectrum (één van deze modellen waar α_0 direkt afhangt van f_m wordt door Hasselmann e.a. een één-parameter model genoemd). Van deze modellen worden alleen de theoretische achtergronden gegeven, ze zijn niet toegepast in realistische windsituaties. In deze modellen zijn f_m en α_0 de vrije parameters. De parameters γ_0 , σ_a en σ_b worden vrijwel konstant gehouden (kortstondige afwijkingen van de konstante waarde zijn mogelijk). Met één van deze modellen worden twee bijzondere windsituaties behandeld waarvoor analytische oplossingen bestaan. De eerste situatie is een standaard windveld waar de wind afhangt van de strijklengte volgens (5.4.3.1.).

$$(a) \quad U = U_0 \left(\frac{gF}{U_0^2} \right)^p \quad (5.4.3.1.)$$

De tweede is een oneindig groot windveld waar de windsnelheid afhangt van de tijd volgens (5.4.3.2.).

$$(b) \quad U = U_0 \left(\frac{gt}{U_0} \right)^q \quad (5.4.3.2.)$$

5.4.3. Gerealiseerde modellen en resultaten van toepassingen

	positie voorspellings- punt	voorspellingstermijn (uren)	aantal waarnemingen	bereik van de waarnemingen	gemiddelde van de waar- nemingen	gemiddelde afwijking (voorspelling-waarneming)	lineaire regressie- coëfficiënt	standaardafwijking van de afwijking	strooi-index in %*
<i>"hindcast"</i>									
HRS (1977, a)									
H_s	FAMITA		57	1,95-12,20	6,52	0,50	1,07	1,59	26
	STEVENSON		101	1,55-12,70	5,86	-0,33	0,90	1,57	27
$\bar{T}$	FAMITA		59	6,5 -13,2	9,2	-0,5	0,94	1,4	15
	STEVENSON		108	5,9 -14,5	9,9	-1,5	0,84	2,3	23
Houmb (1969)									
H_s			35	0,80- 5,60	2,75	0,59	1,25	1,20	44
$\bar{T}$			34	5,0 -11,8	8,6	-3,4	0,57	4,6	53
<i>voorspelling + actueel</i>									
Sanders (1978)									
H_s	EURO	0	70	0,25- 2,48	0,90	-0,04	0,99	0,35	39
		6	73	0,25- 2,93	0,94	-0,09	0,94	0,37	39
		12	70	0,25- 3,95	0,92	-0,15	0,78	0,48	52
		18	72	0,25- 2,93	0,93	-0,19	0,81	0,43	47
		24	69	0,25- 2,93	0,92	-0,23	0,68	0,56	61
	PENNZOIL	0	72	0,25- 4,10	1,23	-0,01	1,04	0,37	30
		6	78	0,25- 4,10	1,25	-0,03	0,99	0,42	34
		12	76	0,25- 3,20	1,26	-0,14	0,91	0,41	32
		18	77	0,25- 4,10	1,24	-0,15	0,88	0,55	44
		24	76	0,25- 3,20	1,25	-0,21	0,85	0,63	50
	FAMITA	0	63	0,0 - 7,0	1,72	-0,13	0,82	0,89	52
		6	63	0,0 - 4,5	1,61	-0,04	0,86	0,80	50
		12	60	0,0 - 7,0	1,75	-0,22	0,72	1,07	61
		18	62	0,0 - 4,5	1,61	-0,13	0,78	0,94	58
		24	61	0,0 - 7,0	1,74	-0,16	0,67	1,28	74
	MIKE	0	48	0,0 - 6,5	2,11	0,19	1,11	1,04	49
		6	52	0,0 - 6,5	2,07	0,20	1,14	1,21	59
		12	50	0,5 - 6,5	2,15	-0,02	1,05	0,94	44
		18	50	0,5 - 6,5	2,13	0,14	1,07	1,35	63
		24	51	0,5 - 6,5	2,13	-0,13	0,95	1,17	55

* zie noot blz. 123

eenheden dimensieloos of in meters, seconden of uren

Tabel 5.4.3.1.

De resultaten in deze situatie zijn gegeven in vergelijking (5.4.3.3.) tot en met (5.4.3.9.).

$$(a) \quad \hat{f}_m = A \left(\frac{gF}{U_0^2} \right)^m, \quad m = \frac{3}{10}(2p - 1) \quad (5.4.3.3.)$$

$$(b) \quad \tilde{f}_m = A \left(\frac{gt}{U_0} \right)^n, \quad n = \frac{3}{7}(q-1) \quad (5.4.3.4.)$$

$$\text{met in beide gevallen } \alpha_0 = B \tilde{f}_m^{\frac{3}{5}} \quad (5.4.3.5.)$$

De coëfficiënten A en B worden gegeven in de volgende vergelijkingen:

$$(a) \quad \begin{cases} A = 2,84(1 + 1,63p)^{3/10} \\ B = 0,033 \left(\frac{1 + 1,50p}{1 + 1,63p} \right)^{\frac{1}{2}} \end{cases} \quad (5.4.3.6.)$$

$$(b) \quad \begin{cases} A = 16,8(1 + 1,51q)^{3/7} \\ B = 0,031 \left(\frac{1 + 1,33q}{1 + 1,51q} \right)^{\frac{1}{2}} \end{cases} \quad (5.4.3.7.)$$

$$(5.4.3.8.)$$

$$(5.4.3.9.)$$

Als voldaan moet worden aan de voorwaarde dat de golfenergie nul is op $F = 0$, respectievelijk $t = 0$, dan moeten volgens Hasselmann e.a. (1976) $p > -\frac{1}{2}$ respectievelijk $q > -5/9$. Voor $p = 0$ reduceert de situatie tot het standaard windveld en de oplossing reduceert tot parameterrelaties (5.4.3.10.) en (5.4.3.11.) die ongeveer gelijk zijn aan die gegeven in paragraaf 4.4.3.

$$\tilde{f}_m = 2,84 \tilde{F}^{-0,3} \quad (5.4.3.10.)$$

$$\alpha_0 = 0,0662 \tilde{F}^{-0,2} \quad (5.4.3.11.)$$

Het diep water model dat beschreven wordt door Haug (1968) is ontwikkeld onafhankelijk van de resultaten van JONSWAP (Hasselmann e.a., 1973). In de publikatie van Haug (1968) wordt niet expliciet melding gemaakt van niet-lineaire wisselwerkingen of de stabiliserende invloed daarvan op de vorm van het spectrum. Maar evenals in de hiervoor behandelde modellen wordt verondersteld dat het spectrum een standaard vorm behoudt in een variërend windveld zolang de wind het spectrum doet groeien. Als de invloed van de wind wegvalt dan worden de golfkomponenten in het model behandeld als "deining". Het model kent dus eenzelfde soort tweedeling in zeegang en deining als gebruikt wordt in de hybride modellen van Günther e.a. (1978, a en b) en Ewing e.a. (1978). De uitwerking van de geparameteriseerde bronfunctie en de behandeling van de deining is echter belangrijk verschillend.

Het standaard twee-dimensionale spectrum dat in het model van Haug gebruikt wordt is het Neumann frequentiespectrum, dat afgekapt wordt bij een minimumfrequentie $f_{\min}$ (zie paragraaf 4.5.2.), met een $\cos^2\theta$ -richtingsspreidingsfunctie. De parameters van dit spectrum zijn de windsnelheid, de hoofdrichting en de afkapfrequentie $f_{\min}$. Maar alleen $f_{\min}$ kan beschouwd worden als vrije parameter in een gegeven windveld omdat de hoofdrichting gelijk gesteld wordt aan de windrichting.

In het model van Haug wordt de waarde van $f_{\min}$ niet rechtstreeks bepaald. Voor een gegeven windsnelheid kan $f_{\min}$ uitgedrukt worden in termen van de significante golfhoogte H_s

5.4.3. Gerealiseerde modellen en resultaten van toepassingen

en in het model wordt de ontwikkeling van $f_{\min}$ bepaald via de ontwikkeling van H_s . Daarvoor wordt gebruik gemaakt van een groeikromme voor H_s als functie van de windduur en windsnelheid (Neumann, 1952 a, b). Met behulp van deze groeikromme kan de verandering van H_s op een gegeven tijdstip bij een gegeven windsnelheid worden bepaald als functie van de reeds aanwezige zeegang. Daarbij houdt Haug (1968) rekening met een eventuele draaiing van de wind. Een belangrijke beperking in het model van Haug is dat de energiedichtheid van het zeegangsspectrum nooit hoger kan zijn dan in het Neumann spectrum met een $\cos^2 \theta$ -richtingsverdeling dat hoort bij de lokale windsnelheid en -richting. Energie die buiten dit spectrum valt wordt uit het zeegangsdeel van het model verwijderd. Dit kan ernstige consequenties hebben voor de resultaten omdat in het model geen mogelijkheid bestaat om golfcomponenten terug te brengen van het "deining" deel naar het "zeegang" deel. Stel b.v. dat in één van de tijdstappen van het model de wind wegvalt, dan wordt alle zeegangsenergie verwijderd. Direct na een dergelijke windstilte zal het model de golfgroei vanaf een vlakke zee laten starten terwijl er in werkelijkheid nog een aanzienlijke zeegang aanwezig kan zijn. In de modellen van Günther e.a. (1978, a en b) en Ewing e.a. (1978) zou de energie gedurende de windstilte als deining worden behandeld die na de windstilte weer opgenomen wordt in het zeegangsdeel zodat een meer realistisch beeld ontstaat.

De transportsnelheid, die gebruikt wordt in de geparameteriseerde energiebalansvergelijking van Haug (1968), is de gemiddelde groepssnelheid gedefinieerd volgens (5.4.3.12.).

$$\bar{c}_g = \frac{\int_{f_{\min}}^{\infty} E(f) c_g(f) df}{\int_{f_{\min}}^{\infty} E(f) df} \quad (5.4.3.12.)$$

De richting is gelijk aan de windrichting. In het model wordt het transport berekend op een rechthoekig rekenrooster waarbij de transportvector in ieder punt van het rooster gesplitst wordt in twee componenten, ieder langs een lijn van het rekenrooster. De parameter die getransporteerd wordt is niet $f_{\min}$, zoals verwacht zou mogen worden als $f_{\min}$ de vrije parameter van het spectrum is, maar de totale energie van het spectrum.

De berekening van de deining, d.w.z. dat deel van het spectrum dat niet behoort bij het spectrum dat voorspeld wordt in het zeegangsdeel, wordt uitgevoerd door de spectrale energiebalans uit te werken zoals in de voorgaande paragrafen werd aangegeven. In essentie gebeurt dit door met de golfcomponent mee te reizen met de groepssnelheid en onderweg de energieuishouding bij te houden. Dit bijhouden bestaat in het model van Haug uitsluitend uit het overdragen van energie uit het zeegangsdeel naar het deiningsgedeelte van het model. Dit wil zeggen: de energiedichtheid van de golfcomponent in het deiningsgedeelte wordt gelijk aan die in het zeegangsdeel maar alleen als hierdoor de energiedichtheid in het deiningsgedeelte toeneemt. Voor ieder willekeurig voorspellingspunt kan het resultaat van deze procedure worden bepaald door de componenten vanuit dit punt, langs rechte lijnen (diep water) terug te volgen en het maximum van de energiedichtheid op te sporen in het zeegangsgedeelte van het model. Het deel van het daaruit resulterende spectrum in het voorspellingspunt dat niet overeenkomt met de lokale zeegang kan als deining worden aangemerkt.

In Småland (1975) wordt opgemerkt dat kleine veranderingen zijn aangebracht in het

Gerealiseerde modellen en resultaten van toepassingen 5.4.3.

model sinds de publikatie van Haug in 1968. Welke veranderingen het zijn wordt niet vermeld.

Het golfverwachtingsmodel dat op het KNMI gebruikt wordt voor het opstellen van golfverwachtingen op de Noordzee en de Noorse Zee is ontwikkeld door Sanders (1976, 1978) op basis van het hierboven behandelde model van Haug. De twee modellen zijn in wezen ook aan elkaar gelijk maar in de uitwerking heeft Sanders (1978) verbeteringen aangebracht. Een belangrijk verschil met het model van Haug is dat het model van Sanders voor ondiep water gebruikt wordt.

De informatie over dit model is voor een deel gebaseerd op niet-gepubliceerde gegevens van Sanders (1978). Deze gegevens zijn voor een deel voorlopig van aard in die zin dat het model zich nog in een experimenteel stadium bevindt waardoor het mogelijk en zelfs waarschijnlijk is dat veranderingen zullen worden aangebracht. Ondanks dit experimentele karakter wordt het model al gebruikt (met de nodige controles) voor operationele golfverwachtingen op de Noordzee.

In de modellen van Haug en Sanders zijn de methoden van berekening van de energievoortplanting van de zeegang en de methoden om de deining te berekenen vrijwel identiek. De belangrijkste verschillen voor deze delen van de modellen zijn dat in het model van Sanders wel energieoverdracht mogelijk is van het deiningsdeel naar het zeegangsdeel en dat het energietransport van de zeegang niet alleen plaats vindt langs lijnen die 90° in richting verschillen maar ook langs lijnen die 45° in richting verschillen.

Het zeegangsgedeelte van het model van Sanders wordt beschreven in Sanders (1976). Het standaard frequentiespectrum dat gebruikt wordt in zijn model (ook voor ondiep water) is reeds ter sprake gekomen in paragraaf (4.4.2.). De formulering wordt herhaald in vergelijking (5.4.13.) met een schets in Fig. 5.4.3.A.

$$\left. \begin{aligned} E(f) &= \alpha_0 g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} && \text{voor } f > f_m \\ E(f) &= \frac{\alpha_0 g^2 (2\pi)^{-4}}{(1-b)} f_m^{-5} \left(\frac{f}{f_m} - b \right) && \text{voor } bf_m \leq f \leq f_m \\ E(f) &= 0 && \text{voor } f < bf_m \end{aligned} \right\} \quad (5.4.3.13.)$$

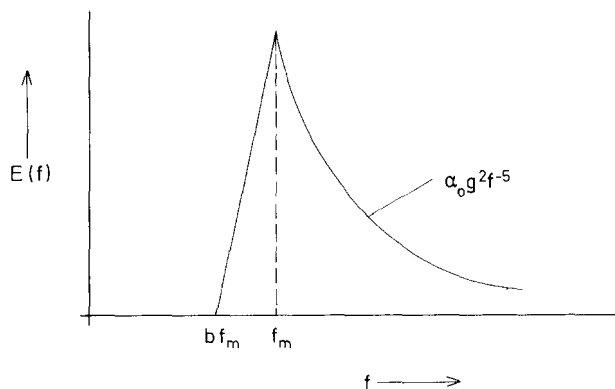


Fig. 5.4.3.A. Standaard frequentiespectrum in model Sanders (1976).

5.4.3. Gerealiseerde modellen en resultaten van toepassingen

De standaard richtingsverdeling (ook voor ondiep water) is in dit model van de vorm $\cos^2 \theta$. Dit standaard spectrum heeft drie parameters: α_0 , f_m en b die in het model afhankelijk zijn van de significante golfhoogte H_s en de windsnelheid U . In de relaties tussen H_s en U enerzijds en α_0 , f_m en b anderzijds, gebruikt Sanders (1976) een hulpgrootte die beschouwd wordt als een maat voor de groeifase van de zeegang. Het is een fictieve windsnelheid U^+ , die gedefinieerd is volgens (5.4.3.14.).

$$U^+ = U \left(\frac{\tilde{H}}{\tilde{H}_\infty} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.4.3.14.)$$

waarbij $\tilde{H}_\infty$ de limietwaarde is van $\tilde{H}$ voor $\tilde{t}$ en $\tilde{F} \rightarrow \infty$. De ontwikkeling van α_0 , f_m en b worden in het model uitgedrukt in termen van U^+ .

De ontwikkeling van H_s , en dus ook die van α_0 , f_m en b , wordt op diep water bepaald op dezelfde wijze als in het model van Haug met behulp van een groeikromme waar $\tilde{H}$ gegeven is als functie van $\tilde{t}$. Deze groeikromme is gegeven in Bijlage 46, samen met een soortgelijke groeikromme die gepubliceerd is in Groen en Dorrestein (1976). Het blijkt dat de waarden voor $\tilde{H}$ in de groeikromme van Sanders (1976) voor $\tilde{t} < 5000$ aanzienlijk lager zijn dan die in de groeikromme van Groen en Dorrestein (1976). De groeikromme van Sanders (1976) kan, na transformatie, ook worden beschouwd t.o.v. een andere groeikromme van Groen en Dorrestein (1976) waar $\tilde{H}$ gegeven is als functie van $\tilde{F}$ en ook t.o.v. de verzameling van waarnemingen van Wilson (1965) (zie paragraaf 4.3.3. en Bijlage 47). Bij de transformatie van de groeikromme van Sanders (1976) van het $\tilde{t}$ - naar het $\tilde{F}$ -domein is verondersteld dat de verhouding $\tilde{H}$ (Sanders)/ $\tilde{H}$ (Groen en Dorrestein) gelijk blijft voor een gegeven waarde van $\tilde{H}$ (Groen en Dorrestein). Voor $\tilde{F}$ kleiner dan ongeveer 10 (dit komt ongeveer overeen met $\tilde{t} < 200$) wordt de waarde van $\tilde{H}$ onderschat door de groeikromme van Sanders (1976). Voor $10 < \tilde{F} < 100$ (d.w.z. $200 < \tilde{t} < 1000$) is de overeenkomst met de waarnemingen goed maar voor $\tilde{F} > 100$ (d.w.z. $\tilde{t} > 1000$) geeft de groeikromme van Sanders (1976) waarden voor $\tilde{H}$ die vrij veel hoger zijn dan de waarnemingen. Deze afwijkingen zijn zelfs groter dan die van de groeikromme van Groen en Dorrestein (1976). De limietwaarde van de groeikromme van Sanders (1976) is iets lager dan die van de groeikromme van Groen en Dorrestein (1976).

Een belangrijk verschil met het model van Haug is dat in het model van Sanders rekening gehouden wordt met een aantal ondiep water effecten. Dit zijn de bodemdissipatie en de verandering van de groepssnelheid van de componenten. Refraktie is niet opgenomen in het model.

De berekening van de dissipatie t.g.v. de bodeminvloeden wordt voor de deining en voor de zeegang verschillend uitgevoerd (Sanders, 1978). Voor de deining, die zoals werd opgemerkt bij de beschrijving van het model van Haug per spectrale component wordt berekend, is de benadering van Sanders analoog aan die van Collins (1972) (zie de beschrijving van $S_{ds,2}$ in paragraaf 5.3.4. op blz. 97).

Voor de zeegang wordt de bodemdissipatie parametrisch bepaald volgens een procedure die uit twee fasen bestaat. In de eerste fase wordt de groei van het spectrum berekend met het diep water model. Een deel van deze groei wordt echter teniet gedaan door de bodeminvloed die in de tweede fase wordt gemodelleerd. In deze tweede fase stelt Sanders de totale

Gerealiseerde modellen en resultaten van toepassingen 5.4.3.

energiedissipatie in de tijdstap van het model ($1\frac{1}{2}$ uur) vrijwel gelijk aan de hoeveelheid energie in het berekende spectrum beneden een frequentie $f_{\min}$. De waarde van $f_{\min}$ hangt uitsluitend af van de bodemdiepte. Voor het bepalen van de verdeling van deze dissipatie over de frequenties veronderstelt Sanders (op grond van een bestudering van gemeten spectra op relatief ondiep water op zee) dat de vorm van het spectrum gelijk blijft. Dit wil zeggen, de standaardvorm en de parameters α_0 , f_m en b beschrijven het spectrum ook dan volledig. Om de waarde van deze parameters te berekenen worden dezelfde parameterrelaties gebruikt* als in het diep water model maar nu met de significante golfhoogte gecorrigeerd voor de bodemdissipatie. Het verschil tussen dit spectrum en het spectrum dat in de eerste stap werd berekend geeft de verdeling van de energiedissipatie over de frequenties. In Fig. 5.4.3.B. wordt de procedure geïllustreerd.

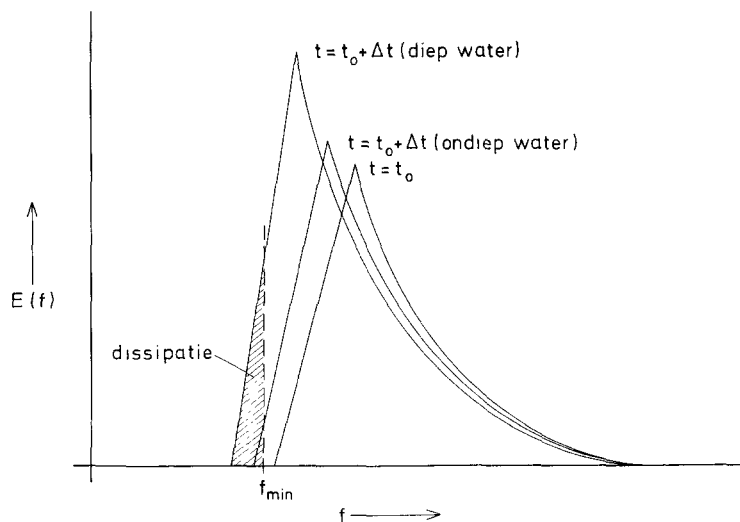


Fig. 5.4.3.B. Bodemdissipatie in model Sanders.

De veronderstelling van Sanders dat de vorm van het spectrum voor ondiep water gelijk is aan die van het spectrum op diep water lijkt niet in overeenstemming met de bevindingen van Kitaigorodskii e.a. (1975) en Thornton (1977) die in paragraaf 4.4.5. besproken werden. Maar het is mogelijk dat de verschillen tussen de spectrale vormen op diep en ondiep water niet belangrijk zijn in het toepassingsgebied van het model van Sanders waar i.h.a. $d > 25$ m. Dat in het model van de bodemwrijving lagere frequenties relatief meer energie verliezen dan de hogere frequenties ligt voor de hand omdat de grootte van de orbitaalsnelheid aan de bodem groter is naarmate de frequentie lager is.

Sanders (1978) heeft voor een aantal combinaties van windsnelheid en bodemdiepte de waarde van de significante golfhoogte bepaald waarvoor de dissipatie even groot is als de energietoevoer vanuit het windveld. In deze situaties kan de significante golfhoogte niet meer toenemen en de berekende waarden zijn dus limietwaarden van H_s als de strijklengte en de strijkdur naar oneindig gaan. Deze berekeningen zijn uitgevoerd voor een aantal com-

* Als de berekende waarde van H_s een a priori bekende maximale waarde benadert (die alleen afhangt van de diepte) dan wordt een correctie aangebracht in de uitdrukkingen die α_0 en b geven als functie van U^+/U . Het effect hiervan is dat het spectrum breder wordt.

5.4.3. Gerealiseerde modellen en resultaten van toepassingen

binaties van windsnelheid en waterdiepte in het gebied $15 < U < 30$ m/s en $20 < d < 100$ m. De resultaten blijken vrij goed benaderd te kunnen worden met de uitdrukking (5.4.3.16.) waarbij de afwijkingen t.o.v. de berekeningen maximaal ongeveer 6% bedragen in $(\tilde{H}_\infty)$.

$$\tilde{H}_x = 0,15 \tilde{d}^{0,52} \text{ voor } 0,2 < \tilde{d} < 2,0 \quad (5.4.3.16.)$$

Deze uitdrukking is in Bijlage 48 vergeleken met de waarnemingen die in paragraaf 4.3.4. behandeld zijn. Het blijkt dat de limietwaarden in het model van Sanders voor ongeveer $\tilde{d} > 0,5$ redelijk overeenkomen met de waarnemingen. Voor $\tilde{d} < 0,5$ zijn de limietwaarden van Sanders te hoog en de bodemdissipatie in het model van Sanders lijkt daarom te gering te zijn.

De modellen van Haug en Sanders worden gebruikt voor het berekenen van het golfbeeld op het NO-deel van de Noord Atlantische Oceaan, de Noorse Zee en de Noordzee. Resultaten van het model van Haug worden beschreven in Haug (1968), Houmb (1969) en Småland (1975). Resultaten van het model van Sanders zijn niet gepubliceerd maar informatie hierover werd verstrekt door Sanders (1978).

In het artikel van Småland (1975) wordt een overzicht gegeven van het toepassen van een verbeterde versie van het model van Haug in een periode van 14 maanden. Het betrof z.g. "hindcasts" en de berekende significante golfhoogten werden vergeleken met waarnemingen op 14 stations langs de Noorse kust. De resultaten zijn gegeven in de vorm van lange termijn kansdichtheidsverdelingen. Het blijkt dat de kansdichtheidsverdeling van de berekende waarden meestal een hoger gemiddelde en een grotere spreiding heeft dan de kansdichtheidsverdeling van de waarnemingen. Deze verschillen zijn vaak aanzienlijk. Småland wijst in dit verband op de eenvoud van het model dat zelfs voor diep water te eenvoudig zou zijn. Bovendien worden de "hindcast" resultaten vergeleken met waarneming en in gebieden waar, volgens Småland, bodem en stroming invloed hebben op het golfbeeld. Daarnaast wordt opgemerkt dat de waarnemingen waarschijnlijk de werkelijke waarden van de significante golfhoogte niet goed weergeven. De informatie die in Småland (1975) gegeven wordt is dus helaas van zeer beperkte waarde voor dit rapport.

In Haug (1968) worden resultaten gegeven van een "hindcast" over een periode van vier dagen. Waargenomen (waarschijnlijk gemeten) en berekende significante golfhoogten voor één station op de Noordzee worden met elkaar vergeleken in de vorm van tijdreeksen. In Houmb (1969) wordt dezelfde situatie ook behandeld met een iets verbeterde benadering van de vorm van de Schotse kust. De resultaten van de "hindcast" zijn vrijwel identiek. In dezelfde publikatie worden de resultaten van nog twee andere perioden gegeven, één van twee dagen en één van drie dagen. Het strooi-diagram van deze drie "hindcasts" is gegeven in Bijlage 49a en 49b. Het resultaat van de regressieanalyse is gegeven in Tabel 5.4.3.I. waar blijkt dat de strooi-index voor de significante golfhoogte van de orde van 40% is. In Houmb (1969) wordt expliciet vermeld dat de significante golfhoogten instrumenteel zijn waargenomen.

Het model van Sanders wordt reeds enkele jaren op routine basis gebruikt op het KNMI, voornamelijk om deining te voorspellen voor Hoek van Holland t.b.v. het bewaken van het gedrag van supertankers in de Eurogeul. Deze voorspelling werd tot begin 1977 ge-

Gerealiseerde modellen en resultaten van toepassingen 5.4.3.

baseerd op een analyse van de windsituatie zoals die zich voordeed op het moment van de voorspelling (het aktuele windveld). Sinds februari 1977 worden de berekeningen ook uitgevoerd met behulp van voorspelde windvelden. De voorspellingstermijnen zijn 0, 6, 12, 18 en 24 uur. Strooi-diagrammen van de voorspelde en waargenomen waarden van de significante golfhoogten op enkele posities op de Noordzee en de Noorse Zee zijn, samen met een toelichting van Sanders, gegeven in Bijlage 50. De lokaties zijn aangegeven in Fig. 5.4.3.C. Resultaten van een regressieanalyse zijn gegeven in Tabel 5.4.3.I. De strooi-index voor de significante golfhoogte is voor de ondiep water situatie (PENNZOIL $\approx$ 25 m diepte en EURO $\approx$ 20 m diepte) van de orde 30-60 %, afhankelijk van de voorspellingstermijn. Voor de diep water situatie (FAMITA en MIKE) is de orde van grootte 50-70 %, eveneens afhankelijk van de voorspellingstermijn. Opvallend is dat de coëfficiënt van de lineaire regressie i.h.a. afneemt naarmate de voorspellingstermijn groter wordt: de golfhoogte wordt meestal te laag voorspeld en wel lager naarmate de voorspellingstermijn langer is.

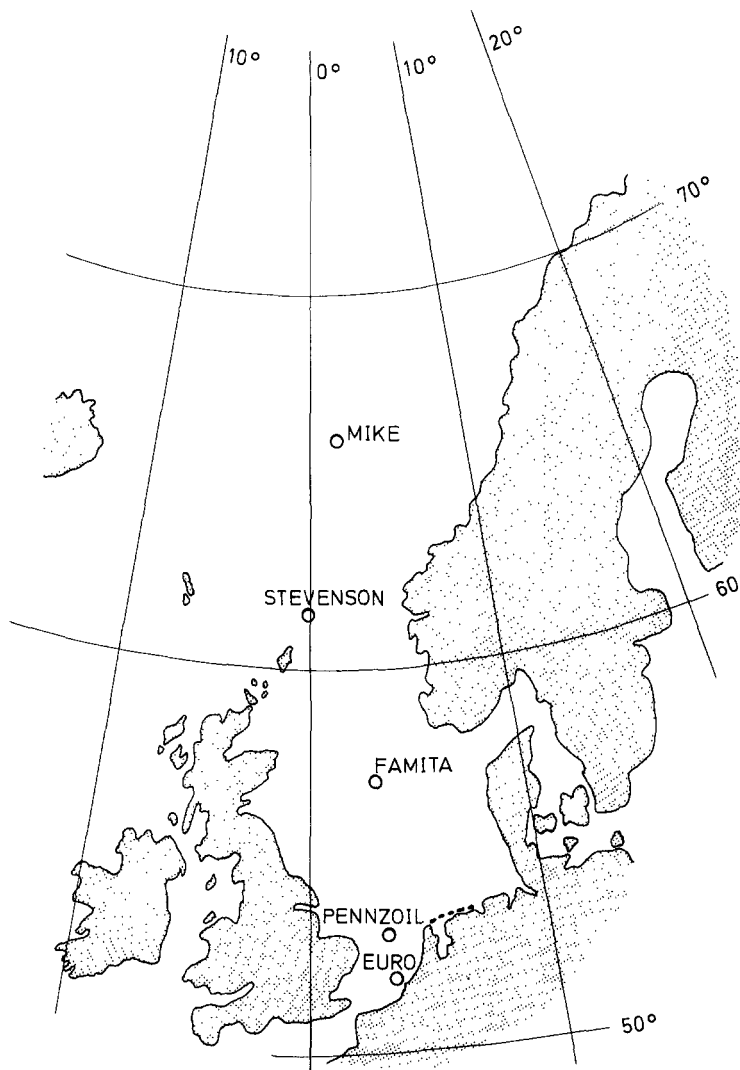


Fig. 5.4.3.C. Posities van waarnemingsstations in de Noorse Zee en de Noordzee.

5.4.3. Gerealiseerde modellen en resultaten van toepassingen

Evenals bij de behandeling van de andere modellen moet erop gewezen worden dat de strooi-indexcijfers in Tabel 5.4.3.I. voor de verschillende modellen moeilijk te vergelijken zijn. Een voorzichtige conclusie is echter dat het model van HRS (1977, a) betere resultaten geeft dan dat van Houmb (1969) en dat de voorspellingen van Sanders (1978) (uiteraard) minder goed zijn dan de "hindcasts".

6. Conclusies

6.1. Inleiding

Bij het formuleren van de conclusies zal ongeveer dezelfde indeling gebruikt worden als in de voorgaande hoofdstukken, d.w.z. er zal onderscheid gemaakt worden tussen de twee belangrijkste groepen van golfvoorspellingsmethoden: methoden voor het standaard windveld en methoden voor het variërende windveld, met een onderverdeling naar type van model zoals in het rapport is gehanteerd.

In eerste instantie zullen meer globale conclusies worden geformuleerd. Daarna worden de verschillende soorten van modellen behandeld.

De conclusies hebben voornamelijk betrekking op de fundamentele aspecten van de modellen en de kwaliteit van de voorspellingsresultaten.

6.2. Algemeen

Uit de gegevens die in de literatuur beschikbaar zijn kan worden geconcludeerd dat voor vrijwel iedere situatie in de praktijk een model beschikbaar is waarmee golven redelijk goed voorspeld kunnen worden mits de bodemligging, de kustlijn en de wind niet te snel variëren in ruimte of tijd.

Met behulp van de methode die gebaseerd is op de spectrale energiebalans is het in beginsel mogelijk om golven te voorspellen in situaties met een willekeurige kustlijnform, bodemtopografie en een variërend windveld waarbij echter de zojuist gesignaleerde beperkingen van kracht zijn. Zijn de variaties in de kustlijnform, de bodemtopografie en het windveld niet zeer snel, dan komt in aanmerking de methode van de geparameteriseerde energiebalans (kwantitatief is echter zeer weinig bekend over de toelaatbare variatie). Indien beperkingen worden opgelegd aan de faciliteiten die nodig zijn voor de uitvoering van de voorspelling in termen van b.v. personeel, budget of rekencapaciteit, waardoor deze methoden niet kunnen worden toegepast, dan kunnen aangepaste methoden voor het standaard windveld worden gebruikt (deze methoden komen hierna ter sprake).

Opgemerkt dient te worden dat modellen waarin rekening wordt gehouden met een gemiddelde waterstroom niet zijn aangetroffen in de literatuur. Het effect van een gemiddelde stroom zal op open zee (getijstroom) meestal niet belangrijk zijn. In waddengebieden (getijdstroom) of estuaria (rivierafvoer) echter kan dit effect wel belangrijk zijn.

De resultaten die bereikt worden met de genoemde methoden kunnen zeer sterk variëren, afhankelijk van de zorgvuldigheid waarmee het model wordt uitgewerkt. Potentieel is de methode van de spectrale energiebalans de beste, in die zin dat hierin de fysische processen van golfopwekking, afzwakking en voortplanting relatief gedetailleerd kunnen worden weergegeven. Het ontwikkelen van een model dat gebaseerd is op deze methode vergt echter relatief veel inspanning en voor het uitvoeren van de voorspelling zijn uitgebreide rekenfaciliteiten nodig. Ook het ontwikkelen van een model van de methoden van de geparameteriseerde energiebalans kost veel inspanning maar in de uitvoering worden minder hoge eisen gesteld aan de rekenmachine. Het ontwikkelen en toepassen van de aangepaste methoden van het standaard windveld kan in beginsel op een groot aantal, essentieel van elkaar verschillende, manieren worden uitgevoerd. De mogelijkheden variëren van een vrij eenvoudige "hand-methode" tot een numeriek model dat even gecompliceerd is als die van de energiebalansmethode.

6.2. Algemeen

Naast de genoemde methoden zijn de eenvoudiger methoden van het standaard windveld beschikbaar voor situaties waarin een aflandige wind konstant is (in plaats en tijd), de waterdiepte zeer groot of konstant is en de kustlijn als een rechte lijn voorgesteld kan worden. In deze methoden wordt uitsluitend een beperkt aantal parameterrelaties gebruikt. Dit kunnen zijn de significante golfhoogte en periode als functie van de windsnelheid en de afstand tot de kust in de methode van de kenmerkende golf, of de vorm- en schaalparameters van het twee-dimensionale energiedichtheidsspectrum als functie van dezelfde windveldparameters in de methode van het standaard spectrum.

Een beoordeling van resultaten van bestaande golfvoorspellingsmodellen wordt in de literatuur meestal uitgevoerd door de voorspelde significante golfhoogte te vergelijken met de waargenomen significante golfhoogte. Vergelijkingen van voorspelde en waargenomen spectra zijn voornamelijk kwalitatief en zijn meestal beperkt tot het geven van illustraties van een verzameling van voorspelde en waargenomen frequentiespectra. In beginsel is het heel wel mogelijk de beoordeling uit te voeren in termen van spectrale parameters maar in de bestudeerde literatuur is hierover vrijwel geen informatie gevonden.

De resultaten van de verschillende golfvoorspellingsmodellen zijn onderling moeilijk te vergelijken omdat de gepubliceerde gegevens vaak betrekking hebben op verschillende selecties van een groot aantal uiteenlopende meteorologische situaties.

Daarnaast is de beoordeling van het resultaat van een golfvoorspelling in feite een beoordeling van een serie van modellen voor het voorspellen van atmosferische druk, temperatuur, vochtigheid, windsnelheid en -richting en golfvelden. De beoordeling van het golfverwachtingsmodel als geïsoleerde eenheid is daardoor vrijwel onmogelijk. De kwantitatieve informatie die gegeven wordt in dit hoofdstuk (met name de in dit rapport gehanteerde strooi-index) dient daarom met de grootst mogelijke voorzichtigheid geïnterpreteerd te worden. In feite wordt alleen een orde van grootte aangegeven en verschillen in de genoemde getallen onderling zijn niet noodzakelijk significant.

Opgemerkt mag worden dat het in beginsel mogelijk is de bestaande golfvoorspellingsmethoden te verfijnen en wellicht ook te verbeteren door de golfgroeiprocessen weer te geven conform de huidige kennis. Hierbij kan met name gedacht worden aan het expliciet opnemen van de niet-lineaire wisselwerking in de modellen die berusten op de spectrale energiebalans. De resultaten van de theorieën zouden dan echter in een meer hanteerbare vorm moeten worden gebracht.

Voor de golfvoorspelling in relatief eenvoudige situaties, zoals b.v. bij een konstante of lineair in de tijd toenemende windsnelheid in een gebied met een rechthoekige of cirkelvormige kustlijn, lijkt het vrij eenvoudig te zijn om standaard grafieken of tabellen samen te stellen met behulp van de geavanceerde modellen. Een dergelijke benadering lijkt meer reëel dan de soms primitieve en aanvechtbare regels die momenteel vaak gehanteerd worden in dergelijke situaties.

De invloed van energiedissipatie t.g.v. golfbreken en bodeminvloeden op de resultaten van de golfvoorspelling is vrij groot. Helaas is over deze processen zeer weinig bekend, zowel in theoretisch als empirisch opzicht. De modellering ervan in bestaande methoden berust vaak op niet-geverifieerde werkhypothesen. Onderzoek op dit terrein lijkt daarom dringend

gewenst. Daarnaast zou aandacht besteed kunnen worden aan het reduceren van de spreiding in de waarnemingen van de golfgroei. Deze spreiding is zelfs voor de meest belangrijke parameters vrij groot. Suggesties dat deze spreiding inherent is aan het golfopwekkingsproces of dat bepaalde parameters niet of verkeerd betrokken worden in de fundamentele overwegingen zouden nader bestudeerd kunnen worden.

Gezien de informatie die beschikbaar is in de literatuur is bij de beoordeling van de resultaten van de modellen de nadruk gevallen op de significante golfhoogte. De strooi-index* in de voorspelling van de significante golfhoogte is voor de beste modellen voor historische windvelden van de orde van 20%, en voor voorspelde windvelden van de orde 25% tot 50% (afhankelijk van de voorspellingstermijn, die in de modellen varieert van 0 tot 36 uur).

6.3. Methoden voor standaard windveld

6.3.1. Algemeen

In de situatie met een konstante, aflandige wind (loodrecht op de kust) en een rechte kustlijn, kunnen twee methoden gebruikt worden: de methode van de kenmerkende golf en de methode van het standaard spectrum. Beide methoden bestaan uit het hanteren van een beperkt aantal parameterrelaties die volledig empirisch zijn bepaald uit waarnemingen. Daarbij wordt uitvoerig gebruik gemaakt van een aantal schaalregels. De waarnemingen die genormeerd zijn m.b.v. deze schaalregels vertonen een opvallend grote spreiding die waarschijnlijk niet geheel verklaard kan worden uit de variabiliteit van waarnemingen t.g.v. het steekproefkarakter van die waarnemingen. Een verbetering in de resultaten van de voorspellingen kan wellicht bereikt worden door een studie te verrichten naar de oorzaken van deze variabiliteit. Deze kan b.v. ontstaan zijn doordat niet de juiste schaalregels zijn gehanteerd of doordat niet een voldoende aantal parameters is opgenomen in de beschouwingen. Het is ook mogelijk dat de variabiliteit inherent is aan het golfopwekkingsmechanisme en b.v. samenhangt met de buigigheid ("gustiness") van de wind. Bij het analyseren van het waarnemingsmateriaal wordt vaak weinig gebruik gemaakt van regressie-analyse; hier zou meer aandacht aan besteed kunnen worden.

6.3.2. Methode van de kenmerkende golf

In de literatuur over de methode van de kenmerkende golf blijkt weinig uniformiteit te bestaan in de definities van de kenmerkende golfhoogte, -periode en -richting, terwijl dit toch vaak de meest belangrijke parameters van het golfveld zijn. De richting wordt a priori gelijk gesteld aan de windrichting. De significante golfhoogte en -periode worden afhankelijk gesteld van de windsnelheid en strijklengte (afstand tot de kust). Op grond van waarnemingen zijn in de literatuur een groot aantal suggesties gedaan voor relaties tussen deze parameters (groei-krommen).

Op basis van de overeenkomst tussen de voorgestelde groei-krommen en waarnemingen worden voor het voorspellen van de significante golfhoogte op diep water de groei-krommen van Bretschneider (1973), Dobroklonskiy e.a. (1973), Ou en Tang (1974) en Wilson (1965) aanbevolen. Voor het voorspellen van de significante periode op diep water worden de groei-krommen van Groen en Dorrestein (1976), Sverdrup en Munk (1946) en Wilson

* strooi-index = standaardafwijking van het verschil tussen de voorspelde en waargenomen waarde, gedeeld door het gemiddelde van de waargenomen waarden. (Zie ook blz. 31).

6.3.3. Methode van het standaard spectrum

(1965) aanbevolen. Vanwege de vaak marginale verschillen tussen deze genoemde groeikrommen ten opzichte van de spreiding in de waarnemingen is een verdergaande selectie nauwelijks mogelijk. De beoordeling is uitgevoerd op basis van waarnemingen op relatief kleine wateroppervlakken: voor voorspellingen op zee of op de oceaan is het heel wel mogelijk dat de groeikrommen van b.v. Groen en Dorrestein (1976) de voorkeur verdienen.

Om op ondiep water de significante golfhoogte te voorspellen kan het beste gebruik gemaakt worden van de groeikrommen van Bretschneider (1973). Om de significante periode te voorspellen kunnen in die omstandigheden het beste de groeikrommen van Groen en Dorrestein (1958, 1976) gebruikt worden. Ook deze aanbeveling wordt gegeven op grond van de overeenkomst met waarnemingen hoewel de kwaliteit daarvan tamelijk slecht is.

De beoordeling van resultaten die bereikt kunnen worden met de methode van de kenmerkende golf is gebaseerd op slechts twee publikaties (meer publikaties zijn niet gevonden) en het blijkt dat de strooi-index voor de significante golfhoogte in historische windvelden van de orde 25-50% is. De schatting van deze index voor de significante periode in die omstandigheden bedraagt 7% maar deze is gebaseerd op slechts één publikatie.

Zoals uit het bovenstaande al enigszins blijkt is de kwaliteit en kwantiteit van de waarnemingen niet groot. De groeikrommen zouden getoetst moeten worden aan een meer uitgebreide verzameling van uitsluitend instrumentele waarnemingen. Een dergelijke verzameling is echter niet beschikbaar in de literatuur.

Het beschikbare materiaal in de literatuur (of in de archieven van b.v. Rijkswaterstaat) zou opnieuw bestudeerd kunnen worden met behulp van een geschikte statistische analyse om op meer objectieve wijze parameterrelaties te vinden en om kwantitatief aan te geven hoe goed of slecht de overeenkomst is tussen de gevonden relaties en de waarnemingen.

Op lange termijn is wellicht verbetering in de golfvoorspellingsresultaten te bereiken door de hierboven genoemde problemen m.b.t. schaalwetten, andere parameters, of "buiigheid" te bestuderen. Ook de suggestie van b.v. Thijsse (1948) om in de golfvoorspelling het windsnelheidsprofiel op te nemen verdient aandacht.

6.3.3. Methode van het standaard spectrum

Het spectrum blijkt in het standaard windveld dat in de voorgaande paragraaf beschreven werd een opvallend stabiele vorm te hebben (als functie van windsnelheid en strijklengte). Dit spectrum wordt hier het standaard spectrum genoemd. Dit standaard, twee-dimensionale spectrum kan geschreven worden als het product van een standaard frequentiespectrum en een standaard richtingsverdelingsfunctie.

Over de vorm van het standaard frequentiespectrum voor diep water is relatief veel bekend en in de literatuur zijn de meningen niet sterk verdeeld. De formulering die in JONSWAP (Hasselmann e.a., 1973) gebruikt werd lijkt in de literatuur algemeen geaccepteerd te worden. Over de vorm van de laag-frequente flank van dit spectrum bestaat echter enige onzekerheid (b.v. Kitaigorodskii, 1961, 1976).

Over de numerieke waarden van de vormparameters van het standaard frequentiespectrum bestaat veel onzekerheid omdat de spreiding in de waarnemingen zeer groot is.

Een duidelijke relatie tussen deze vormparameters en de dimensieloze strijklengte is niet gevonden in waarnemingen maar de waarden voor jonge zeegang en volgroeide zeegang verschillen aanmerkelijk. Voor relatief jonge zeegang op diep water kunnen waarschijnlijk het beste de waarden gebruikt worden die in de JONSWAP publikatie (Hasselmann e.a., 1973) voorgesteld worden. Voor de volgroeide zeegang op diep water kan de vorm van het Pierson-Moskowitz spectrum (Pierson en Moskowitz, 1964) worden aanbevolen. De waarden van de vormparameters in de overgangsfase van jonge zeegang naar volgroeide zeegang zijn niet bekend uit waarnemingen. In de literatuur worden wel enkele, tamelijk arbitrair gekozen schattingen gegeven voor de diep water situatie (Günther e.a., 1978, a, Bouws, 1978). Deze schattingen zouden getoetst moeten worden aan een meer uitgebreide verzameling van waarnemingen dan nu beschikbaar is.

De invloed van een beperkte diepte op de vorm van het spectrum is slecht bekend. In de literatuur zijn slechts enkele theoretische beschouwingen aangetroffen en enkele metingen die nauwelijks geïnterpreteerd zijn.

Over de standaard richtingsverdelingsfunctie is ook weinig bekend, zowel in empirisch als theoretisch opzicht. In feite is alleen empirische informatie beschikbaar over de kenmerkende breedte van deze functie. Met name een aantal gepubliceerde waarnemingen die zijn uitgevoerd met een richtingsgevoelige boei zijn waardevol in dit opzicht. De suggesties van Mitsuyasu e.a. (1975) kunnen aanbevolen worden voor gebruik in golfvoorspellingsprocedures. De onderlinge verschillen tussen de standaardfuncties die voorgesteld zijn in de literatuur zijn marginaal vergeleken met de informatie die beschikbaar is en de keuze kan dus tamelijk arbitrair zijn.

De empirische informatie over de schaalparameters is vergeleken met de informatie over de vormparameters tamelijk goed (voor diep water). De in dit rapport behandelde parameterrelaties komen i.h.a. redelijk goed overeen met de waarnemingen. De waarnemingen tonen geen duidelijke neiging om te naderen naar een limietwaarde bij grotere strijklengte, maar op grond van een vrij uitvoerige studie (Pierson en Moskowitz, 1964) wordt toch algemeen aangenomen dat dergelijke limieten bestaan. Voor de limietwaarden (volgroeide zeegang) kunnen de waarden van α_0 en f_m van Pierson en Moskowitz (1964) gebruikt worden. De overgang van "jonge" naar volgroeide zeegang zou beschreven kunnen worden met de parameterrelaties van Günther e.a. (1978, a) of Bouws (1978) maar deze relaties zijn tamelijk arbitrair gekozen. Ook hier, evenals bij de vormparameters, zijn te weinig waarnemingen beschikbaar om een goede schatting te geven.

Gegevens over de ontwikkeling van het spectrum in het standaard windveld op ondiep water zijn niet aangetroffen in de literatuur. Dit is een ernstig gebrek aan informatie voor de golfvoorspelling in Nederlandse omstandigheden.

In de literatuur zijn geen gegevens gevonden waarmee de resultaten van de methode van het standaard spectrum beoordeeld zouden kunnen worden.

6.4. Methoden voor variërend windveld

6.4.1. Algemeen

Drie categorieën methoden kunnen gebruikt worden om golven te voorspellen in een va-

6.4.2. Uitbreidingen van de methoden voor het standaard windveld

riërend windveld. De methoden van de eerste categorie kunnen beschouwd worden als een aanpassing van de methoden van het standaard windveld. Die van de tweede en derde categorie zijn gebaseerd op de energiebalans van het golfveld.

In deze laatste twee methoden wordt de energieoverdracht tussen windveld, golfveld, bodem en golfkomponenten onderling berekend. Deze overdracht wordt expliciet uitgewerkt in de eerste van deze twee methoden (spectrale energiebalans). In de tweede wordt een meer globale benadering gebruikt (geparameteriseerde energiebalans). Deze laatste methode is numeriek meer efficiënt dan de eerdergenoemde.

Voor wat betreft het weergeven van de fysische processen van golfopwekking, afzwakking en voortplanting moet de voorkeur gegeven worden aan de tweede methode (spectrale energiebalans) waar de energiebalans expliciet gebruikt wordt. De meeste fundamentele theorieën worden geformuleerd in termen van modellen die in deze methode worden gebruikt zodat theoretische ontwikkelingen relatief eenvoudig kunnen worden opgenomen. De derde methode (geparameteriseerde energiebalans) is in feite een versie van de tweede in die zin dat bepaalde eigenschappen van de energiestromen tussen golfkomponenten onderling worden gebruikt om een numeriek meer efficiënt model te formuleren. In de eerste methode (aangepaste methode van standaard windveld) is de benadering van de fysische werkelijkheid grof tot zeer grof vergeleken met de benadering in de andere methoden. Het enige voordeel dat deze methode biedt t.o.v. de andere is dat de uitwerking veel eenvoudiger kan zijn. Vaak wordt volstaan met een z.g. "hand-methode". Het grote bezwaar is dat de resultaten sterk afhangen van een subjectieve interpretatie van de windvelden en een subjectief hanteren van parameterrelaties. Als gecompliceerde numerieke modellen gebruikt worden om o.m. deze subjectiviteit te verminderen vervalt het voordeel van de eenvoud en het ligt dan meer voor de hand om de tweede of derde methode te gebruiken.

De verschillen tussen de eerste methode enerzijds en de tweede en derde methoden anderzijds zijn voornamelijk van fundamenteel karakter. De resultaten bij routinevoorspellingen in termen van de significante golfhoopte, -periode en -richting, kunnen voor de drie soorten van dezelfde orde van betrouwbaarheid zijn. De strooi-index (zie hiervóór) bedraagt voor de beste modellen voor de significante golfhoopte 15-25% voor historische windvelden. Voor voorspelde windvelden bedraagt deze index 20-50%, afhankelijk van de voorspellingstermijn die in de bestudeerde modellen varieert van 6 tot 36 uur.

Over het gebruik van de golfvoorspellingsmethoden in ondiep water is weinig materiaal gevonden in de literatuur.

Op basis van de gepubliceerde voorspellingsresultaten kan geen voorkeur worden uitgesproken voor een bepaalde methode omdat de informatie in de literatuur in dit opzicht onvoldoende is. Indien fundamentele aspecten in de beschouwing betrokken worden, dan dient de voorkeur gegeven te worden aan de methode van de spectrale energiebalans.

6.4.2. *Uitbreidingen van de methoden voor het standaard windveld*

Bij de behandeling in dit rapport van de methoden die beschouwd kunnen worden als uitbreidingen van de methoden voor het standaard windveld zijn drie situaties te onderscheiden. De eerste is die waarin het windveld konstant is in plaats en tijd en waar de kustvorm een willekeurige vorm kan hebben. In de tweede situatie wordt het windveld gesche-

Energiebalans per spectrale component 6.4.3.

matiseerd tot een verzameling (mozaïek) van een aantal windvelden waarbinnen de windsnelheid en -richting konstant is. Deze methoden laten meestal wel een variatie van de wind in de tijd toe. In de derde situatie kan de wind vrijwel continu variëren in plaats en tijd. De ontwikkeling van het golfbeeld wordt berekend door "mee te reizen" met een golfveld langs zogenaamde karakteristieken.

Informatie over de kwaliteit van de resultaten die bereikt kunnen worden met de verschillende methoden is zeer schaars in de literatuur en op grond daarvan is geen verantwoorde aanbeveling te geven voor het gebruik van één van deze methoden. Het is wel mogelijk om op grond van de schematisaties die gehanteerd worden een aantal methoden te elimineren.

In de eerste situatie (wind konstant, kustlijn willekeurig) kan verwacht worden dat een spectraal model redelijke resultaten zal geven. Deze conclusie is gebaseerd op een beoordeling van fundamentele kenmerken van het model en niet op gecontroleerde resultaten van voorspellingen, omdat informatie over dit laatste vrijwel ontbreekt in de literatuur. Een geheel andere benadering is die waar gebruik gemaakt wordt van het begrip effectieve strijklengte. De benadering lijkt fundamenteel onjuist maar de consequenties hiervan voor een aantal praktische situaties zijn niet noodzakelijk belangrijk. Met name voor rechtehoekige wateroppervlakken met de wind gericht lang één van de zijden, kan wellicht met goed gevolg gebruik gemaakt worden van deze benadering om de significante golfhoogte en -periode te voorspellen.

In de tweede situatie (combinatie van gebieden met konstante wind) kan de methode van Pierson, Neumann en James (1955), op z'n best gebruikt worden om een globale indruk te krijgen van de significante golfhoogte, -richting en -periode. De methode Darbyshire (1961, a) kan alleen gebruikt worden voor golfvoorspellingen op zeer grote schaal (oceaan). Voor beide methoden zijn de resultaten in termen van de significante golfhoogte matig: voor historische windvelden is de strooi-index in de orde van 30%. Over resultaten in voorspelde windvelden is geen informatie aangetroffen in de bestudeerde literatuur. Ook de modellen van het KNMI die tot de hier besproken categorie behoren kunnen alleen gebruikt worden om een globale indruk te krijgen van het golfbeeld op een relatief grote schaal (Noord Atlantische Oceaan, Noordzee).

Bij het bestuderen van de methode voor de derde situatie (wind varieert continu) waar karakteristieken worden gebruikt, is de overeenkomst opgevallen tussen deze methode en de methode van de geparameteriseerde energiebalans. Dit geeft aan dat deze methode in wezen gebaseerd is op een fundamenteel correct model. In de uitwerking ontbreekt echter het deel waar de voortplanting van de deining wordt berekend zodat de resultaten alleen betrouwbaar kunnen zijn voor relatief jonge zeeegang. Aan numerieke versies dient de voorkeur gegeven te worden opdat de subjectiviteit van de "hand-methode" vermeden wordt (zie echter de opmerking hierover in paragraaf 6.4.1.).

Over het gebruik in ondiep water van de methoden die in deze paragraaf (6.4.2.) behandeld zijn is geen informatie aangetroffen in de literatuur.

6.4.3. *Energiebalans per spectrale component*

De methode die gebaseerd is op de energiebalans per spectrale component is in beginsel

6.4.3. Energiebalans per spectrale komponent

het meest geschikt van alle in dit rapport behandelde methoden om de ontwikkeling van het golfveld te volgen. Dit geldt zeker voor de fundamentele beschrijving van de golfgroei- en afzwakkingsprocessen maar ook voor het uitvoeren van golfvoorspellingen in variërende windvelden of arbitraire bodemtopografie en kustlijn. Een belangrijk nadeel is echter dat de hoeveelheid rekenwerk over het algemeen zeer groot is waardoor het benutten van het potentiële van deze methode vaak beperkt blijft. In de praktijk worden vereenvoudigde versies gebruikt (met name de niet-lineaire termen worden geparameteriseerd) waardoor de rekentijden drastisch worden verminderd.

Het transportmechanisme van golfenergie lijkt in beginsel voldoende goed bekend te zijn voor de toepassingen in de golfvoorspellingsmodellen. Problemen kunnen zich wel voordoen in situaties waar de klassieke refraktieberekeningen niet meer goed geïnterpreteerd kunnen worden en in beginsel zou in die situatie rekening gehouden moeten worden met diffractieverschijnselen. Het effect hiervan op een continu twee-dimensionaal spectrum zou echter gering kunnen zijn vergeleken met andere onzekerheden in het model. Deze laatste opmerkingen geldt niet voor extreme refraktiesituaties zoals b.v. in een zandbanken- of waddegebied.

Over de fundamentele aspecten van de energieoverdracht van wind naar golven is nog weinig bekend hoewel zich enkele belangrijke onderdelen beginnen af te tekenen. Hierbij ligt in de literatuur vooral de nadruk op de theorie van Miles en Phillips. Waarnemingen van de energiestroom tussen wind en golven (door simultaan de beweging van het wateroppervlak en de druk op het wateroppervlak te meten) zijn echter nog schaars. De enkele metingen die beschikbaar zijn schijnen aan te geven dat de theorie van Phillips juist is. De theorie van Miles is nog niet goed gecontroleerd met metingen maar onderdelen van deze theorie, met name zover het het geïnduceerde luchtdrukpatroon betreft, schijnen juist te zijn. Deze theorieën schijnen overigens niet het volledige beeld weer te geven van energieoverdracht van wind naar water.

In de modellen die in de praktijk gebruikt worden wordt alleen rekening gehouden met de theorie van Phillips. De resultaten van de theorie van Miles worden niet als zodanig gebruikt (hoewel dit in de literatuur, door naamgeving, wel vaak gesuggereerd wordt).

Op het gebied van de onderlinge beïnvloeding van golfcomponenten (de niet-lineaire wisselwerking) is in theoretisch opzicht veel werk verzet. De belangrijkste conclusies zijn dat deze wisselwerkingen een essentieel onderdeel zijn van de golfgroeimechanismen en dat deze wisselwerkingen een stabiliserende invloed hebben op de vorm van het spectrum. De voortgang in het fundamenteel onderzoek naar deze wisselwerkingen gaat tamelijk langzaam omdat de theorie en de berekeningen zeer complex zijn. Recente ontwikkelingen geven resultaten die niet helemaal in overeenstemming schijnen te zijn met eerder geweekte verwachtingen maar de essentie van de wisselwerkingen wordt ook in deze recente studies bevestigd. Ook waarnemingen van fundamentele aard geven deze bevestiging.

De niet-lineaire wisselwerking wordt in de modellen in de praktijk vaak niet expliciet opgenomen. De groei van de golven t.g.v. het Miles-mechanisme en de niet-lineaire wisselwerking wordt meestal weergegeven door één term waarvan de vorm en de waarde empirisch zijn bepaald.

Over energiedissipatie door golfbreken en bodeminvloeden is in fundamenteel opzicht weinig bekend en alleen op grond van empirische of semi-empirische informatie worden deze processen gemodelleerd. Onderzoek op deze onderwerpen wordt als een dringende behoefte gesignaleerd, met name op het gebied van het golfbreken (b.v. Pierson e.a., 1966). Over de bodeminvloeden worden in recente literatuur enige interessante resultaten gemeld (Shemdin e.a., 1977).

De meeste van de hier besproken modellen zijn of worden gebruikt om golven te voorspellen op vrij grote schaal (b.v. Noord Atlantische Oceaan, Noordzee). In deze situaties is de strooi-index van de voorspelling van de significante golfhoogte voor historische windvelden voor de beste modellen van de orde van 20%; voor voorspelde windvelden is deze fout van de orde van 20% tot 50% (afhankelijk van de voorspellingstermijn die kan variëren van 0 tot 36 uur). Informatie over de significante periode en de dominante richting wordt niet of nauwelijks gegeven in de literatuur. Kwantitatieve beoordelingen in termen van spectra zijn zeer moeilijk omdat de informatie in de literatuur meer van kwalitatieve aard is. Opgemerkt kan worden dat het frequentiespectrum voor de hogere frequenties meestal redelijk voorspeld wordt maar dat de voorspellingen voor de lagere frequenties vaak zeer matig zijn.

6.4.4. *Geparameteriseerde energiebalans*

De methode die gebaseerd is op de geparameteriseerde energiebalans gebruikt eigenschappen van de niet-lineaire wisselwerking om de spectrale energiebalans meer efficiënt te berekenen. De rechtvaardiging van deze andere benaderingswijze ligt in de veronderstelde overheersende invloed van de niet-lineaire wisselwerking op het stabiliseren van de vorm van het golfspectrum. Dat deze invloed essentieel is in een standaard windveld, is aangetoond met berekeningen en is aannemelijk gemaakt met waarnemingen.

In de modellen worden de theoretische resultaten ook toegepast in variërende windvelden waar deze invloed nog niet is aangetoond, maar theoretische overwegingen en waarnemingen maken ook in deze situatie de stabiliserende invloed voor een deel aannemelijk. Sommige onderdelen van de parameterisering in deze situatie zijn echter uitsluitend werkhypothese. De scheiding tussen zeegang, waarvoor de parametrische benadering gebruikt wordt, en deining, waarvoor deze benadering niet kan worden gebruikt, is tamelijk arbitrair, soms zelfs zeer grof gekozen.

Vrije richtingsparameters voor het spectrum worden in bestaande modellen niet beschouwd evenmin als refractie-effecten. Dissipatie door bodeminvloeden wordt slechts in één model beschouwd waarbij de parameterisering tamelijk grof is. Dit zijn waarschijnlijk ernstige gebreken voor toepassingen op het Nederlandse continentale plat.

De kwaliteit en kwantiteit van de informatie over de resultaten van deze modellen is ongeveer gelijk aan die van de informatie die in de vorige paragraaf besproken werd. De strooi-index voor de significante golfhoogte voor historische windvelden is voor het beste model in diep water in de orde van 25%. Voor voorspelde windvelden is deze fout in diep water van de orde van 50-70% (afhankelijk van de voorspellingstermijn die in het betreffende model varieerde van 0 tot 24 uur). Deze laatste fout is voor hetzelfde model voor ondiep water kleiner, nl. 30-60%.

Lijst van symbolen

A	konstante in empirische bronfunctie
A	konstante in groeikromme
A_0	vormparameter van richtingsverdelingsfunctie
A_1	vormparameter van richtingsverdelingsfunctie
A_2	vormparameter van richtingsverdelingsfunctie
a	konstante
a_i	spectrale parameter
B	konstante in empirische bronfunctie
B	konstante in groeikromme
B_1	normalisatiefactor van richtingsverdelingsfunctie
B_2	normalisatiefactor van richtingsverdelingsfunctie
b	vormparameter van het frequentiespectrum
C	covariantie
C	konstante in richtingsverdelingsfunctie
C_b	bodemwrijvingscoëfficiënt
C_{10}	wrijvingscoëfficiënt
$\bar{C}_{10}$	gemiddelde waarde van C_{10}
c	fasesnelheid
$\tilde{c}$	dimensieloze fasesnelheid
$\bar{\mathbf{c}}_g$	vector van de groepssnelheid
c_{gx}	x -komponent van $\mathbf{c}_g$
c_{gy}	y -komponent van $\mathbf{c}_g$
c_g	groepssnelheid, voortplantingssnelheid van de golfenergie
$\bar{c}_g$	gemiddelde groepssnelheid
D	richtingsverdelingsfunctie
d	waterdiepte
$\tilde{d}$	dimensieloze diepte
d_1	dempingskonstante
d_2	dempingskonstante
E	energie-(variantie-) dichtheidspectrum van momentane waterhoogte
E_p	energie-(variantie-) dichtheidspectrum van momentane winddruk
$E_{\max}$	maximale waarde van E
E_{∞}	limietwaarde van E
F	strijklengte
$\tilde{F}$	dimensieloze strijklengte
$\tilde{F}^*$	dimensieloze strijklengte
F_{eq}	equivalente strijklengte
$\tilde{F}_{eq}$	dimensieloze equivalente strijklengte
F_{eff}	effectieve strijklengte
$\tilde{F}_{eff}$	dimensieloze effectieve strijklengte
f	frequentie
$f_{\min}$	minimumfrequentie
f_m	piekfrequentie, frequentie ter plaatse van maximum van $E(f)$

Lijst van symbolen

$\tilde{f}_m$	dimensieloze piekfrequentie
f_0	referentiefrequentie
g	zwaartekrachtversnelling
H_s	significante golfhoogte
$H_{s,w}$	waargenomen significante golfhoogte
$H_{s,b}$	berekende significante golfhoogte
$\tilde{H}$	dimensieloze significante golfhoogte
$\tilde{H}^*$	dimensieloze significante golfhoogte
$\tilde{H}_\infty$	limiet van dimensieloze significante golfhoogte
$H_{\frac{1}{3}}$	gemiddelde van hoogste éénderde deel van golfhoogten
H_{m_0}	significante golfhoogte berekend uit $4\sqrt{m_0}$
$\bar{H}$	gemiddelde golfhoogte
H_v	visueel waargenomen significante golfhoogte
H_{instr}	instrumenteel waargenomen significante golfhoogte
H_{voor}	voorspelde waargenomen significante golfhoogte
h	momentane waterhoogte t.o.v. gemiddeld niveau
i	rangtelnummer
j	rangtelnummer
$\mathbf{k}$	golfgetalvector
k	golfgetal, grootte van golfgetalvector
k_x	komponent van golfgetalvector in x-richting
k_y	komponent van golfgetalvector in y-richting
k_1	konstante in groeikromme
k_2	konstante in groeikromme
k_3	konstante in groeikromme
k_4	konstante in groeikromme
L	golflengte
l	horizontale afstand
m	vormparameter van het frequentiespectrum
m	vormparameter van richtingsverdelingsfunctie
m	konstante in groeikromme
m_1	konstante in groeikromme
m_2	konstante in groeikromme
m_3	konstante in groeikromme
m_4	konstante in groeikromme
m_n	moment van nde-orde $= \int_0^\infty f^n E(f) df$
n	konstante in groeikromme
n	vormparameter van het frequentiespectrum

Lijst van symbolen

p	konstante
q	konstante
R	"overshoot" factor
r	dempingsfunctie
r	rolcirkel
$\tilde{r}$	dimensieloze rolcirkel
S	bronfunctie
S_{in}	deel van bronfunctie
$S_{in,1}$	deel van S_{in}
$S_{in,2}$	deel van S_{in}
S_{nl}	deel van bronfunctie
$S_{nl,1}$	deel van S_{nl}
$S_{nl,2}$	deel van S_{nl}
$S_{nl,3}$	deel van S_{nl}
S_{ds}	deel van bronfunctie
$S_{ds,1}$	deel van S_{ds}
$S_{ds,2}$	deel van S_{ds}
s	vormparameter van richtingsverdelingsfunctie
s_m	maximale waarde van s
T	golfperiode
T_s	significante golfperiode
$\tilde{T}$	dimensieloze significante golfperiode
$\tilde{T}_\infty$	limiet van dimensieloze significante golfperiode
$T_{\frac{1}{3}}$	gemiddelde periode van hoogste éénderde deel van golven.
T_v	visueel waargenomen significante golfperiode
T_{voor}	voorspelde significante golfperiode
$\bar{T}$	gemiddelde golfperiode
T_1	uitwisselingsfunctie
T_2	uitwisselingsfunctie
T_i	geparameteriseerde bronfunctie voor parameter a_i
$\bar{T}_0$	gemiddelde nuldoorgangsperiode
t	tijd
t	windduur
$\tilde{t}$	dimensieloze windduur
t_{eq}	equivalente windduur
$\tilde{t}_{eq}$	dimensieloze equivalente windduur
U	grootte van de windsnelheid
U_0	referentiegrootte van de windsnelheid
U_z	grootte van de windsnelheid op hoogte z boven gemiddeld waterniveau
U_*	grootte van de wrijvingssnelheid
$\mathbf{U}$	windsnelheidsvector
U^+	fictieve windsnelheid
$\mathbf{u}$	watersnelheidsvector

Lijst van symbolen

u	grootte van de watersnelheid
u_{rms}	vierkantswortel van het gemiddelde kwadraat van de watersnelheid
$\mathbf{v}_j$	transportsnelheidsvector van spectrale parameter a_j
W	breedte van windveld of waterbekken
w	weegfunctie
$\mathbf{x}$	horizontale plaatsvector
x	horizontale ruimtecoördinaat
y	horizontale ruimtecoördinaat
z	verticale ruimtecoördinaat
α	evenredigheidscoëfficiënt
α	hoek
α_m	maximale waarde van α (hoek)
α	empirische groeikonstante
α^*	theoretische groeikonstante
α_0	schaalparameter van het frequentiespectrum
β	evenredigheidscoëfficiënt
β	empirische groeikonstante
β^*	theoretische groeikonstante
Γ	deel van bronfunctie
γ	“peak enhancement” functie
γ_0	vormparameter van het frequentiespectrum
Δ	interval
η	dempingsfactor
θ	richting
θ_i	centrale richting van sector i
$\Delta\theta_i$	breedte van sector i
κ	konstante van Von Kàrmàn
μ	koppelingscoëfficiënt
ν_1	dimensiedragende factor
ν_2	dimensiedragende factor
ρ_a	massadichtheid van lucht
ρ_w	massadichtheid van water
σ	vormparameters van het frequentiespectrum
σ_a	vormparameters van het frequentiespectrum

Lijst van symbolen

σ_b	vormparameters van het frequentiespectrum
τ	deel van bronfunctie
τ	schuifspanningsvector
τ	grootte van schuifspanning
ϕ	schaalfunctie
ϕ_1	deelfunctie van standaard frequentiespectrum
ϕ_2	deelfunctie van standaard frequentiespectrum
ϕ_3	deelfunctie van standaard frequentiespectrum
ψ	deel van winddrukspectrum
Ω	schaalfactor
ω	frequentie

Literatuurlijst

- Abuziarov, Z. K. (1967), *Numerical forecasts of wind and wave fields*, USSR Gidrometeorologicheskii Nauchno-Issledovatel Skii Tsenir SSSR, Moskow, Trudy, 8, blz. 92-106. Uit: Dexter (1973).
- Banner, M. L. en W. K. Melville (1976), *On the separation of air flow over water waves*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 77, blz. 825-842.
- Barber, N. F. en F. Ursell (1948), *The generation and propagation of ocean waves and swell: Part I, periods and velocities*, Phil. Trans. Royal Soc. London, A, 240, blz. 527-560.
- Barnett, T. P. en J. C. Wilkerson (1967), *On the generation of ocean wind waves as inferred from airborne radar measurements of fetchlimited spectra*, Journal of Marine Research, Vol. 25, No. 3, blz. 292-328.
- Barnett, T. P. (1968), *On the generation, dissipation and prediction of ocean wind waves*, Journal of Geophysical Research, Vol. 73, No. 2, blz. 513-534.
- Barnett, T. P., C. H. Holland en P. Yager (1969), *A general technique for wind wave prediction, with application to the South China Sea*, Westinghouse Res. Lab., San Diego, California, U.S. Naval Oceanographic Office, Washington, D.C.
- Barnett, T. P. en K. E. Kenyon (1975), *Recent advances in the study of wind waves*, Report on progress in Physics, Vol. 38, blz. 667-729.
- BEB (1961), *Shore protection, planning and design*, Beach Erosion Board, Corps of Engineers, Department of the Army, Technical Report No. 4.
- BEB (1962), *Waves in inland reservoirs*, Beach Erosion Board, Corps of Engineers, Department of the Army, Techn. Memo. No. 132.
- Berkhoff, J. C. W. (1972), *Computation of combined refraction-diffraction*, Proc. 13th Coastal Engng. Conf., Vancouver, Canada, ASCE, blz. 471-490.
- Biéssel, F. (1952), *Equations générales à second ordre de la houle irrégulière*, La Houille Blanche, Vol. 7, No. 3, blz. 372-376.
- Bouws, E. (1976), *Persoonlijke mededelingen*.
- Bouws, E. (1978), *Wind and wave climate in the Netherlands sector of the North Sea between 53° en 54° north latitude*, Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut, De Bilt, Wetenschappelijk rapport, W.R. 78-9.
- Brebner, A. (1962), *On the accuracy of various methods of predicting wave climates for limited fetches*, Civil Engineering Department, Queen's University at Kingston, Ontario, C. E. Research Report No. 22.
- Bretschneider, C. L. (1952), *The generation and decay of wind waves in deep water*, Trans. Am. Geoph. Union, Vol. 33, No. 3.
- Bretschneider, C. L. (1954), *Field investigation of wave energy loss in shallow water ocean waves*, Beach Erosion Board, Corps of Engineers, Department of the Army, Techn. Memo. No. 46.
- Bretschneider, C. L. (1957), *Revisions in wave forecasting; deep and shallow water*, 6th Intern. Conf. on Coastal Engng., Florida, ASCE, blz. 30-67.
- Bretschneider, C. L. (1959), *Wave variability and wave spectra for windgenerated gravity waves*, Beach Erosion Board, Corps of Engineers, Department of the Army, Techn. Memo. No. 118.
- Bretschneider, C. L. (1963), *Significant wave hindcasts for station I North Atlantic storm, December 1959*, Techn. Rep. Nat. Engng. Sci. Comp. No. SN-77-1. Uit: Feldhausen e.a. (1973).
- Bretschneider, C. L. (1965), *Generation of waves by wind, state of the art*, International Summer Course, Lunteren, the Netherlands, National Engineering Science Company, Report No. SN-134-6, Washington, D.C.
- Bretschneider, C. L. (1973), zie CERC (1973).
- Bretschneider, C. L. en E. E. Tamaye (1976), *Hurricane wind and wave forecasting techniques*, Proc. 15th Coastal Engng. Conf., Honolulu, ASCE, blz. 202-237.
- Bunting, D. C. (1970), *Evaluating forecasts of ocean-wave spectra*, Journal of Geophysical Research, Vol. 75, No. 21 (Oceans and Atmospheres), blz. 4131-4143.
- Bunting, D. C. en L. I. Moskowitz (1970), *An evaluation of a computerized numerical wave prediction model for the North Atlantic Ocean*, Washington, D.C., U.S., Naval Oceanographic Office, Technical Report TR-209.
- Cardone, V. J., W. J. Pierson en E. G. Ward (1976), *Hindcasting the directional spectra of hurricane-generated waves*, Journal of Petroleum Technology, Vol. 28, blz. 385-394.
- Cavaleri, L. en P. Malanotte Rizzoli (1977), *A wind-waves prediction model in the Adriatic Sea*, Proceedings of the NATO Conference on Turbulent Fluxes through the Sea Surface, Wave Dynamics, and Prediction, Marseille, France, Sept. 12-16, 1977, NATO conference series: V, Air-Sea Interactions, Vol 1, blz. 629-646, Plenum Press, New York, 1978.
- CERC (1966), *Shore protection, planning and design*, U.S. Army Coastal Engineering Research Center, Corps of Engineers, Techn. Rep. No. 4.
- CERC (1973), *Shore protection manual*, U.S. Army Coastal Engineering Research Center, Corps of Engineers.

Literatuurlijst

- Collins, J.I. (1972), *Prediction of shallow water spectra*, Journal of Geophysical Research, Vol. 77, No. 15, blz. 2693-2707.
- Cornish, V. (1934). *Ocean waves and kindred geophysical phenomena and additional notes by Harold Jeffreys*, Cambridge University Press, London.
- Cote, L. J., J. O. Davis, W. Marks, R. J. McGough, E. Mehr, W. J. Pierson, J.F. Ropek, G. Stephenson en R.C. Vetter (1960). *The directional spectrum of a wind generated sea as determined from data obtained by the Stereo Wave Observation Project*, Meteorological Papers, Vol. 2, No. 6, New York University, College of Engineering.
- Cotter, D. C. en S. K. Chakrabarti (1978). *Estimating wave generation on restricted fetches*, Discussion, Proc. ASCE, Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Division, Vol. 104, No. WW2, blz. 254-256.
- Darbyshire, J. (1961, a). *Prediction of wave characteristics over the North Atlantic*, Journal of the Institute of Navigation, Vol. 14, No. 3, blz. 339-347.
- Darbyshire, J. (1961, b). *The one-dimensional wave spectrum in the Atlantic Ocean and in coastal waters*, In: *Ocean Wave Spectra*, Proceedings of a Conference, Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, 1963, blz. 27-31.
- Darbyshire, M. en L. Draper (1963), *Forecasting wind-generated sea waves*, Engineering, Vol. 195, blz. 482-484.
- Dattari, J. en P. S. Renukaradhya (1970), *Wave forecasting for the west coast of India*, Proc. 12th Coastal Engng. Conf., Washington, blz. 203-215.
- Dexter, P. E. (1973). *Numerical wave generation models. 1. General outline, comparison and consistency tests*, Technical Report No. 8, 65/53 of November 1973, Bur. Met., Australian Government Publishing Service, Canberra, 1974.
- Dobroklonskiy, S. V., N. V. Kontoboytseva en Ha Za Huen (1973), *Empirical relationships between steady-state waves and wind speeds for a wide range of fetches*, Okeanologiya, Vol. 13, No. 5, blz. 676-681, (in Russisch), Engelse vertaling: Oceanology, Vol. 13, blz. 640-645.
- Ewing, J. A. (1969), *Some measurements of the directional wave spectrum*, Journal of Marine Research, Vol. 27, No. 2, blz. 163-171.
- Ewing, J. A. (1971), *A numerical wave prediction method for the North Atlantic Ocean*, Deutsche Hydrographische Zeitschrift, Vol. 24, No. 6, blz. 241-261.
- Ewing, J. A. (1977). Persoonlijke mededelingen.
- Ewing, J. A., B. A. Worthington en T. J. Weare (1978), *A hindcast study of extreme wave conditions in the North Sea*, manuscript, wordt gepubliceerd in Journal of Geophysical Research.
- Feldhausen, P. H., S. K. Chakrabarti en B. W. Wilson (1973), *Comparison of wave hindcasts of weather station "J" for North Atlantic storm of December 1959*, Deutsche Hydrographische Zeitschrift, Vol. 26, No. 1, blz. 10-16.
- Fons, C. (1966). *Prévision de la houle, La méthode des densités spectro-angulaires no. 5 (D.S.A.)*, Cah. Océanogr., Vol. 18, No. 1, blz. 15-35.
- Forristall, G. Z. (1978). *On the statistical distribution of wave heights in a storm*, Journal of Geophysical Research, Vol. 83, No. C5, blz. 2353-2358.
- Fox, M.J.H. (1976), *On the non linear transfer of energy in the peak of a gravity-wave spectrum, II*, Proc. Royal Soc. London, A, 348, 1655, blz. 467-483.
- Fox, M.J.H. (1977), *On the non linear transfer of energy in the peak of a gravity wave spectrum*, Proceedings of the NATO Conference on Turbulent Fluxes through the Sea Surface, Wave Dynamics, and Prediction, Marseille, France, Sept. 12-16, 1977, NATO conference series: V, Air-Sea Interactions, Vol. 1, blz. 319-334, Plenum Press, New York, 1978.
- Gelci, R., H. Cazale en J. Vassal (1956), *Utilization des diagrammes de propagation à la prévision énergétique de la houle*, Bulletin d'information du Comité central d'océanographie et d'études des côtes, Vol. 8, No. 4, blz. 169-197.
- Gelci, R., E. Devillaz en P. Chavy (1964), *Evolution de l'état de la mer. Calcul numérique des advections*, Note de l'établissement d'études et de recherches météorologiques, No. 166, Direction de la Météorologie Nationale, Paris.
- Gelci, R. en E. Devillaz (1970), *Le calcul numérique de l'état de la mer*, La Houille Blanche, Vol. 25, No. 2, blz. 117-136.
- Gelci, R. en P. Chavy (1977), *Seven years of routine numerical wave prediction with a DSA 5 model*, Proceedings of the NATO Conference on Turbulent Fluxes through the Sea Surface, Wave Dynamics, and Prediction, Marseille, France, Sept. 12-16, 1977, NATO conference series: V, Air-Sea Interactions, Vol. 1, blz. 565-592, Plenum Press, New York, 1978.
- Gerritsen, F. (1976), Persoonlijke mededeling.

- Goda, Y. (1974), *Estimation of wave statistics from spectral information*, Proc. Int. Symp. on Ocean Wave Measurement and Analysis, New Orleans, Louisiana, New York, ASCE, Vol. 1, blz. 320-337.
- Golding, B. W. (1977), *A depth-dependent wave model for operational forecasting*, Proceedings of the NATO-Conference on Turbulent Fluxes through the Sea Surface, Wave Dynamics, and Prediction, Marseille, France, Sept. 12-16, 1977, NATO conference series: V, Air-Sea Interactions, Vol. 1, blz. 593-606, Plenum Press, New York, 1978.
- Golding, B. W. (1978), Persoonlijke mededeling.
- Grauzinis, V. J. (1978), Persoonlijke mededeling.
- Groen, P. en R. Dorrestein (1958), *Zeegolven*, 's-Gravenhage Staatsdrukkerij, Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut, Opstellen op oceanografisch en maritiem meteorologisch gebied, No. 11, tweede druk.
- Groen, P. en R. Dorrestein (1976), *Zeegolven*, 's-Gravenhage. Staatsdrukkerij, Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut, Opstellen op oceanografisch en maritiem meteorologisch gebied, No. 11, derde druk.
- Günther, H., W. Rosenthal en K. Richter (1977), *Parametrical numerical wave prediction tested in wind situations varying in time and space*, Proceedings of the NATO Conference on Turbulent Fluxes through the Sea Surface, Wave Dynamics, and Prediction, Marseille, France, Sept. 12-16, 1977, NATO conference series: V, Air-Sea Interactions, Vol. 1, blz. 607-616, Plenum Press, New York, 1978.
- Günther, H., W. Rosenthal, T. J. Weare, B. A. Worthington, K. Hasselmann en J. A. Ewing (1978, a), *A hybrid parametrical wave prediction model*, manuscript, wordt gepubliceerd in Journal of Geophysical Research.
- Günther, H., W. Rosenthal en K. Richter (1978, b), *Application of the parametrical prediction model to rapidly varying windfields during JONSWAP 1973*, Manuscript.
- Hasselmann, K. (1960), *Grundgleichungen der Seegangsvoraussage*, Schiffstechnik, Vol. 7, Heft 39, blz. 191-195.
- Hasselmann, K. (1961), *On the non linear energy transfer in a wave spectrum*, In: *Ocean Wave Spectra*, Proceedings of a Conference, Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, 1963, blz. 191-197.
- Hasselmann, K. (1962), *On the non-linear energy transfer in a gravity-wave spectrum, Part 1, General theory*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 12, No. 4, blz. 481-500.
- Hasselmann, K. (1963, a), *On the non-linear energy transfer in a gravity-wave spectrum, Part 2. Conservation theorems, wave-particle correspondence, irreversibility*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 15, No. 2, blz. 273-281.
- Hasselmann, K. (1963, b), *On the non linear energy transfer in a gravity-wave spectrum, Part 3. Evaluation of the energy flux and swell-sea interaction for a Neumann spectrum*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 15, No. 3, blz. 385-398.
- Hasselmann, K. (1968), *Weak-interaction theory of ocean waves*, In: *Basic developments in fluid dynamics*, Vol. 2, M. Holt (ed.), New York, Academic Press, blz. 117-182.
- Hasselmann, K. en J. I. Collins (1968), *Spectral dissipation of finite depth gravity waves due to bottom friction*, Journal of Marine Research, Vol. 26, No. 1, blz. 1-12.
- Hasselmann, K., T. P. Barnett, E. Bouws, H. Carlson, D. E. Cartwright, K. Enke, J. A. Ewing, H. Gienapp, D. E. Hasselmann, P. Kruseman, A. Meerburg, P. Müller, D. J. Olbers, K. Richter, W. Sell en H. Walden (1973), *Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP)*, *Ergänzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift, Reihe A* (8°), No. 12.
- Hasselmann, K. (1974), *On the spectral dissipation of ocean waves due to white capping*, Boundary-Layer Meteorology, Vol. 6, No. 1-2, blz. 107-127.
- Hasselmann, K., D. B. Ross, P. Muller en W. Sell (1976), *A parametric wave prediction model*, Journal of Physical Oceanography, Vol. 6, No. 2, blz. 200-228.
- Hasselmann, D. E., M. Dunkel en J. A. Ewing (1979), *Directional wave spectra observed during JONSWAP 1973*, Manuscript.
- Haug, O. (1968), *A numerical model for prediction of sea and swell*, Meteorologische Annalen, Vol. 5, No. 4, blz. 139-161.
- Hogben, N. en F. E. Lumb (1967), *Ocean wave statistics*, London, H.M.S.O.
- Holthuijsen, L. H. (1978), *Preliminary results of some stereophotographic sorties flown over the sea surface*, Proceedings 12th Symposium on Naval Hydrodynamics, National Academy of Sciences, Washington D.C., 1979, blz. 555-569.
- Houmb, O. G. (1969), *Hindcasting wind sea and swell in the North Sea*, Proc. 5th Conference Marine Technology Society, Miami, blz. 281-297.
- Houmb, O. G. en H. Rye (1973), *Analyses of wave data from the Norwegian continental shelf*, Proc. Second Int. Conf. on Port and Ocean Engng. under Arctic Conditions, Reykjavik, blz. 780-788.
- Houmb, O.G. en T. Overvik (1976), *Parameterization of wave spectra and long term joint distribution of wave height and period*, Proc. BOSS '76, Int. Conf. Behaviour of Off-Shore Structures, Trondheim, Vol. 1, Norwegian Inst. Technol., blz. 144-169.

Literatuurlijst

- HRS (1977. a), *Numerical wave climate study for the North Sea (NORSWAM)*, Hydraulic Research Station, Wallingford, Report No. EX-775.
- HRS (1977. b), *Numerical wave climate study for the North Sea, user manual*, Hydraulic Research Station, Wallingford, Report No. EX-776.
- Hsiao, S. V. en O. H. Shemdin (1978), *Bottom dissipation in finite-depth water waves*, wordt gepubliceerd in Proc. 16th Int. Coastal Engng. Conf., ASCE, paper no. 39.
- Hubert, W. E. (1957), *A preliminary report on numerical sea condition forecasts*, Monthly Weather Review, blz. 200-204.
- Hubert, W. E. (1964), *Operational forecasts of sea and swell*, 1st U.S. Navy Symposium on Military Oceanography, U.S. Navy Oceanographic Office, blz. 113-124.
- Ijima, T. en L. W. Tang (1966), *Numerical calculation of wind waves in shallow water*, Proc. 10th Conf. Coastal Engng., Tokyo, ASCE, blz. 38-49.
- Ijima, T., M. Takahiko en K. Kazutami (1970), *Equilibrium range spectra in shoaling water*, Proc. 12th Coastal Engng. Conf., Washington, ASCE, blz. 137-149.
- Inoue, T. (1966), *On the growth of the spectrum of a wind generated sea according to a modified Miles-Phillips mechanism*, School of Engineering and Science, New York University, Geophysical Science Laboratory Report TR-66-6. Uit: Pierson e.a. (1966).
- Inoue, T. (1967), *On the growth of the spectrum of a wind generated sea according to a modified Miles-Phillips mechanism and its application to wave forecasting*, School of Engineering and Science, New York University, Geophysical Science Laboratory Report TR-67-5.
- ISSC (1964), Proc. 2nd Int. Ship Structures Congress, Delft, Report Committee on Environmental Conditions, Vol. I.
- ISSC (1976), Proc. 6th Int. Ship Structures Congress, Boston, Report of Committee I. 1. on Environmental Conditions, Vol. I.
- ITTC (1969), 12th Int. Towing Tank Conference, Rome, Technical Decisions and Recommendations, blz. 818-822.
- ITTC (1978), Proceedings 15th Int. Towing Tank Conference, Report of the seakeeping committee, Vol. I, Den Haag.
- Jeffreys, H. (1925), *On the formation of water waves by wind*, Proc. Royal Soc. Series A, Vol. 107, blz. 189-206. Uit: Sverdrup en Munk (1947).
- Kitaigorodskii, S. A. (1961), *Applications of the theory of similarity to the analysis of wind-generated wave motion as a stochastic process*, Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Geofiz., Vol. 1, blz. 105-117, 1961, (in Russisch), Engelse vertaling: Bull. Acad. Sci. USSR, Geoph. Ser., No. 1, 1962.
- Kitaigorodskii, S. A., V. O. Krasitskii en M. M. Zaslavskii (1975), *On Phillips' theory of equilibrium range in the spectra of wind-generated gravity waves*, Journal of Physical Oceanography, Vol. 5, blz. 410-420.
- Kitaigorodskii, S. A. (1976), *Similarity theory in wind wave problems*, Rozprawy Hydrotechniczne, Vol. 36, blz. 35-73.
- Kruseman, P. (1976), *Twee praktische methoden voor het maken van verwachtingen voor golfcomponenten met perioden tussen 10 en 25 seconden nabij Hoek van Holland*, De Bilt, Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut, WR 76-1.
- Krylov, Yu. M., S. S. Strekalov en V. F. Tsyplukhin (1968), *Investigation of the two-dimensional energy spectrum and of the wavelength of wind-induced waves*, Izv., Atmos. and Ocean. Phys., Vol. 4, No. 6, 1968, blz. 660-670, (in Russisch), Engelse vertaling: blz. 376-381.
- Krylov, Yu. S. S. Strekalov en V. F. Tsyplukhin (1976), *Vetrovye volny i ich vozdeystvie na sooruzheniya (windgolven en hun invloed op constructies)*, in Russisch, Hydrometeoizdat, Leningrad.
- LeBlond, P. H. en L. A. Mysak (1978), *Waves in the Ocean*, Elsevier Oceanography Series 20, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam.
- Liu, P. C. (1971), *Normalized and equilibrium spectra of wind waves in Lake Michigan*, Journal of Physical Oceanography, Vol. 1, blz. 249-257.
- Long, R. B. (1973), *Scattering of surface waves by an irregular bottom*, Journal of Geophysical Research, Oceans and Atmospheres, Vol. 78, No. 33, blz. 7861-7870.
- Longuet-Higgins, M. S., D. E. Cartwright en N. D. Smith (1961), *Observations of the directional spectrum of sea waves using the motions of a floating buoy*, In: *Ocean Wave Spectra*, Proceedings of a conference, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, blz. 111-132.
- Longuet-Higgins, M. S. (1969), *A nonlinear mechanism for the generation of ocean waves*, Proc. Royal Soc. London, A, 311, blz. 371-389.

- Longuet-Higgins, M. S. (1976, a), *On the nonlinear transfer of energy in the peak of a gravity-wave spectrum: a simplified model*, Proc. Royal Soc. London, A, 347, 1650, blz. 311-328.
- Longuet-Higgins, M. S. (1976, b), *Recent developments in the study of breaking waves*, Proc. 15th Coastal Engng. Conf., 1976, Honolulu, ASCE, blz. 441-460.
- Miles, J. W. (1957), *On the generation of surface waves by shear flows*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 3, No. 2, blz. 185-204.
- Miles, J. W. (1959, a), *On the generation of surface waves by shear flows. Part 2*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 6, No. 4, blz. 568-583.
- Miles, J. W. (1959, b), *On the generation of surface waves by shear flows. Part 3*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 6, No. 4, blz. 583-598.
- Miles, J. W. (1960), *On the generation of surface waves by turbulent shear flows*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 7, No. 3, blz. 469-478.
- Miles, J. W. (1962), *On the generation of surface waves by shear flows. Part 4*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 13, No. 3, blz. 443-448.
- Mitsuyasu, H. (1971), *On the form of fetch-limited wave spectrum*, Coastal Engineering in Japan, Vol. 14, blz. 7-14.
- Mitsuyasu, H., F. Tasai, T. Suhara, S. Mizuno, N. Ohkusu, T. Honda en K. Rikiishi (1975), *Observation of the directional spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy*, Journal of Physical Oceanography, Vol. 5, blz. 750-760.
- Mitsuyasu, H. en S. Mizuno, (1976), *Directional spectra of ocean surface waves*, Proc. 15th Coastal Engng. Conf. Honolulu, ASCE, blz. 329-348.
- Mitsuyasu, H. en K. Rikiishi (1978), *The growth of duration limited wind waves*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 85, No. 4, blz. 705-730.
- Molen, H. W. B. van der (1972), *Metingen voor een golfhoogte en -lengtediagram*, Rijkswaterstaat, Dienst der Zuiderzeewerken, Afd. Waterloopkunde, rapport B72-27.
- Müller, P. (1976), *Parameterization of one-dimensional wind wave spectra and their dependence on the state of development*, Hamburger Geophysikalische Einzelschriften, Geophysikalische Institute Universität Hamburg, Wittenborn Söhne, Hamburg.
- Munk, W. H., G. R. Miller, F. E. Snodgrass en N. F. Barber (1963), *Directional recording of swell from distant storms*, Phil. Trans. Royal Soc. London, A, 255, blz. 505-584.
- Neumann, G. (1952, a), *Ueber die Komplexe Natur des Seeganges, 1. Teil*, Deutsche Hydrographische Zeitschrift, Band 5, Heft 2/3, blz. 95-110.
- Neumann, G. (1952, b), *Ueber die Komplexe Natur des Seeganges, 2. Teil*, Deutsche Hydrographische Zeitschrift, Band 5, Heft 5/6, blz. 252-277.
- Neumann, G. (1953), *On ocean wave spectra and a new method of forecasting wind-generated sea*, Beach Erosion Board, Corps of Engineers, Department of the Army, Techn. Memo No. 43.
- Nordenstrøm, N. (1969), *Methods for predicting long term distribution of wave loads and probability of failure for ships. Appendix II. Relations between visually estimated and theoretical wave heights and periods*, Det Norske Veritas, Research Department, Report No. 69-22-S.
- Ocean Routes (1977), *Spectral wave forecasting for the North Atlantic and the North Sea*, Ocean Routes Ltd. Gravesend, Kent, G.B.
- Ou, S. H. en F. L. W. Tang (1974), *Wave characteristics in the Taiwan Straits*, Proc. Int. Symp. on Ocean Wave Measurement and Analysis, New Orleans, Louisiana, New York, ASCE, Vol. 2, blz. 139-158.
- Phillips, O. M. (1957), *On the generation of waves by turbulent wind*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 2, No. 5, blz. 417-445.
- Phillips, O. M. (1958), *The equilibrium range in the spectrum of wind-generated waves*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 4, No. 4, blz. 426-434.
- Phillips, O. M. (1960), *On the dynamics of unsteady gravity waves of finite amplitude, Part I*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 9, blz. 193-217.
- Phillips, O. M. (1966), *The dynamics of the upper ocean*, Cambridge, University Press, eerste druk.
- Phillips, O. M. (1977), *The dynamics of the upper ocean*, Cambridge, University Press, tweede druk.
- Pierson, W. J., G. Neumann en R. W. James (1955), *Practical methods for observing and forecasting ocean waves*, U.S. Navy Hydrographic Office Publication No. 603.
- Pierson, W. J. (1964), *The interpretation of wave spectrums in terms of the wind profile instead of the wind measured at a constant height*, Journal of Geophysical Research, Vol. 69, No. 24, blz. 5191-5203.

Literatuurlijst

- Pierson, W. J. en L. Moskowitz (1964), *A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii*, Journal of Geophysical Research, Vol. 69, No. 24, blz. 5181-5190.
- Pierson, W. J., L. J. Tick en L. Bear (1966), *Computer-based procedures for preparing global wave forecasts and wind fields analysis capable of using wave data obtained by a spacecraft*, Proc. 6th Symp. on Naval Hydrodynamics, Office of Naval Research.
- Pore, N. A. en W. S. Richardson (1967), *Interim report on sea and swell forecasting*, U. S. Weather Bureau, Tech. Memo. TDL-13. Uit: Dexter (1973).
- Pore, N. A. en W. S. Richardson (1969), *Second interim report on sea and swell forecasting*, Environmental Science Services Administration, Tech. Memo. WBTM TDL-17. Uit: Dexter (1973).
- Pore, N. A. (1970), *Summary of selected reference material on the oceanographic phenomena of tides, storm surges, waves and breakers*, Environmental Science Services Administration, ESSA Tech. Memo WBTM TDL-30. Uit: Dexter (1973).
- Priestley, J. T. (1965), *Correlation studies of pressure fluctuations on the ground beneath a turbulent boundary layer*, National Bureau of Standards, Rep. 8942. Uit: Barnett (1968).
- Reus, J. de (1977), *Toetsing van golfvoorspellingsmethoden aan gemeten waarden, afkomstig van golfmetingen in ondiep water*, Technische Hogeschool Delft, Afdeling der Civiele Techniek, vakgroep vloeistofmechanica.
- Roest, P. W. (1960), *Wave recording on the IJsselmeer*, Proc. 7th Coastal Engng. Conf., Den Haag, Council Wave Res., Berkeley, blz. 53-58.
- Rye, H., R.C. Byrd en A. Torum (1974), *Sharply peaked wave energy spectra in the North Sea*, Preprints Sixth Annual Offshore Technology Conference, Houston, 1974, New York, Am. Inst. Mining, Metall and Petr. Engrs., 1974, Paper OTC 2107, blz. 739-747.
- Sanders, J. W. (1976), *A growth-stage scaling model for the wind-driven sea*, Deutsche Hydrographische Zeitschrift, Band 29, Heft 4, blz. 136-161.
- Sanders, J. W. (1978), *Persoonlijke mededelingen*.
- Saville, Th. (1954), *The effect of fetch width on wave generation*, Beach Erosion Board, Corps of Engineers, Department of the Army, Techn. Memo, No. 70.
- Sell, J. J. en K. Hasselmann (1972), *Computations of non-linear energy transfer for JONSWAP and empirical wind wave spectra*, Rep. Inst. Geophys., Univ. Hamburg. Uit: Hasselmann e.a. (1973).
- Seymour, R. J. (1977), *Estimating wave generation on restricted fetches*, Proc. ASCE, Journal Waterway, Port, Coastal and Ocean Division, Vol. 103, No. WW2, paper 12924, blz. 251-264.
- Shemdin, O., K. Hasselmann, S. V. Hsiao en K. Herterich (1977), *Non-linear and linear bottom interaction effects in shallow water*, Proceedings of the NATO Conference on Turbulent Fluxes through the Sea Surface, Wave Dynamics, and Prediction, Marseille, France, Sept. 12-16, 1977. NATO conference series: V, Air-Sea Interactions, Vol. 1, blz. 347-372, Plenum Press, New York, 1978.
- Silvester, R. (1974), *Coastal Engineering. I: generation, propagation and influence of waves*, Amsterdam, Elsevier Scientific Publ. Company, Developments in Geotechnical Engng, 4A.
- Småland, E. (1975), *Verification of numerical wave computation reconstruction of extreme storms*, Proc. 3rd Int. Conf. on Port and Ocean Engng. under Arctic Conditions, Vol. II, blz. 925-933.
- Snodgrass, F. E., G. W. Groves, K. F. Hasselmann, G. R. Miller en W. H. Powers (1966), *Propagation of ocean swell across the Pacific*, Phil. Trans. Royal Soc. London, A, 259, 1103, blz. 431-497.
- Snyder, R. L. en C. S. Cox (1966), *A field study of the wind generation of ocean waves*, Journal of Marine Research, Vol. 24, No. 2, blz. 141-178.
- Snyder, R. L. (1974), *A field study of wave-induced pressure fluctuations above surface gravity waves*, Journal of Marine Research, Vol. 32, No. 3, blz. 497-531.
- Sverdrup, H. U. en W. H. Munk (1946), *Empirical and theoretical relations between wind, sea, and swell*, Trans. Am. Geoph. Union, Vol. 27, No. 6, blz. 823-827.
- Sverdrup, H. U. en W. H. Munk (1947), *Wind, sea and swell: theory of relations for forecasting*, Washington, U.S. Hydrographic Office, Techn. Rep. No. 1, H.O. Pub. No. 601 (herduk 1952).
- Tang, F. L. W. (1970), *Researches on the calculation of waves on long shoaling beaches*, Journal of Civil and Hydraulic Engineering, Taiwan Provincial Cheng Kung University, Vol. 1, blz. 105-165.
- Thornton, E. B. (1977), *Rederivation of the saturation range in the frequency spectrum of wind-generated gravity waves*, Journal of Physical Oceanography, Vol. 7, No. 1, blz. 137-140.
- Thijsse, J. Th. (1948), *Dimensions of wind generated waves*, Congress of the UGGI, Oslo.
- Trajer, F. L. (1966), *Program NEPTUNE, Ongepubliceerd rapport en computer programma*, Bur. Met. Australia. Uit: Dexter (1973).

Literatuurlijst

- Webb, D. J. (1977). *The wave-wave interaction machine*. Proceedings of the NATO Conference on Turbulent Fluxes through the Sea Surface. Wave Dynamics. and Prediction. Marseille. France. Sept. 12-16. 1977. NATO conference series: V. Air-Sea Interactions. Vol. 1. blz. 319-334. Plenum Press. New York. 1978.
- Wiegel R. L. (1964). *Oceanographical engineering*. Englewood Cliffs. N. J.. Prentice Hall Inc.. Fluid Mechanics Series.
- Willebrand, J. en J. Piest (1970), *Numerische Seegangsberechnung für Küstengewässer*, Ozeanographische Forschungsanstalt der Bundeswehr. Bericht 1970-5.
- Willmarth, W. W. en C. E. Woolridge (1962). *Measurements of the fluctuating pressure at the wall beneath a thick turbulent boundary layer*, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 14, blz. 187-210, Corr.: *ibid*, Vol. 21, (1965), blz. 107-109.
- Wilson, B. W. (1955). *Graphical approach to the forecasting of waves in moving fetches*. Beach Erosion Board, Corps of Engineers, Department of the Army. Tech. Memo. 73.
- Wilson B. W. (1963). *Deep water wave generation by moving wind systems*. Trans. Am. Soc. Civil Engs., Vol. 128, Part IV. paper no. 3416. blz. 104-148.
- Wilson, B. W. (1965). *Numerical prediction of ocean waves in the North Atlantic for December, 1959*. Deutsche Hydrographische Zeitschrift, Vol. 18, No. 3. blz. 114-130.
- Wilson, B. W., S. K. Chakrabarti en P. H. Feldhausen (1972). *Numerical prediction of storm waves and wave spectral densities*. Fifteenth International Conference on Great Lakes Research. Madison, Wisconsin. Uit: Feldhausen e.a. (1973).
- WMO (1976). *Handbook on wave analysis and forecasting*. World Meteorological Organization, Genève, WMO-No. 446.
- Zobel, R. F. en R. Dixon (1970), *Note on the forecasts of wave height made by the meteorological office*, *Meteorological Magazine* London, No. 99, blz. 177-183. Uit: Dexter (1973).

De Technische Adviescommissie voor de Waterkeringen werd door de Minister van Verkeer en Waterstaat ingesteld.

De commissie adviseert de minister omtrent alle technisch-wetenschappelijke aspecten die van belang kunnen zijn voor een doelmatige constructie en het onderhoud van waterkeringen dan wel voor de veiligheid van door waterkeringen beschermde gebieden.

S.77.077

methoden voor golfvoorspelling

4

deel 2 (bijlagen)

I. h. holthuijsen

technische adviescommissie voor de waterkeringen

methoden voor golfvoorspelling

deel 2: bijlagen

I. h. holthuijsen

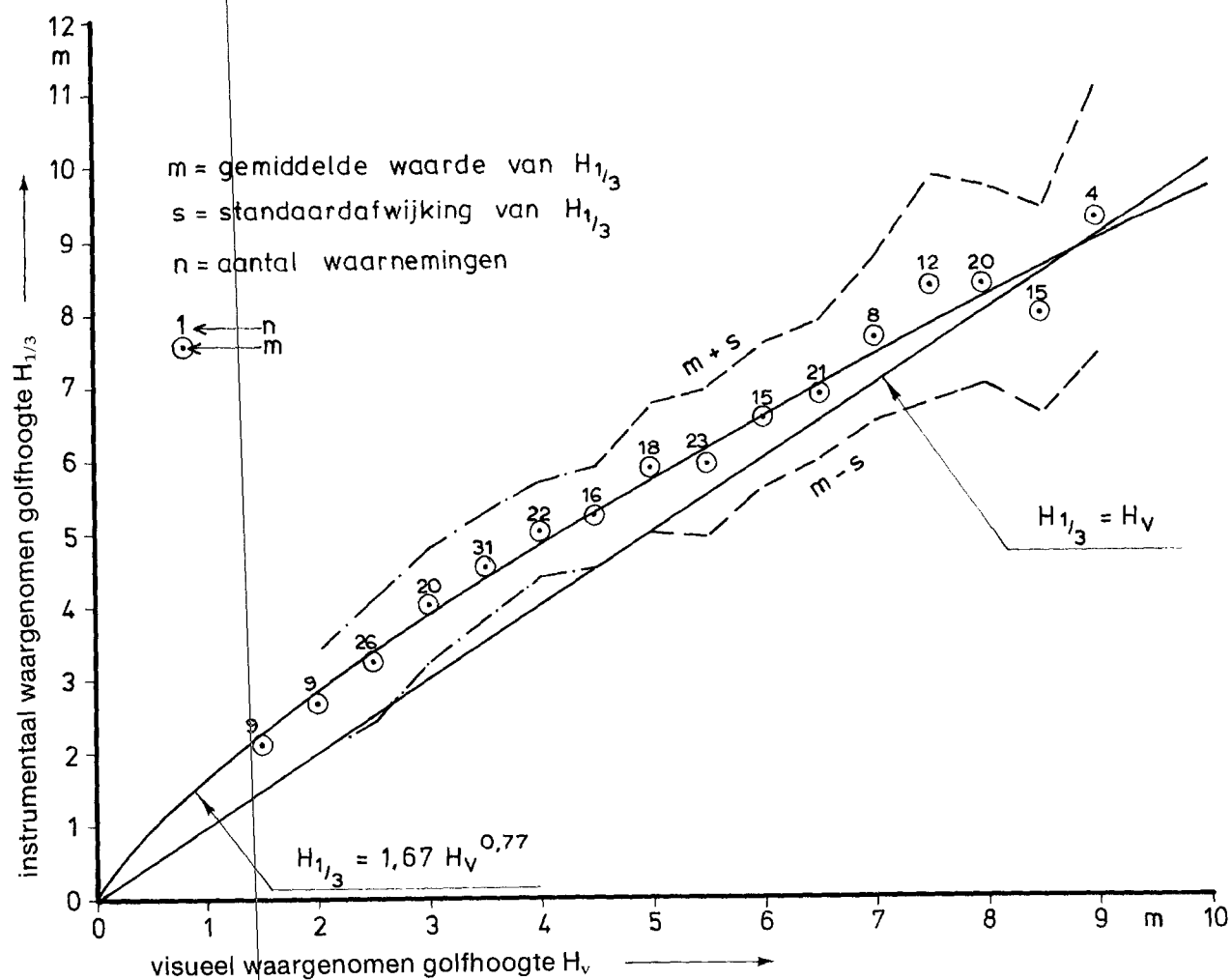
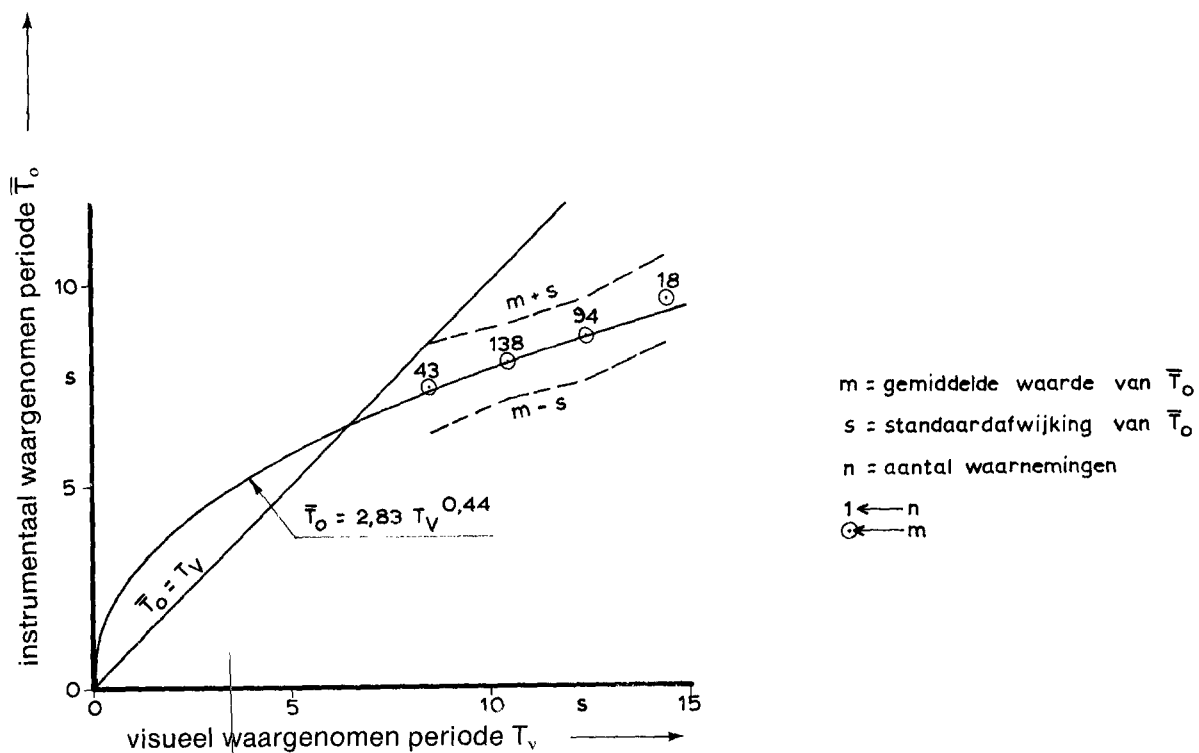
technische adviescommissie voor de waterkeringen – 1980

Lijst van Bijlagen

Achter het nummer van de bijlage zijn het nummer en de titel vermeld van de paragraaf waarin de bijlage wordt besproken.

Bijlage	Paragraaf	
1	4.2.	Definities, gelijkvormigheids- en transformatieregels
2	4.2.	idem
3	4.3.2.	Waarnemingsmateriaal
4	4.3.2.	idem
5	4.3.2.	idem
6	4.3.3.	Inventarisatie en evaluatie diep water groeikrommen
7	4.3.3.	idem
8	4.3.3.	idem
9	4.3.3.	idem
10	4.3.4.	Inventarisatie en evaluatie ondiep water groeikrommen
11	4.4.2.	Vormparameters
12	4.4.2.	idem
13	4.4.3.	Schaalparameters
14	4.4.3.	idem
15	4.4.3.	idem
16	4.4.3.	idem
17	4.4.5.	Invloed van de diepte
18	4.4.5.	idem
19	4.5.2.	Parameters voor de energieschaal
20	4.5.2.	idem
	4.5.3.	Parameters voor de frequentieschaal
21	4.5.2.	Parameters voor de energieschaal
22	4.5.4.	Standaard spectrum in termen van significante golfhoogte en -periode
23	5.2.2.	Variaties in vorm van kustlijn
24	5.2.2.	idem
25	5.2.2.	idem
26	5.2.3.	Methoden van combinatie van standaard windvelden
27	5.2.3.	idem
28	5.2.3.	idem
29	5.2.4.	Karakteristieken methode
30	5.2.4.	idem
31	5.3.5.	Resultaten van toepassingen
32	5.3.5.	idem
33	5.3.5.	idem
34	5.3.5.	idem
35	5.3.5.	idem
36	5.3.5.	idem
37	5.3.5.	idem
38	5.3.5.	idem
39	5.3.5.	idem
40	5.3.5.	idem
41	5.3.5.	idem

Bijlage	Paragraaf	
42	5.4.3.	Gerealiseerde modellen en resultaten van toepassingen
43	5.4.3.	idem
44	5.4.3.	idem
45	5.4.3.	idem
46	5.4.3.	idem
47	5.4.3.	idem
48	5.4.3.	idem
49	5.4.3.	idem
50	5.4.3.	idem



De invloed van de definitie van de windsnelheid op de golfvoorspelling

Veronderstel dat U_* een meer relevante windsnelheidsparameter is dan U_{10} . De wind- en golfparameters zouden dan dimensieloos gemaakt moeten worden m.b.v. U_* i.p.v. U_{10} , waardoor andere dimensieloze parameters ontstaan zoals b.v. $\tilde{H}^* = gH_3/U_*^2$ en $\tilde{F}^* = gF/U_*^2$. Het uitvoeren van deze transformaties voor de beschikbare gegevens valt buiten het kader van dit rapport maar er kan wel een aanduiding gegeven worden van de invloed van deze transformaties.

De groeikrommen die geformuleerd zijn in termen van de "oude" parameters geven het gemiddelde weer van een groot aantal waarnemingen die zijn uitgevoerd in uiteenlopende omstandigheden en men mag dus verwachten dat deze groeikrommen een "gemiddelde" situatie weergeven. Voor deze groeikrommen zou men het volgende verband tussen U_{10} en U_* mogen veronderstellen.

$$U_*^2 = \bar{C}_{10} U_{10}^2 \quad (1)$$

waarbij $\bar{C}_{10}$ een gemiddelde waarde van C_{10} is. Door deze uitdrukking te substitueren in de parameterrelaties ontstaan nieuwe relaties die gebruikt zouden moeten worden bij het voorspellen van de golven. Om de invloed van C_{10} op de "oude" relaties aan te geven kan weer terug-getransformeerd worden.

De eerste transformatie, b.v. voor de relatie tussen $\tilde{H}$ en $\tilde{F}$ kan weergegeven worden door:

$$\tilde{H} = f_1(\tilde{F}) \rightarrow \tilde{H}^* = f_2(\tilde{F}^*)$$

$$\text{en omdat } \tilde{H} = \bar{C}_{10} \tilde{H}^* \text{ en } \tilde{F} = \bar{C}_{10} \tilde{F}^* \text{ is} \quad (2)$$

$$f_2(\tilde{F}^*) = \frac{1}{\bar{C}_{10}} f_1(\bar{C}_{10} \tilde{F}^*) \quad (3)$$

Het terug transformeren kan weergegeven worden door

$$\tilde{H}^* = f_2(\tilde{F}^*) \rightarrow \tilde{H} = f_3(\tilde{F}) \quad (4)$$

en omdat nu bij het terug transformeren niet uitgegaan wordt van een "gemiddelde" situatie is $\tilde{H} = C_{10} \tilde{H}^*$ en $\tilde{F} = C_{10} \tilde{F}^*$ en is

$$f_3(\tilde{F}) = C_{10} f_2\left(\frac{1}{C_{10}} \tilde{F}\right) = \frac{C_{10}}{\bar{C}_{10}} f_1\left(\frac{\bar{C}_{10}}{C_{10}} \tilde{F}\right) \quad (5)$$

zodat het resultaat van de twee transformaties is

$$\tilde{H} = \frac{C_{10}}{\bar{C}_{10}} f_1 \left(\frac{\bar{C}_{10}}{C_{10}} \bar{F} \right) \quad (6)$$

Een soortgelijke redenering levert voor de relatie tussen $\tilde{T}$ en $\bar{F}$ de volgende uitdrukking op

$$\tilde{T} = \left(\frac{C_{10}}{\bar{C}_{10}} \right)^{\frac{1}{2}} f_4 \left(\frac{\bar{C}_{10}}{C_{10}} \bar{F} \right) \quad (7)$$

Het bepalen van de waarden van C_{10} en $\bar{C}_{10}$ is een probleem dat in dit rapport niet behandeld zal worden. Voor het illustreren van het effect van de transformaties zal gebruik worden gemaakt van het overzicht in Pierson (1964) waar C_{10} direct gerelateerd wordt aan U_{10} . Uit dat overzicht blijkt dat de verhouding $C_{10}/\bar{C}_{10}$ over het traject $U_{10} = 5 - 30$ m/s varieert van ongeveer 0,6 tot ongeveer 1,6. In Fig. A van deze bijlage wordt het effect van deze variatie op de groeikrommen getoond en in Tabel I worden de correcties gegeven voor een aantal combinaties van F en U_{10} .

$\tilde{H}(C_{10})/\tilde{H}(\bar{C}_{10})$			$\tilde{T}(C_{10})/\tilde{T}(\bar{C}_{10})$	
$U = U_{10}$	$U = 5$ m/s	$U = 30$ m/s	$U = 5$ m/s	$U = 30$ m/s
$\bar{F} \rightarrow 0$	0,8	1,3	0,9	1,1
$\bar{F} \rightarrow \infty$	0,6	1,6	0,8	1,3

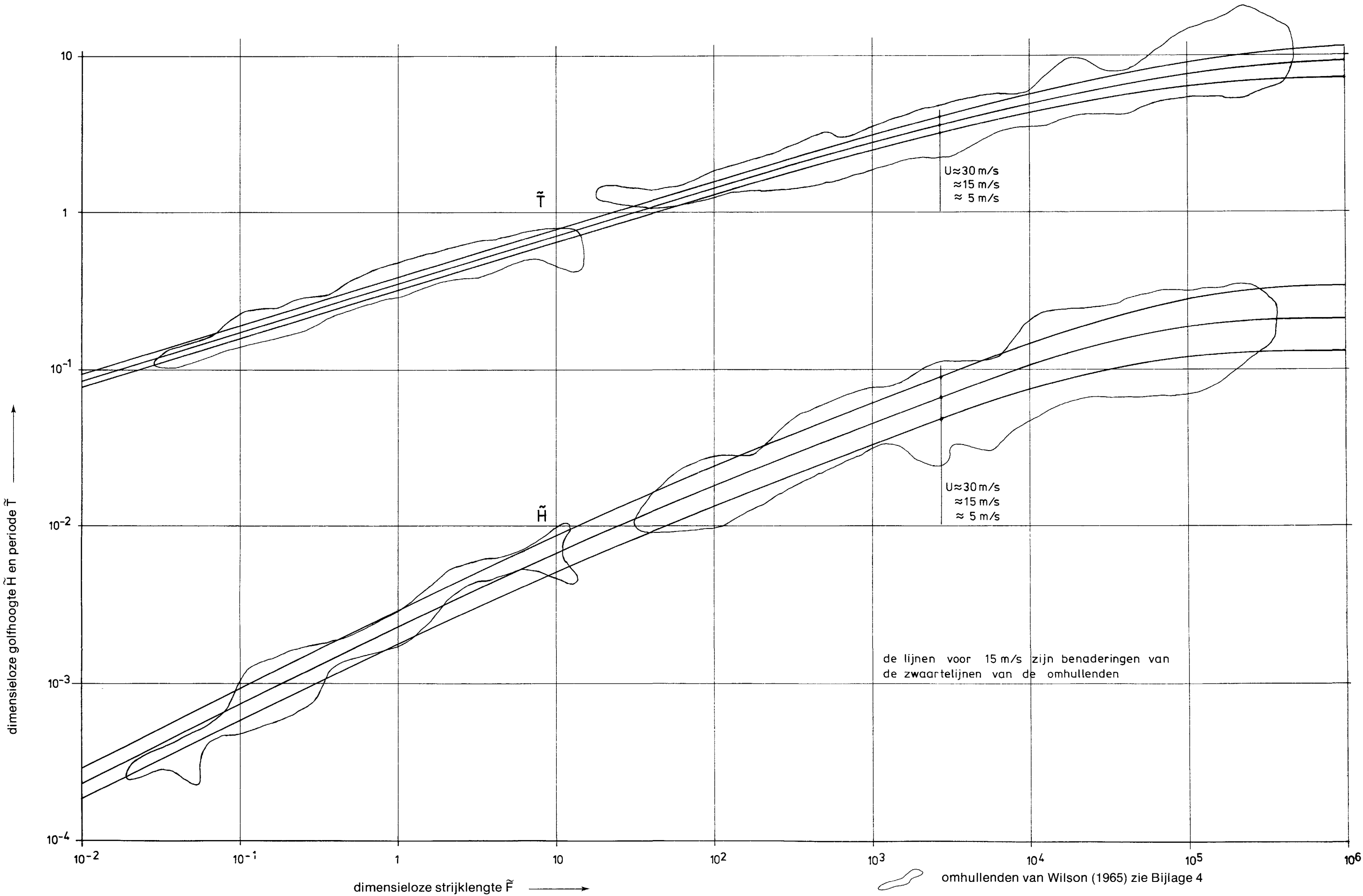
Tabel I correctiefactoren voor $\tilde{H}$ en $\tilde{T}$ t.g.v. variatie in $C_{10}/\bar{C}_{10}$

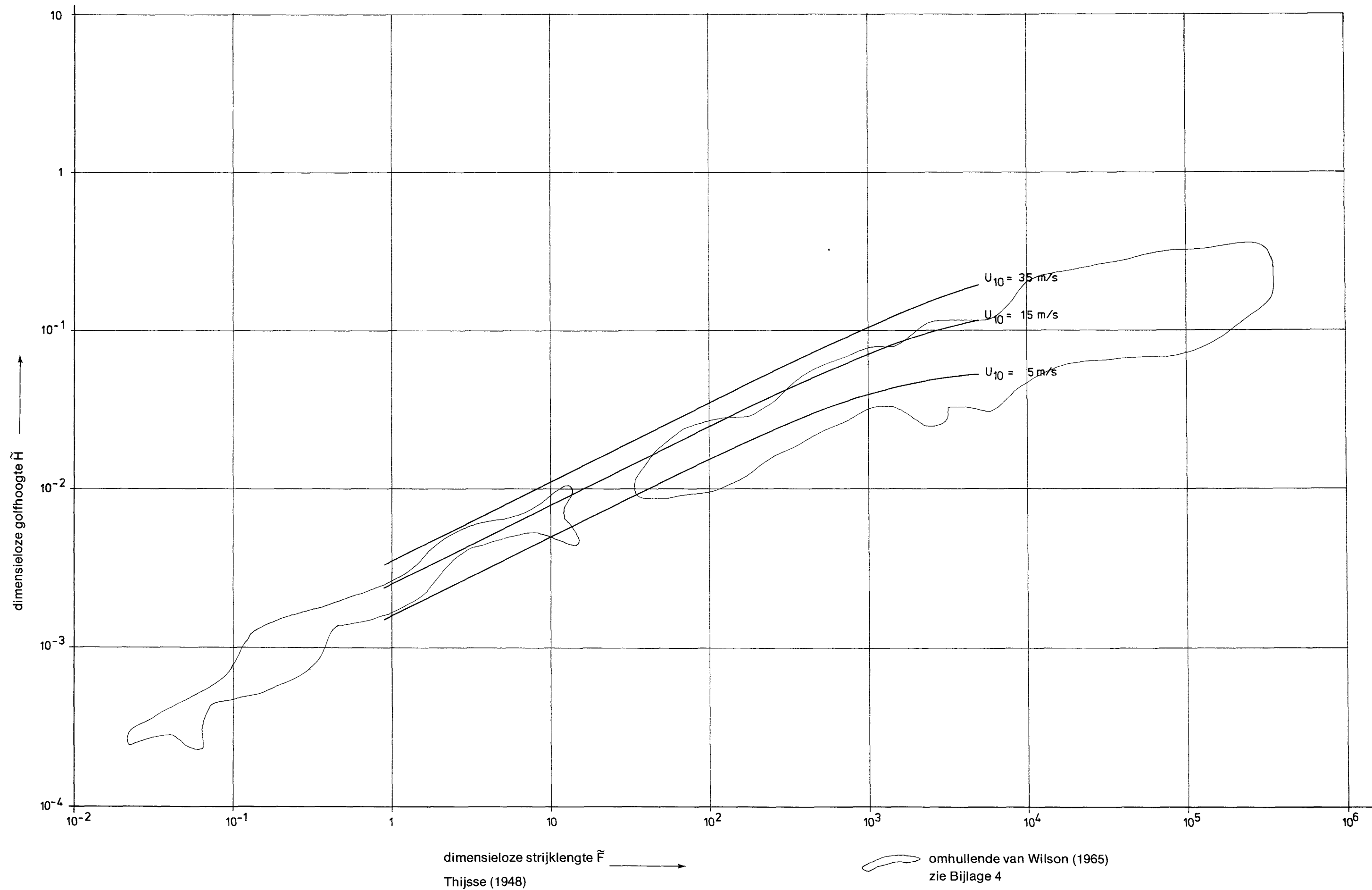
Uit de figuur en uit dit overzicht van correctiefactoren blijkt dat de invloed van de keuze tussen U_* en U_{10} vrij aanzienlijk is.

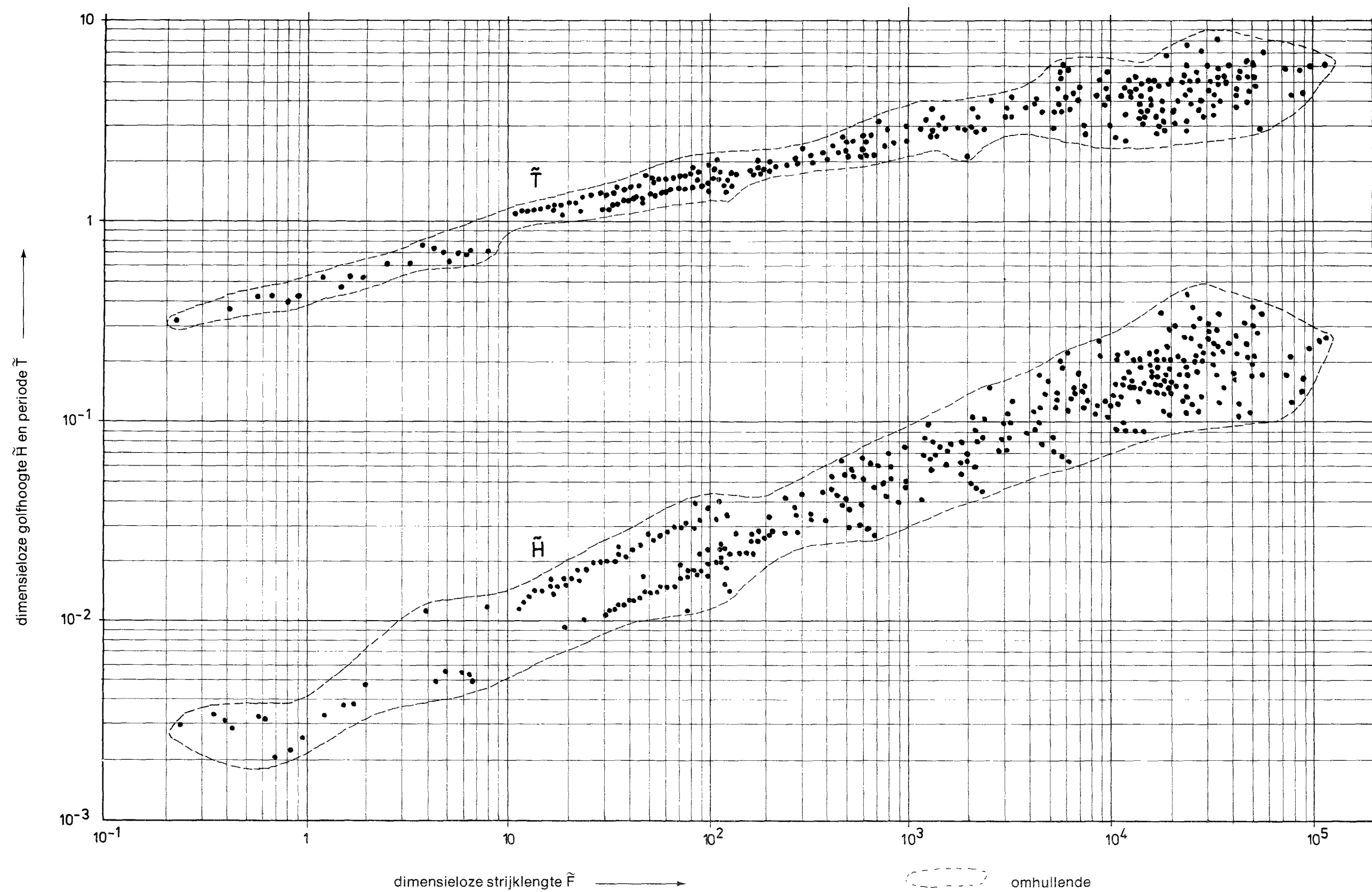
Deze benadering laat ook zien dat bij dezelfde dimensieloze strijklengte, de dimensieloze golfhoopte en -periode op zee gemiddeld hoger is dan op een meer. Dat komt doordat i.h.a. dezelfde dimensieloze strijklengte op zee eerst bereikt wordt bij veel hogere windsnelheden dan op een meer omdat op zee de strijklengten i.h.a. veel groter zijn dan op een meer. Bij gebruik van de hier voorgestelde correctie voor $C_{10}/\bar{C}_{10}$ ligt het verschil in de dimensieloze golfhoopte in de orde van tientallen procenten. Deze conclusie lijkt bevestigd te worden door de ervaring van het KNMI, waar groeikrommen gebruikt worden voor voorspellingen op zee en oceaan die aanmerkelijk hogere waarden voor $\tilde{H}$ geven dan de meest gepubliceerde groeikrommen. Deze laatste zijn in het algemeen voor een belangrijk deel gebaseerd op waarnemingen bij strijklengten van meer bescheiden afmetingen.

Het bovenstaande geeft alleen enkele aanwijzingen die erop duiden dat misschien rekening moet worden gehouden met de invloed van de variaties van de wrijvingscoëfficiënt of andere grootheden die daarmee samenhangen. Maar eerst een grondig onderzoek van theoretische of empirische aard zou hierover meer inzicht kunnen verschaffen.

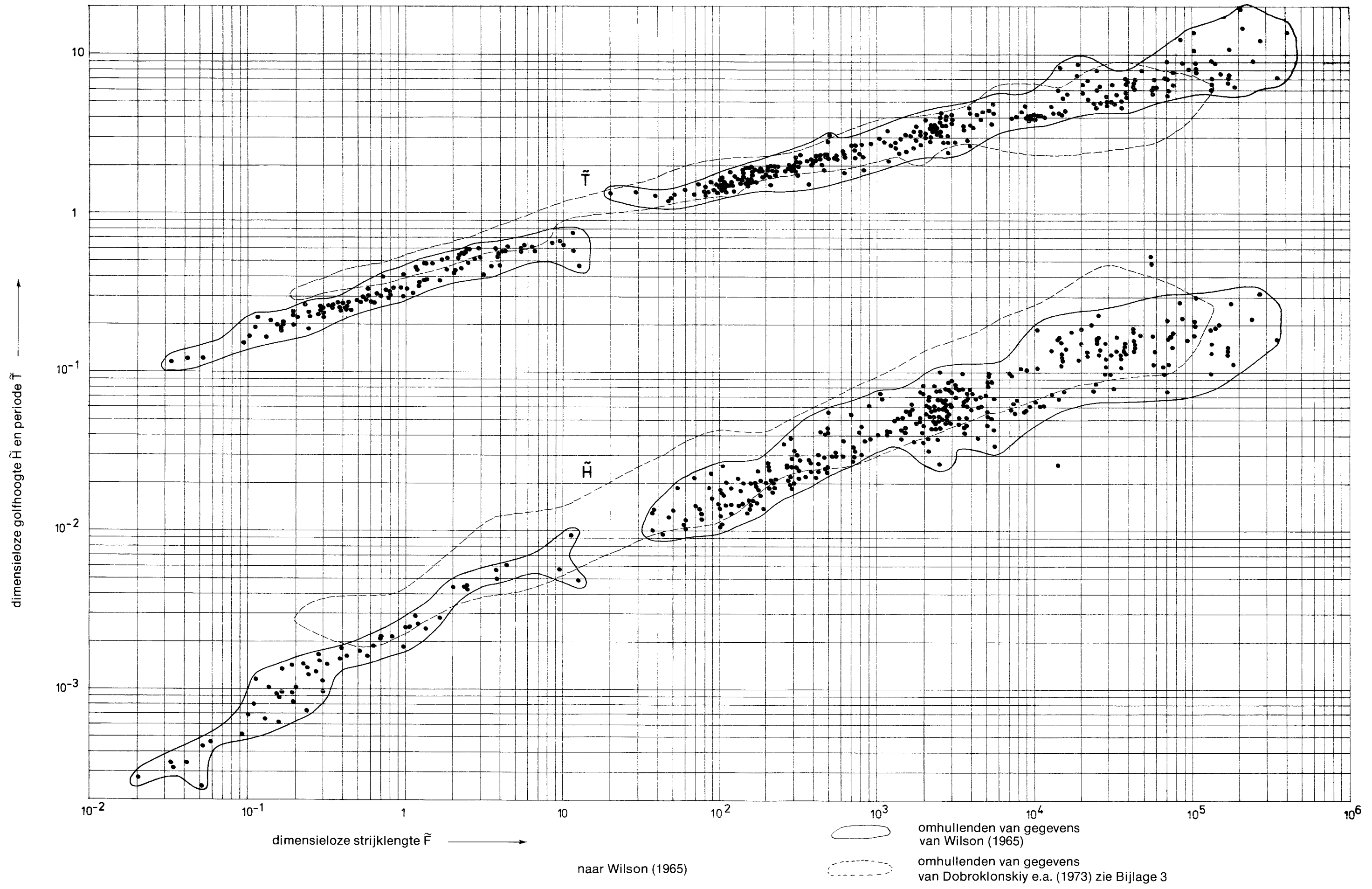
De suggesties van Thijssse (1948) om het snelheidsprofiel van de wind te betrekken in het hanteren van de groeikrommen kan in verband worden gebracht met de bovenstaande redenering. De orde van grootte van de invloed zoals aangegeven door Thijssse (1948) is redelijk gezien de spreiding in de waarnemingen (zie Fig. B van deze bijlage).

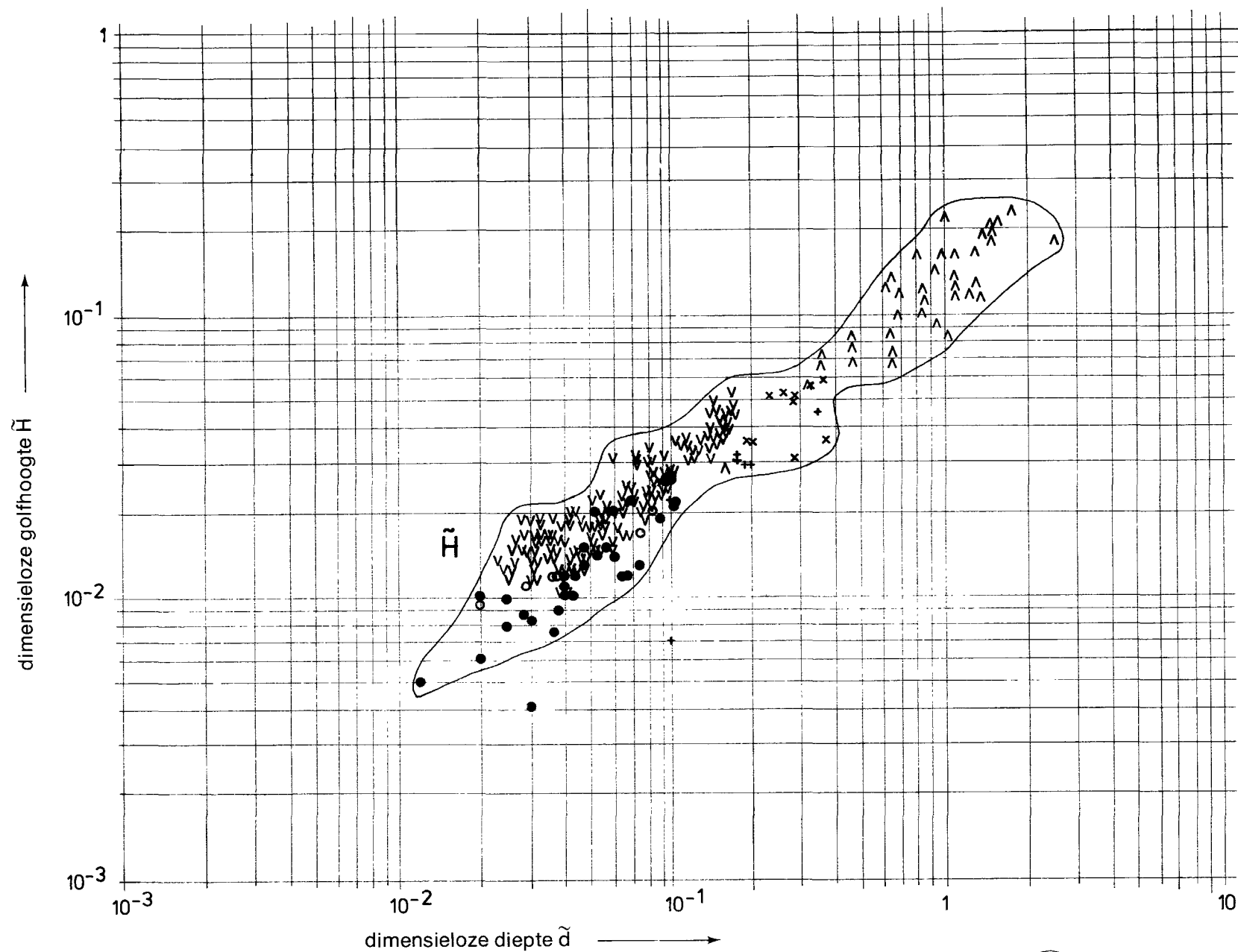






naar Dobroklonskiy e.a. (1973)

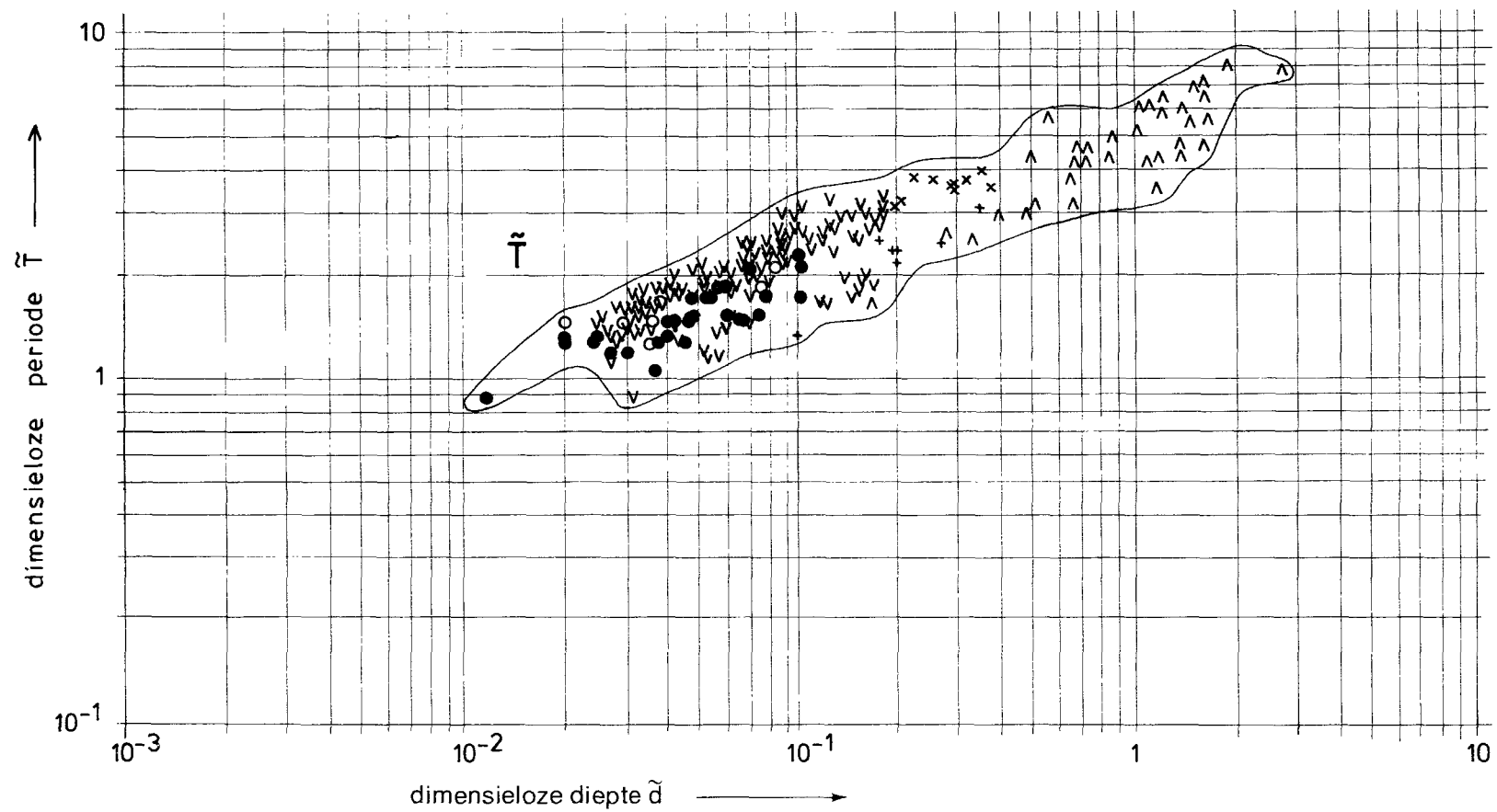




Zwarte Haan
 Zuiderspruit
 IJsselmeer
 IJsselmeer
 Lake Okeechobee
 Golf van Mexico

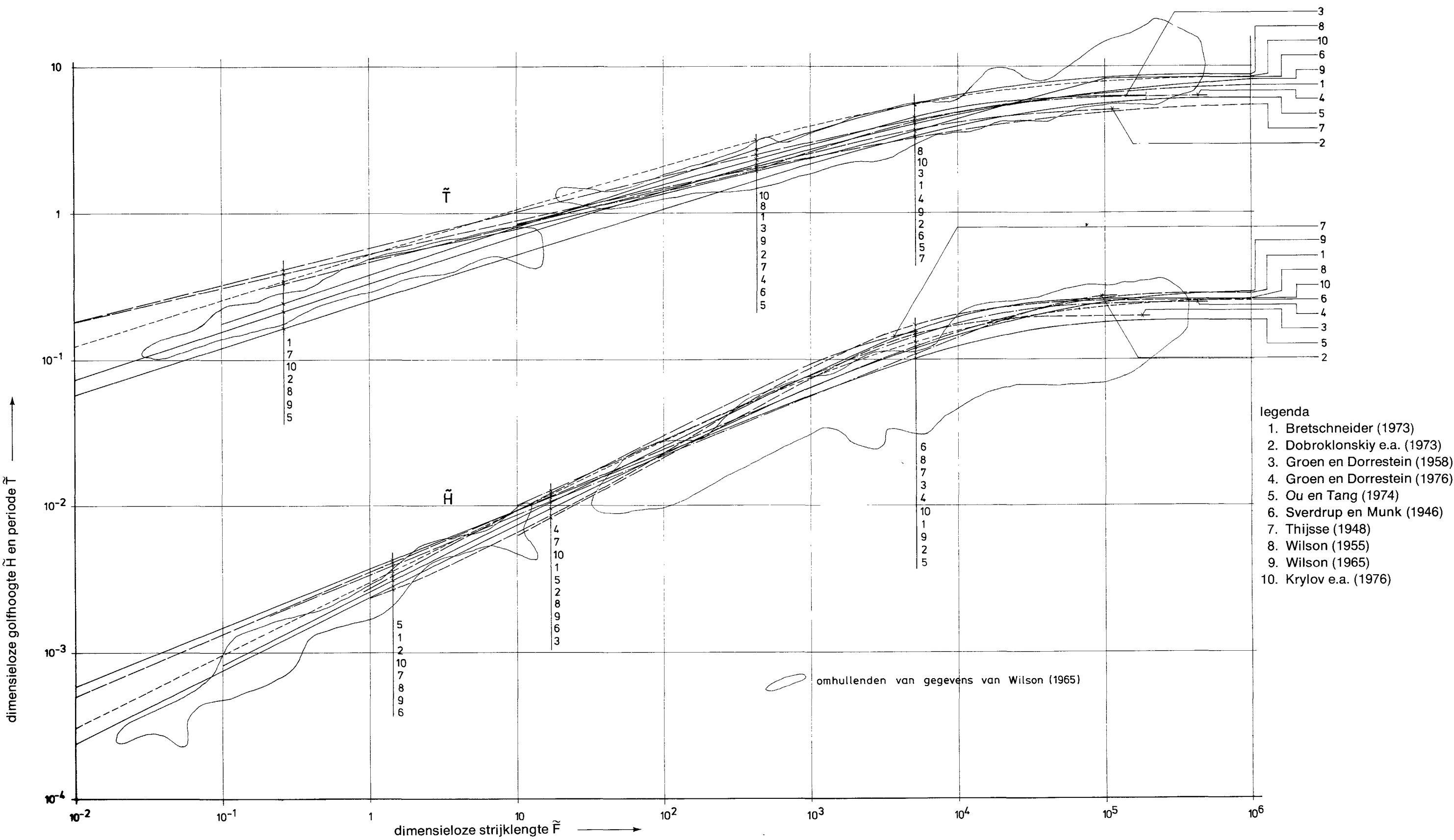
● } de Reus (1977)
 ○ }
 + v.d. Molen (1972)
 × Roest (1960)
 ∇ } Bretschneider (1954)
 ∧ }

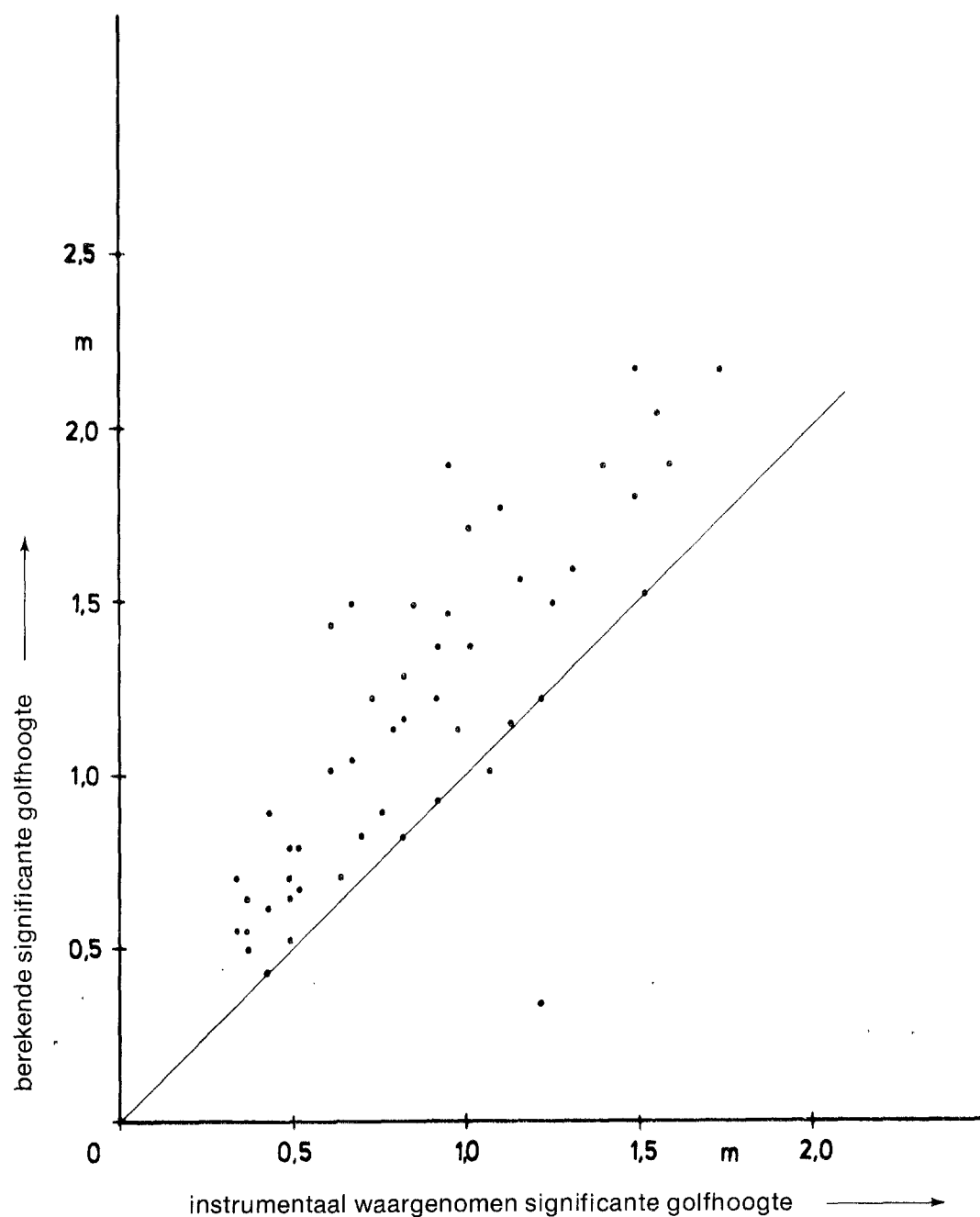
omhullende



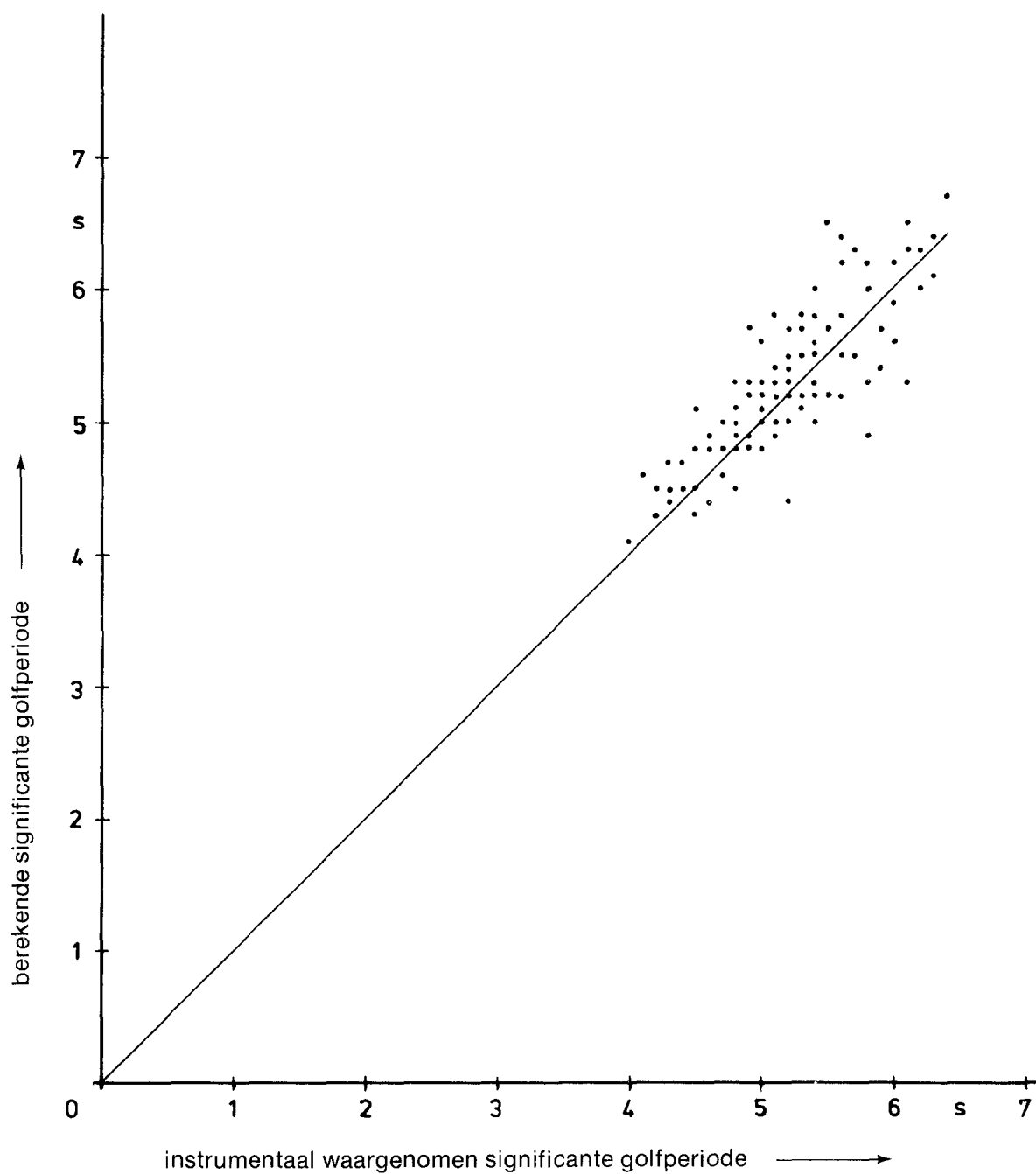
Zwarte Haan
 Zuiderpruit
 IJsselmeer
 IJsselmeer
 Lake Okeechobee
 Golf van Mexico

● } de Reus (1977)
 ○ }
 + v.d. Molen (1972)
 × Roest (1960)
 ∇ }
 ▲ } Bretschneider (1954)

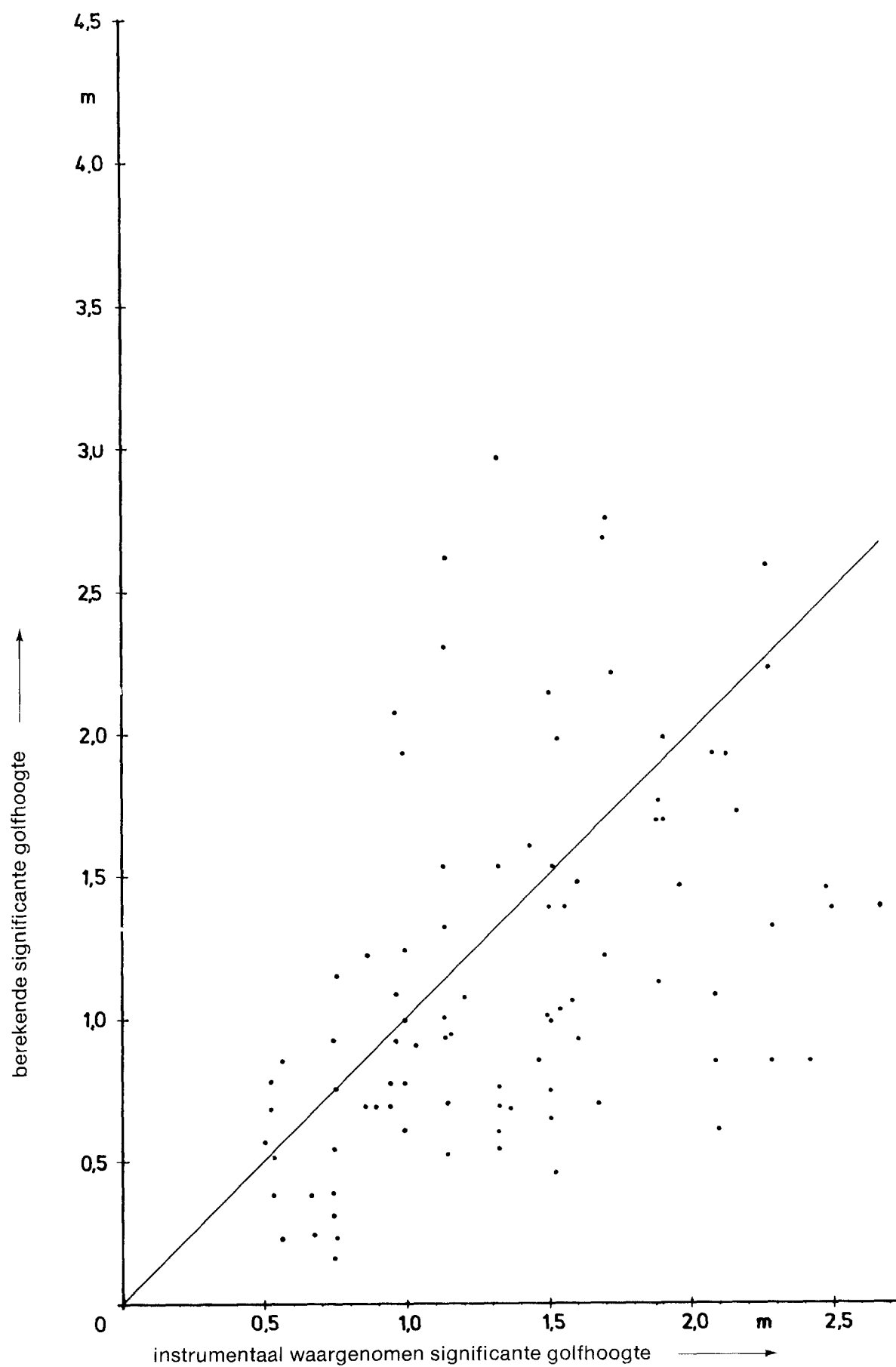


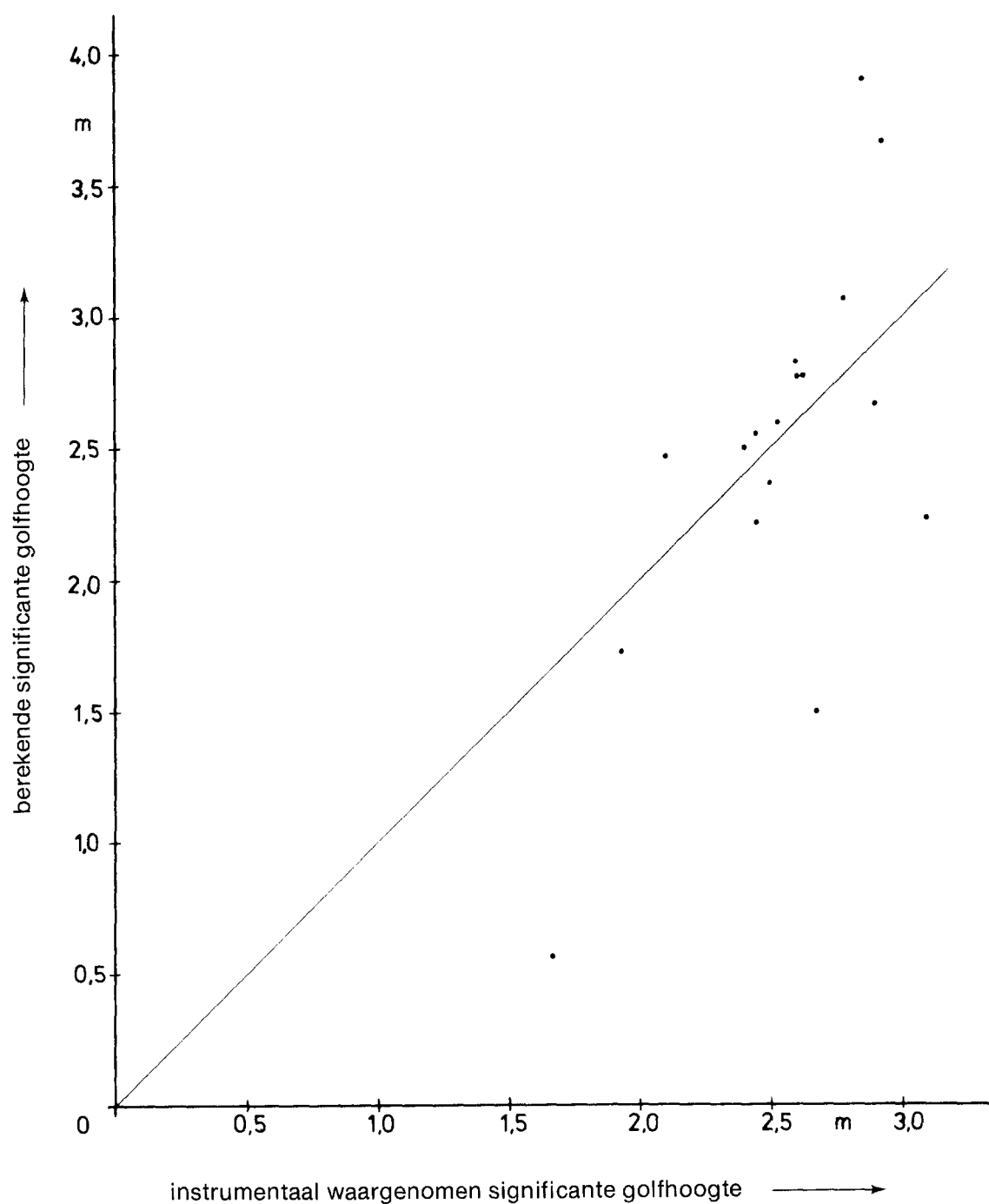


bron: Brebner (1962)

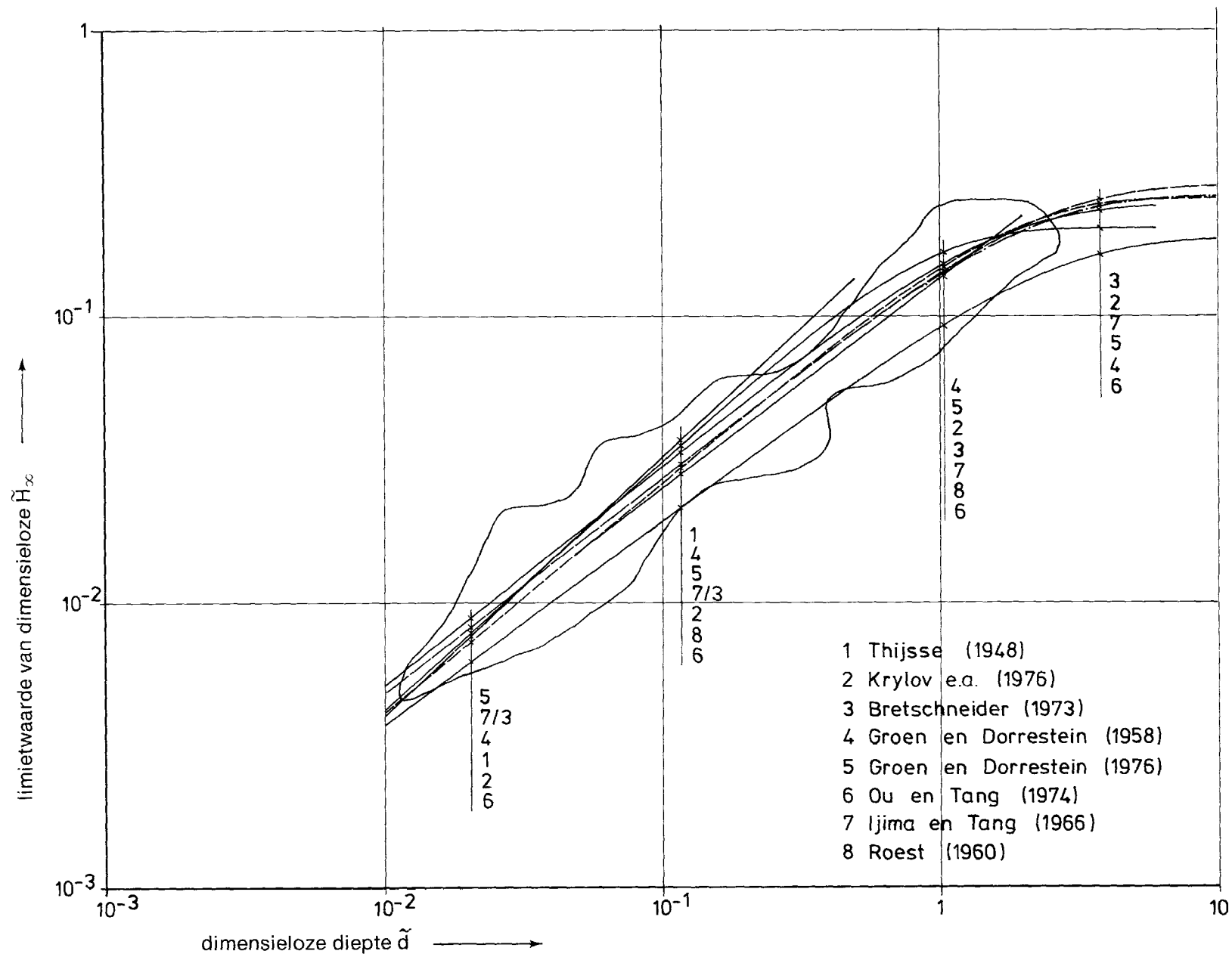


bron: Brebner (1962)

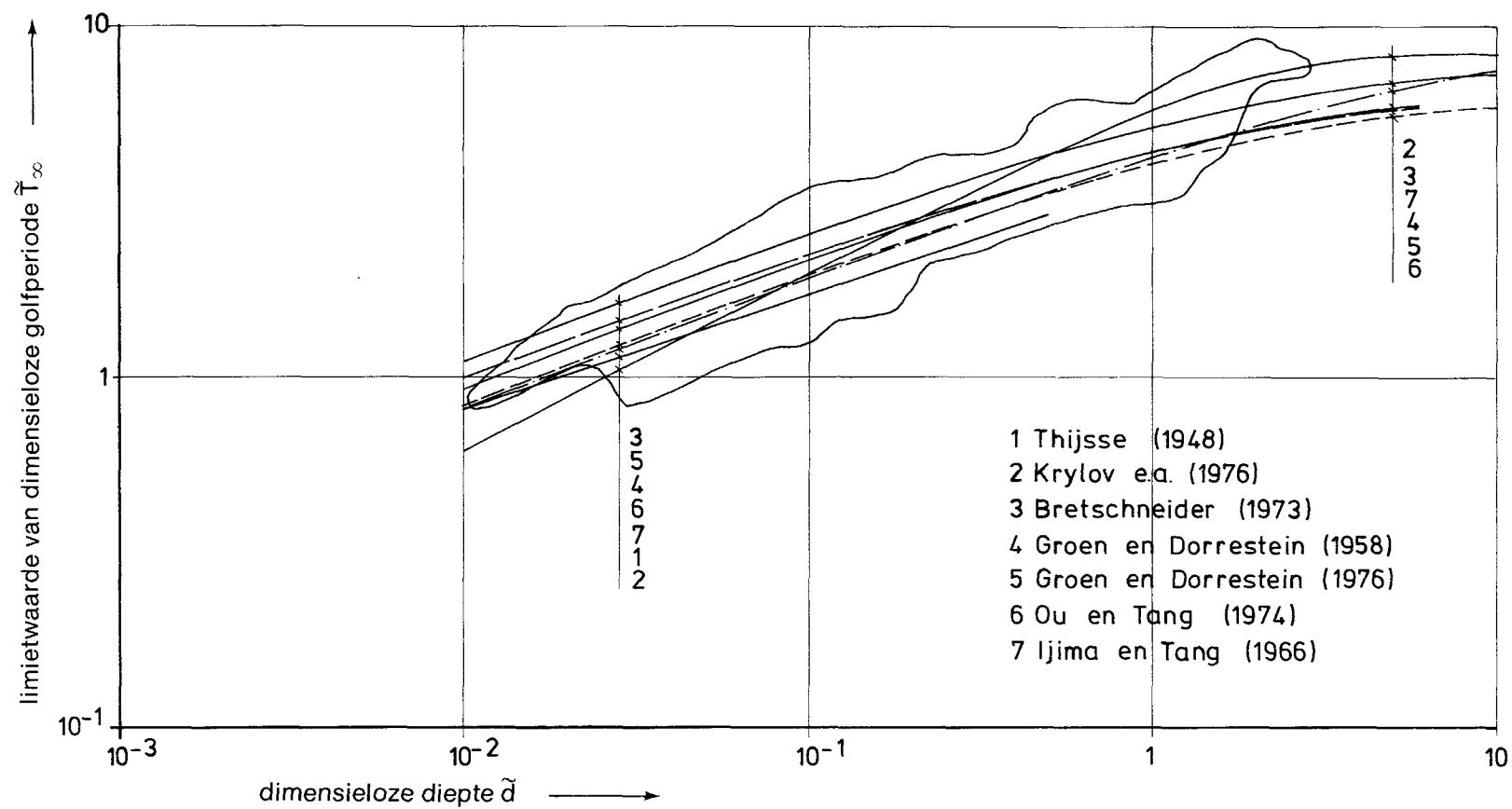




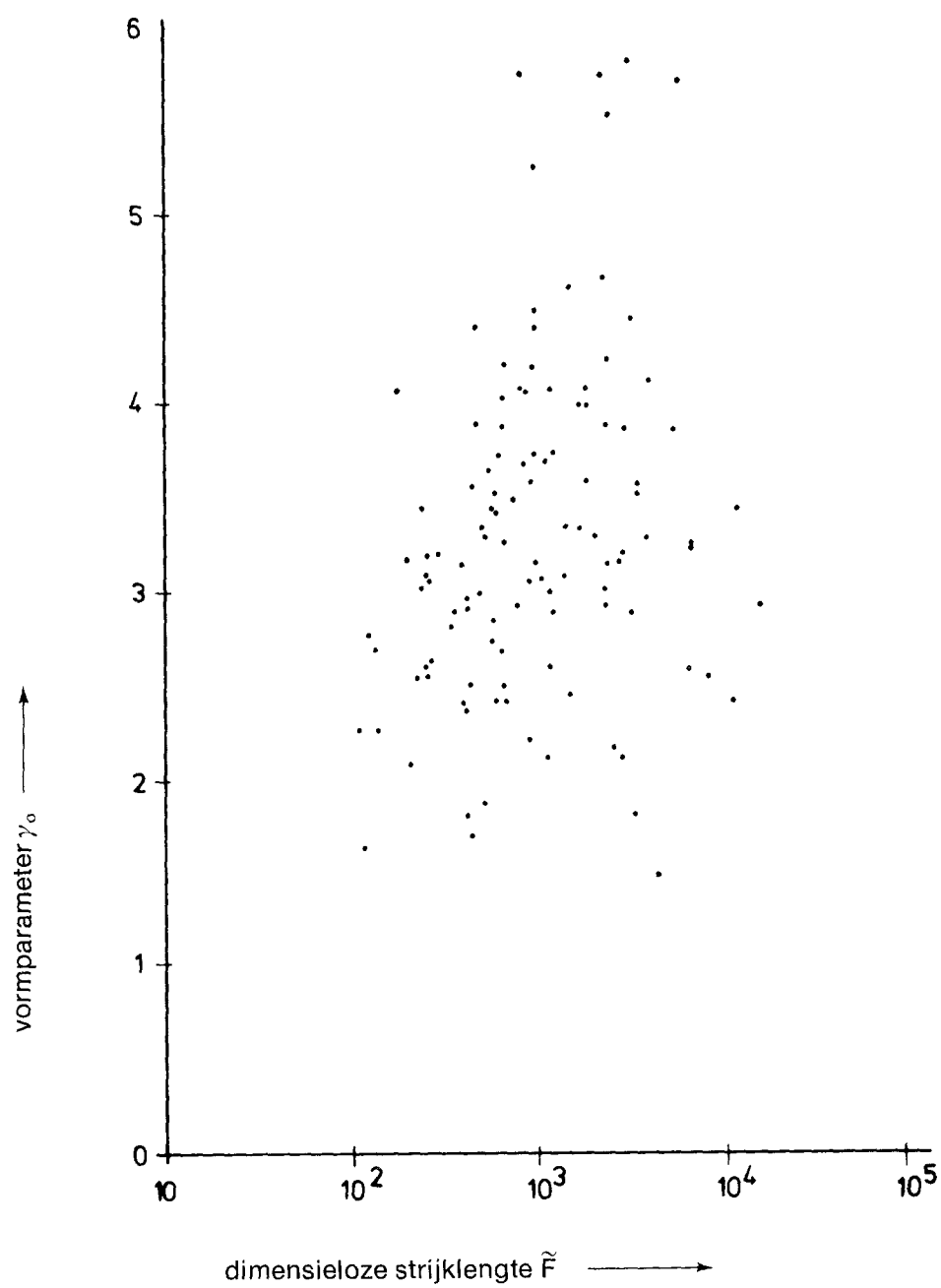
bron: Ou en Tang (1974)



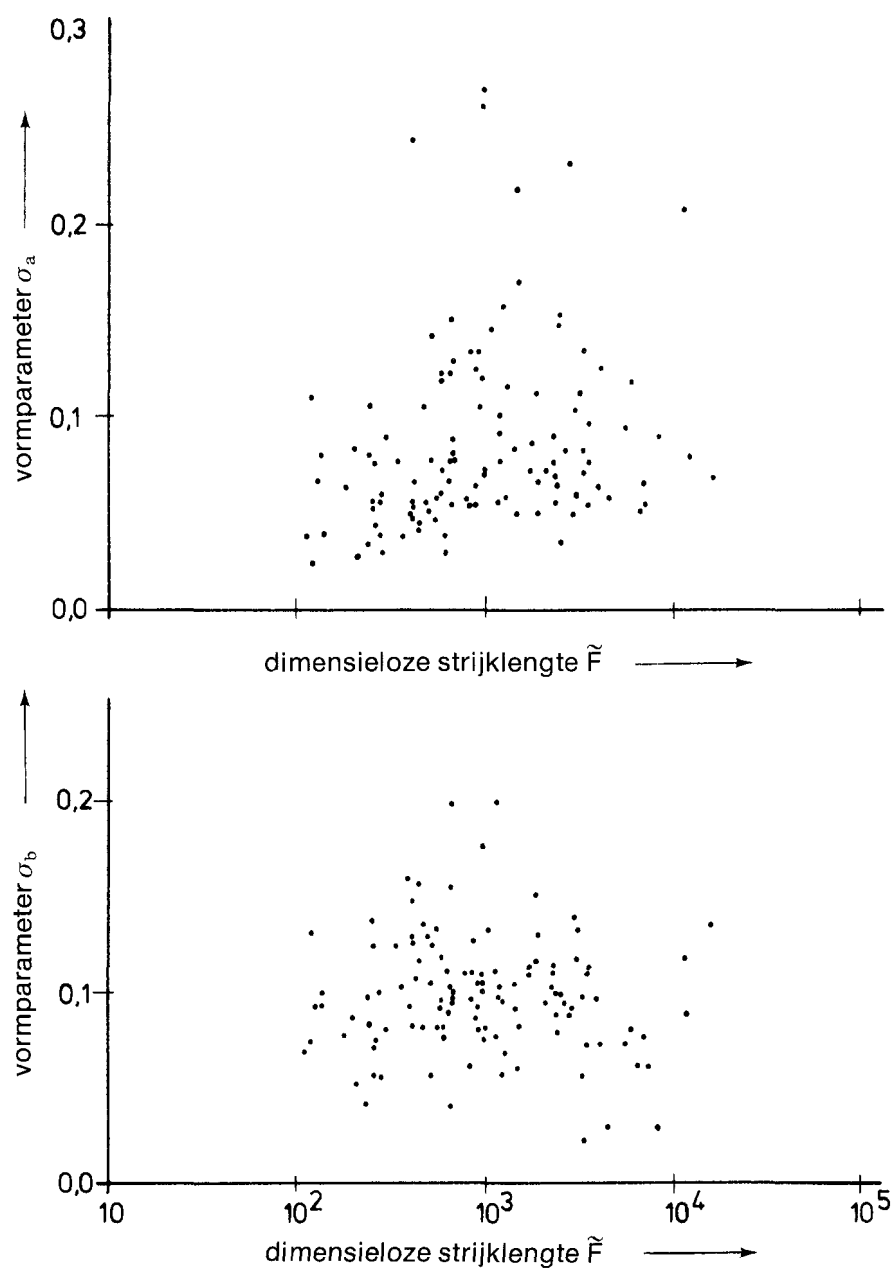
omhullende van waarnemingen (zie Bijlage 5a)



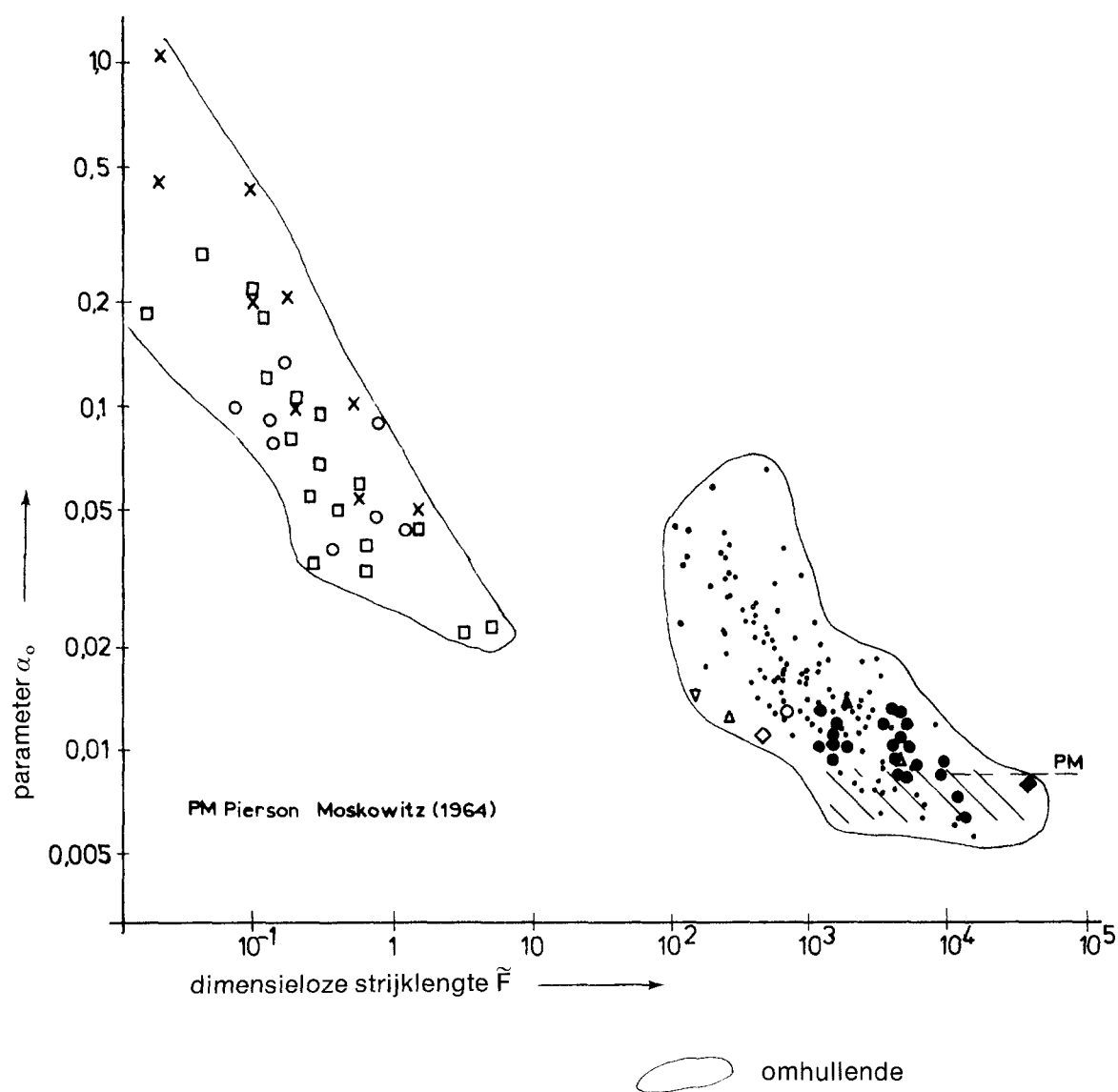
omhullende van waarnemingen (zie Bijlage 5b)



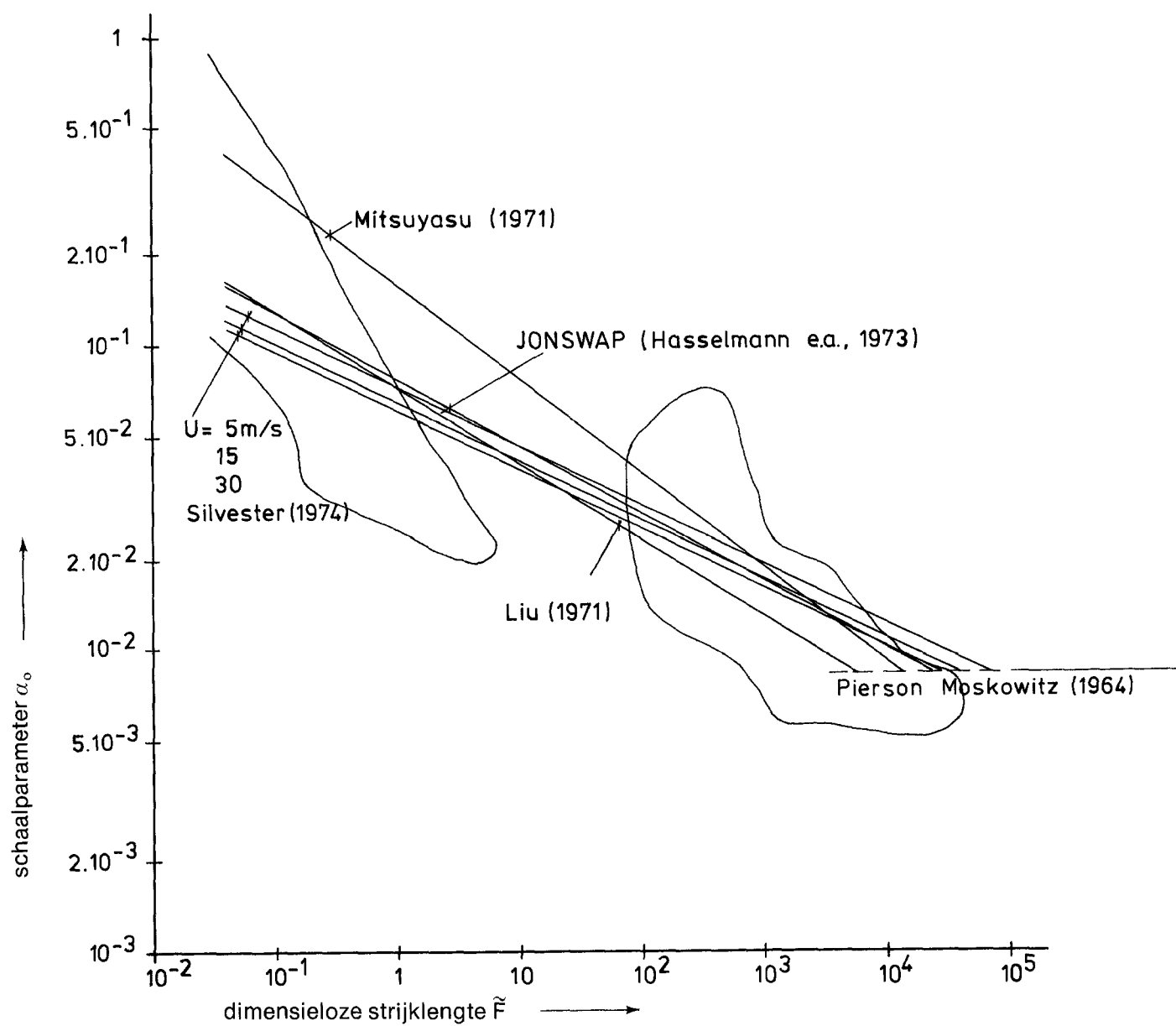
naar Hasselmann e.a. (1973)

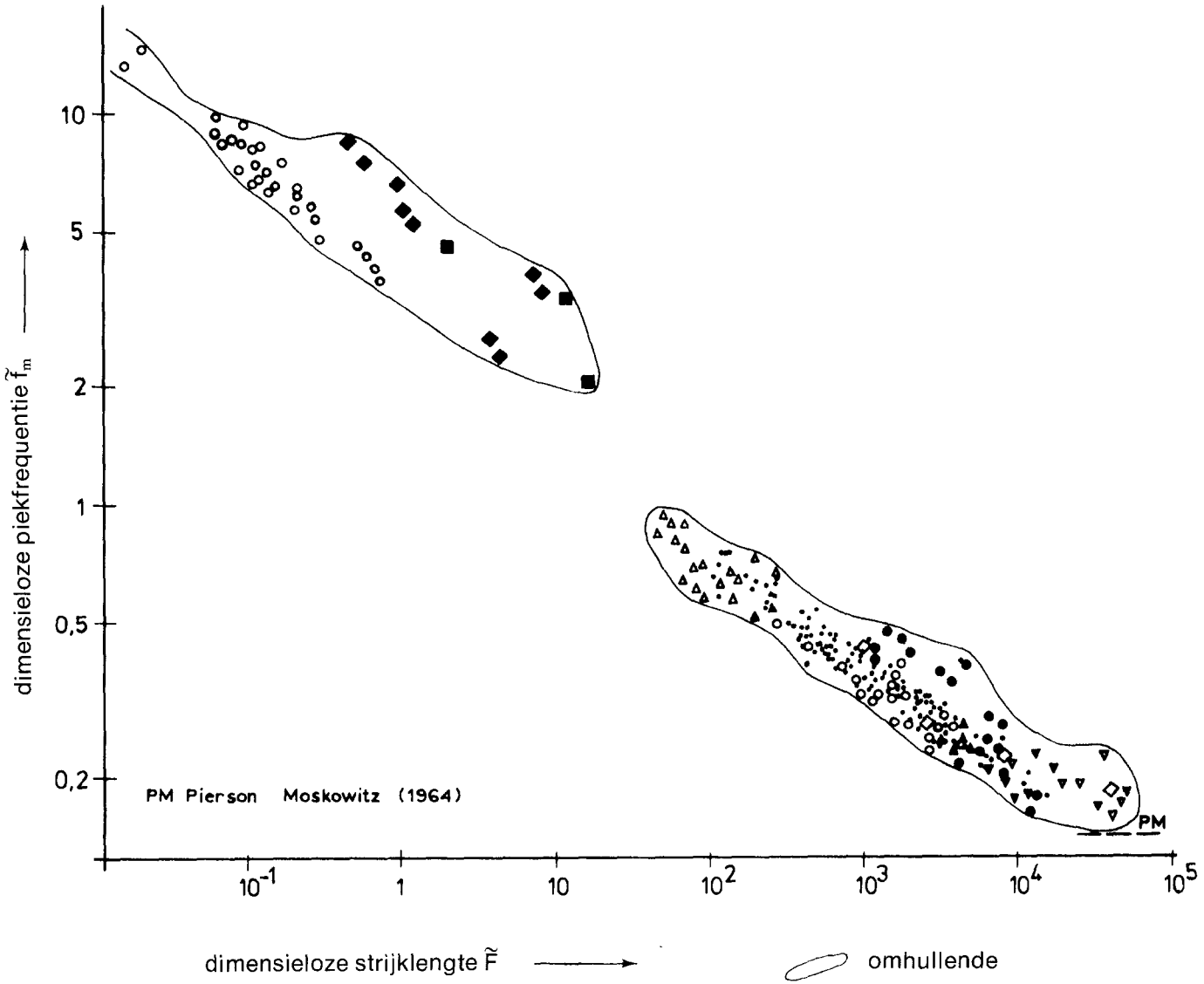


naar Hasselmann e.a. (1973)

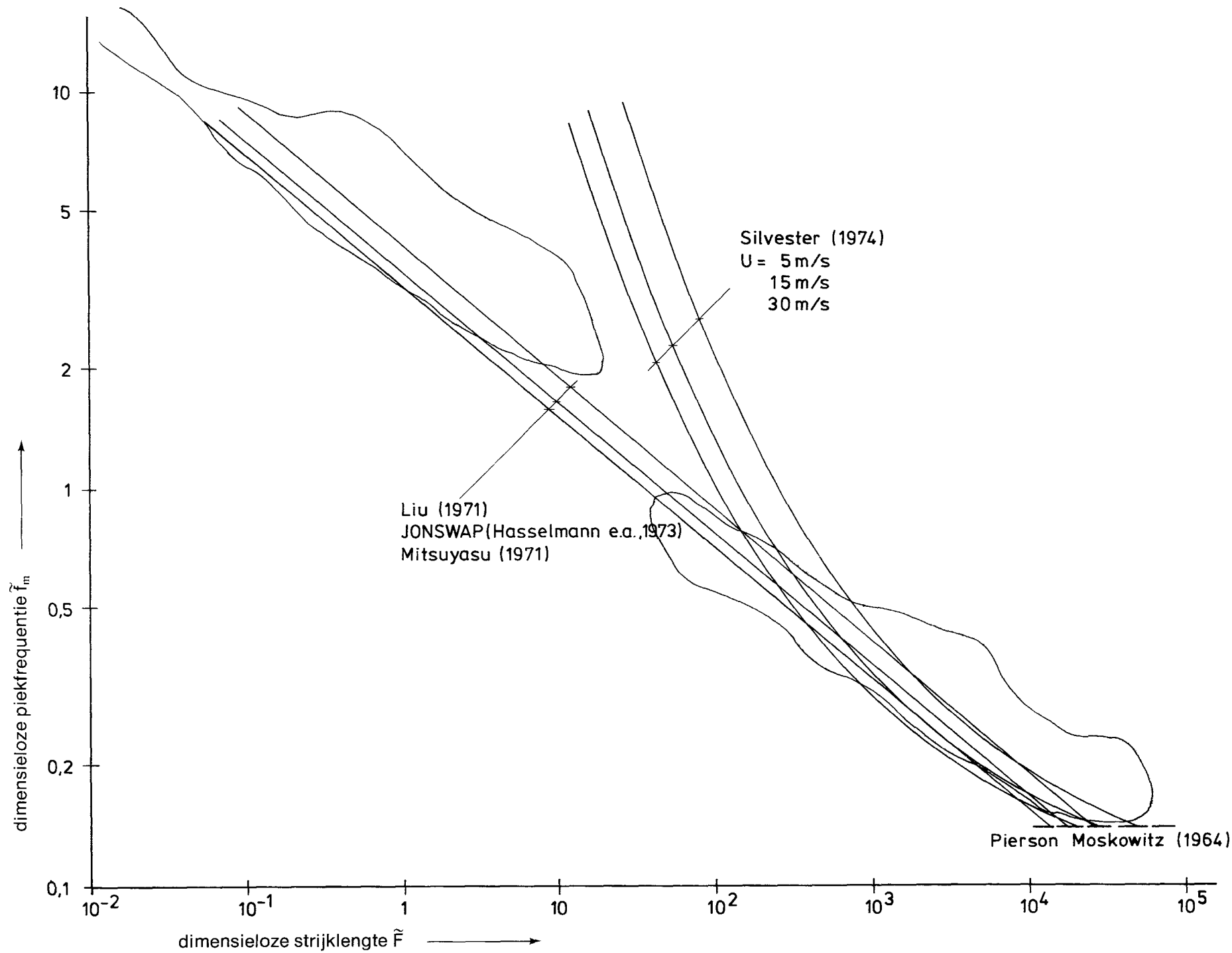


naar Hasselmann e.a. (1973)

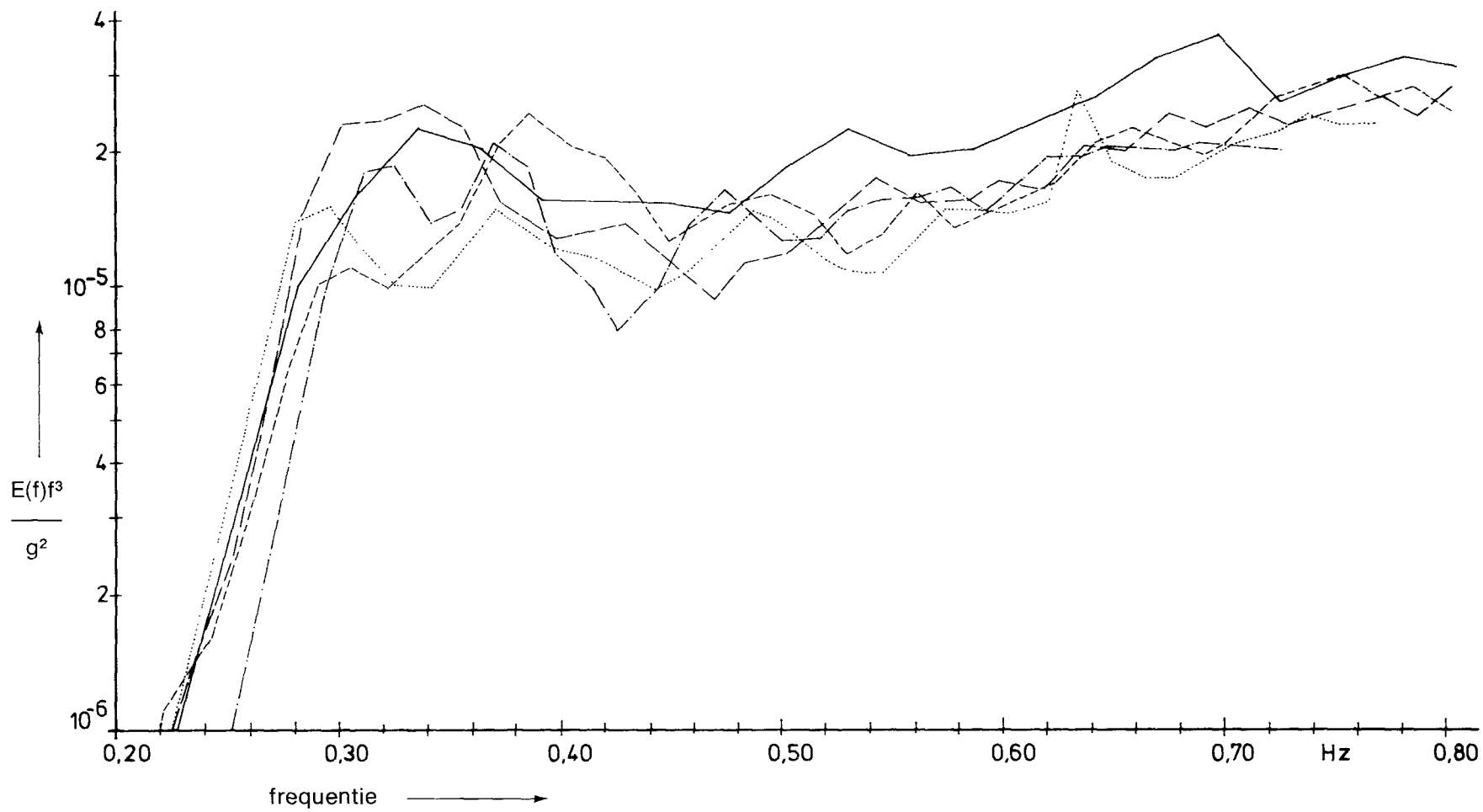




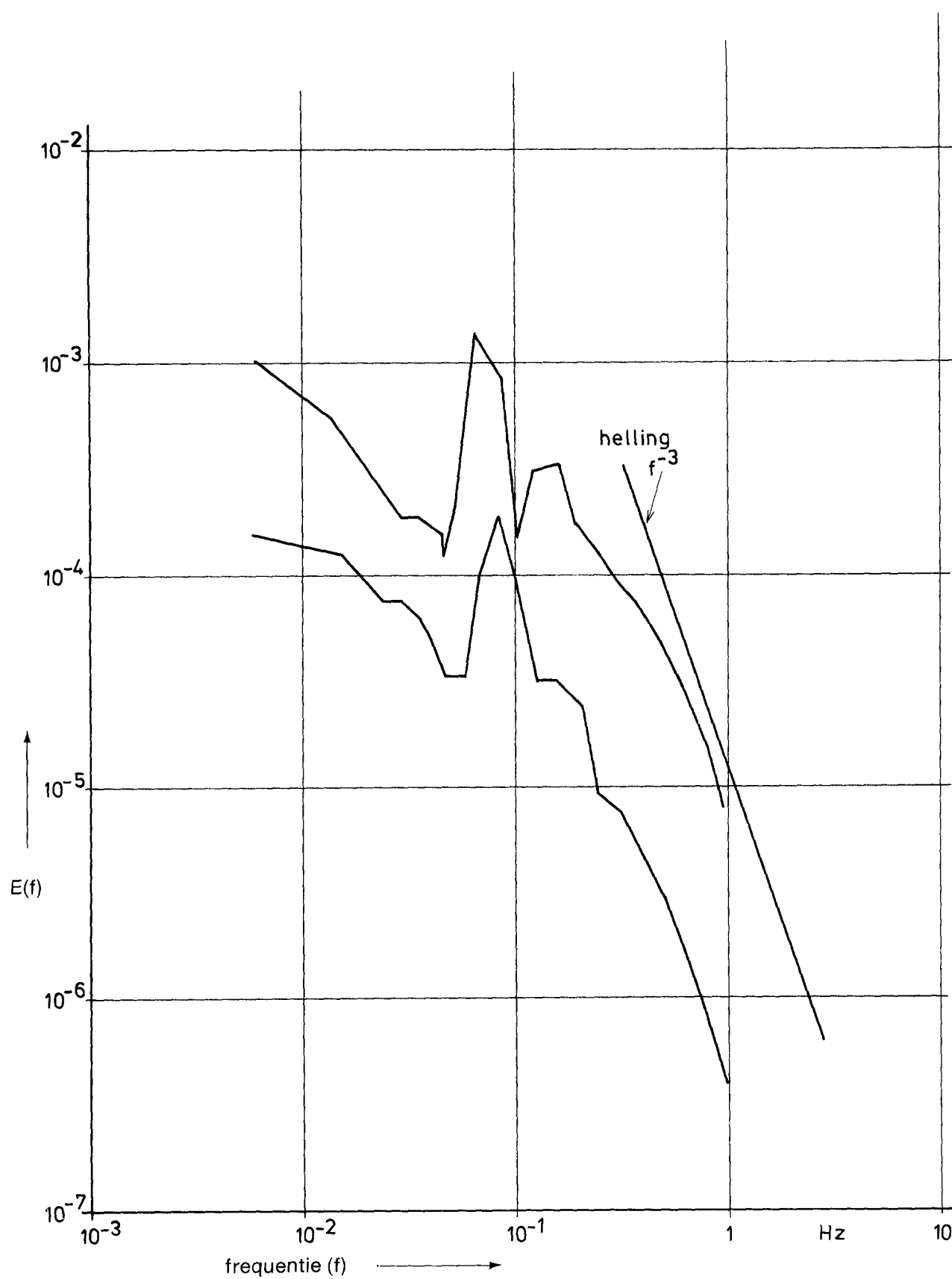
naar Hasselmann e.a. (1973)



omhullende, zie Bijlage 15



naar Kitaigorodskii e.a. (1975)



De verhouding tussen de nulde momenten van een JONSWAP-type spectrum met $\sigma_a = 0,07$ en $\sigma_b = 0,09$ en een Pierson-Moskowitz-type spectrum met dezelfde waarden* voor f_m en α_0 wordt gegeven in onderstaande tabel. Tevens is gegeven de verhouding F_2 tussen de gemiddelde perioden $\bar{T} (= m_1/m_0)$ en een analytische benadering F_1^* voor F_1 .

γ_0	$F_1 = \frac{m_0 \text{ JONSWAP-type}}{m_0 \text{ P-M-type}}$	$F_1^* = 0,22\gamma_0 + 0,78$	$F_2 = \frac{m_1/m_0 \text{ JONSWAP}}{m_1/m_0 \text{ P-M-type}}$
1,0	1,0	1,0	1,0
2	1,24	1,22	0,95
3	1,46	1,44	0,93
3,3	1,52	1,50	0,92
4	1,66	1,66	0,91
5	1,86	1,88	0,90
6	2,04	2,10	0,89

Onder de voorwaarde dat F_2 gelijk gesteld wordt aan 1,0 kan het JONSWAP-type spectrum geschreven worden als een Pierson-Moskowitz-type spectrum vermenigvuldigd met een correctieterm waarin alleen $H_s (= 4\sqrt{m_0})$ en $\bar{T} (= m_1/m_0)$ vrije parameters zijn:

$$E(f)_{\text{J-type}} = E(f)_{\text{PM-type}} \cdot F_1^{-1} \gamma_0 \exp\left(-\frac{(1,296 f \bar{T} - 1)^2}{2\sigma^2}\right)$$

$$\text{waar } E(f)_{\text{PM-type}} = 0,11 H_s^2 \bar{T} (\bar{T} f)^{-5} \exp\left(-0,44 (\bar{T} f)^{-4}\right)$$

$$\sigma = 0,07 \text{ voor } f \leq (1,296 \bar{T})^{-1}$$

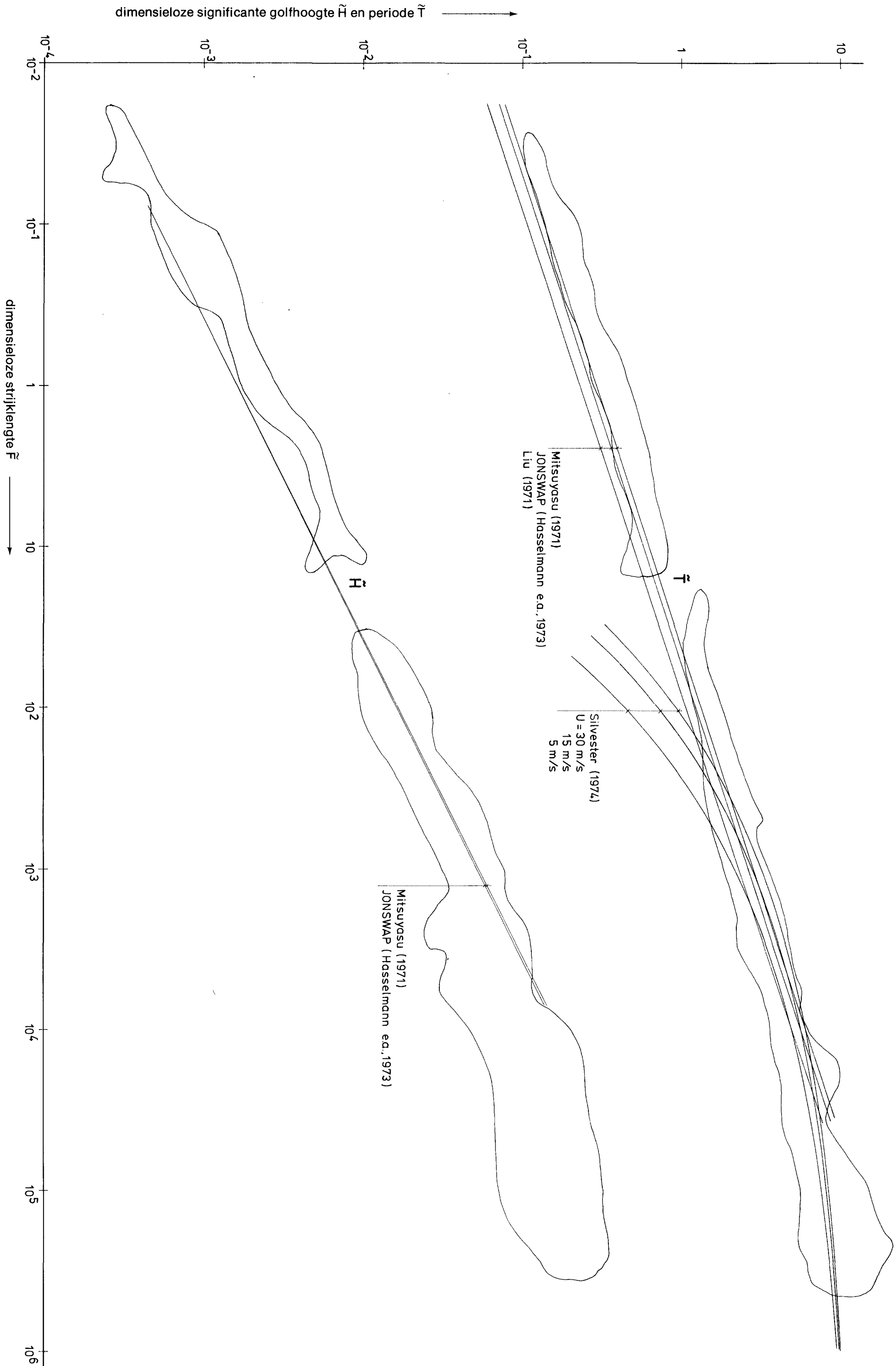
$$\sigma = 0,09 \text{ voor } f > (1,296 \bar{T})^{-1}$$

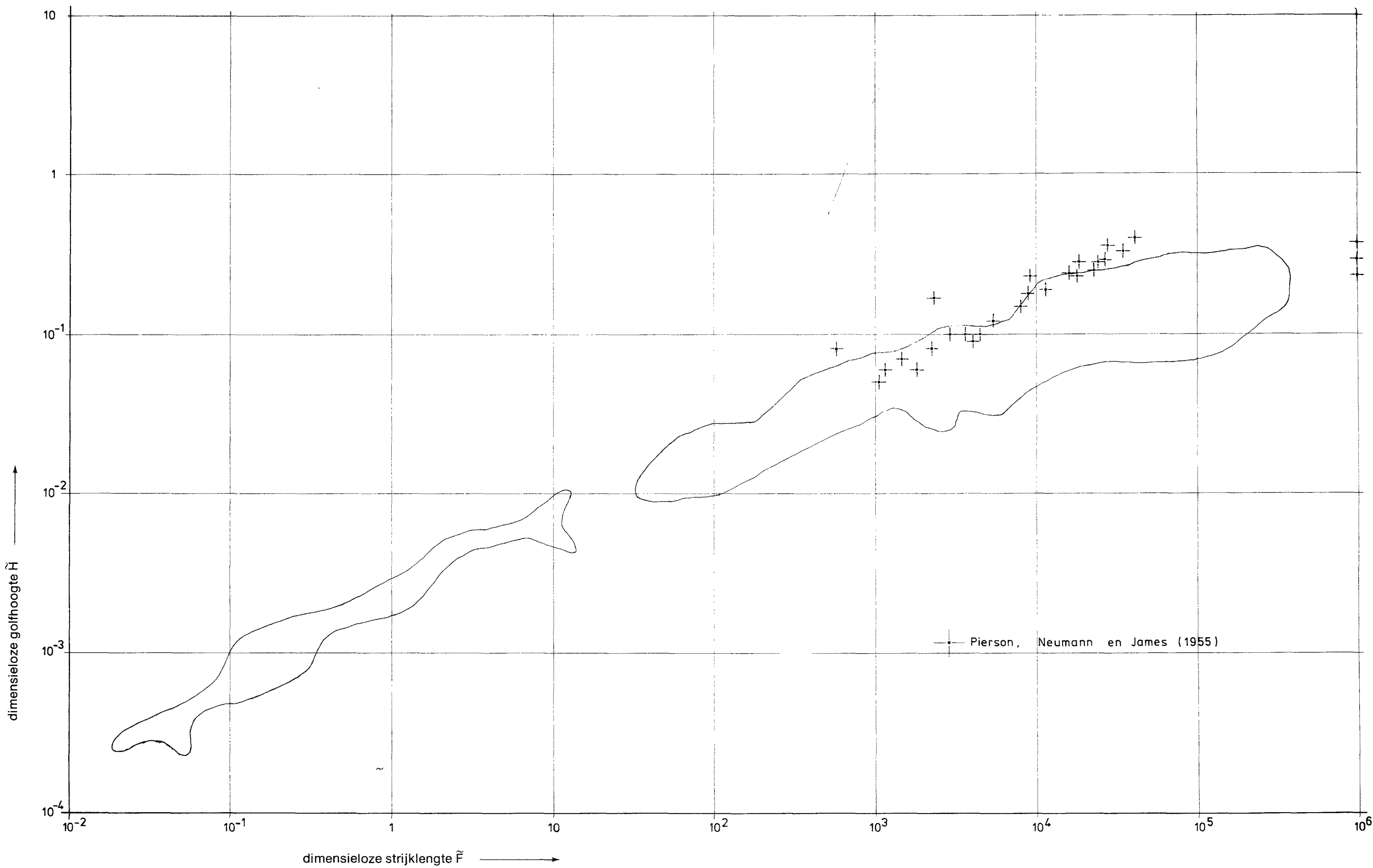
Als $\gamma_0 = 3,3$ (JONSWAP spectrum), dan kan het JONSWAP spectrum geschreven worden als:

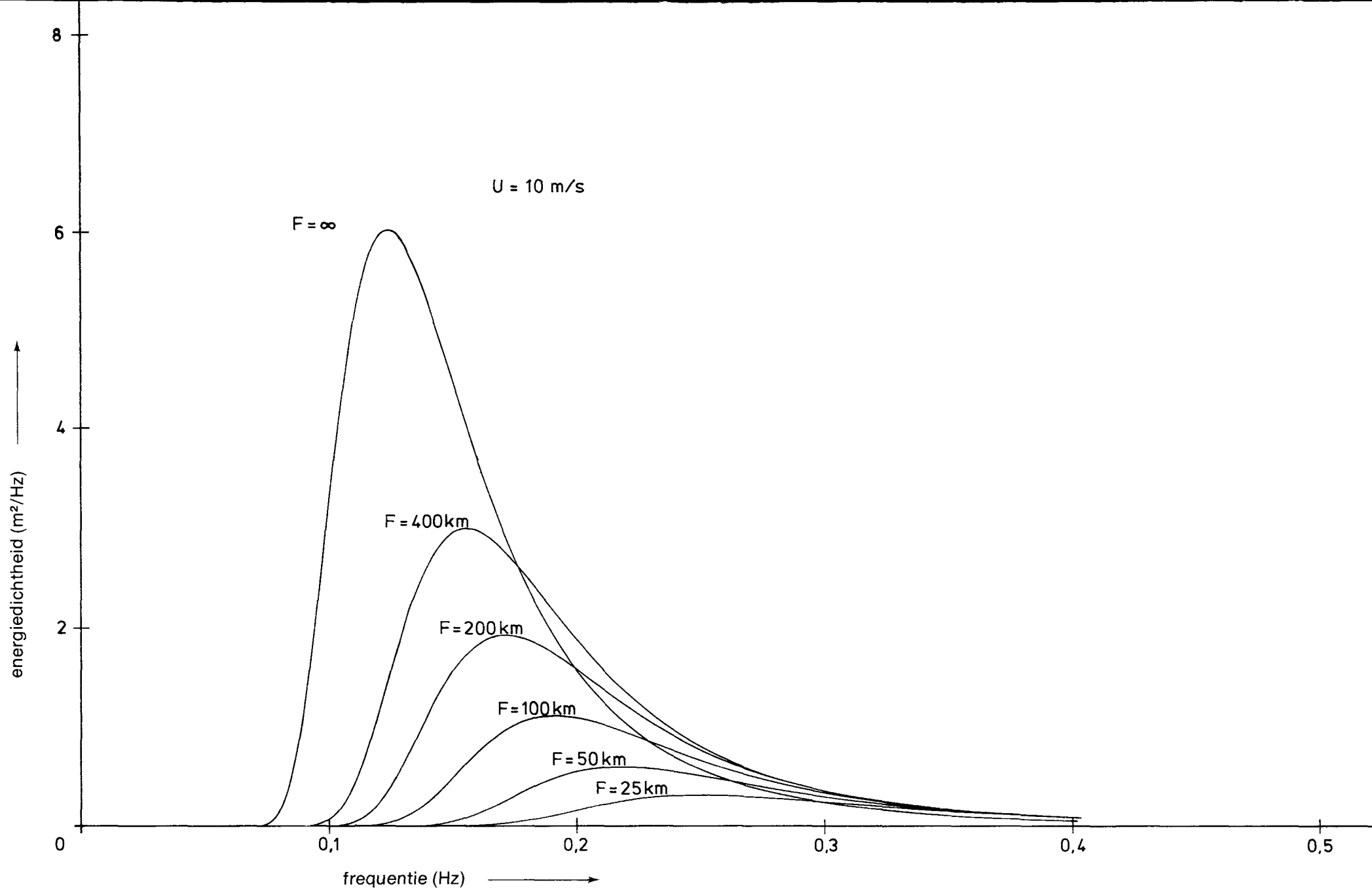
$$E(f)_{\text{JONSWAP}} = 0,072 H_s^2 \bar{T} (\bar{T} f)^{-5} \exp\left(-0,44 (\bar{T} f)^{-4}\right) \times 3,3 \exp\left(-\frac{1}{2\sigma^2} (1,296 f \bar{T} - 1)^2\right)$$

bron: ISSC (1976)

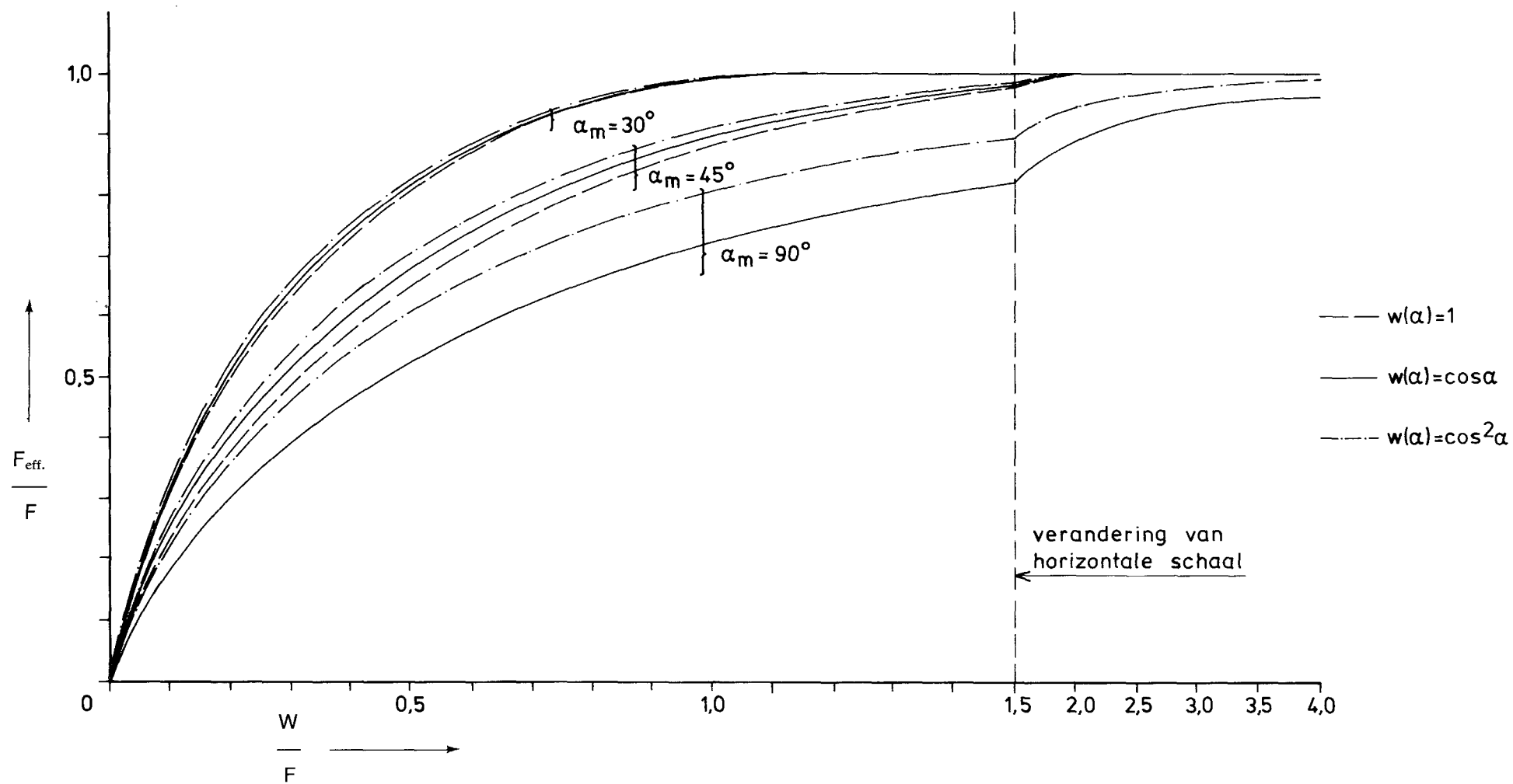
* dit wordt niet expliciet aangegeven in ISSC (1976).



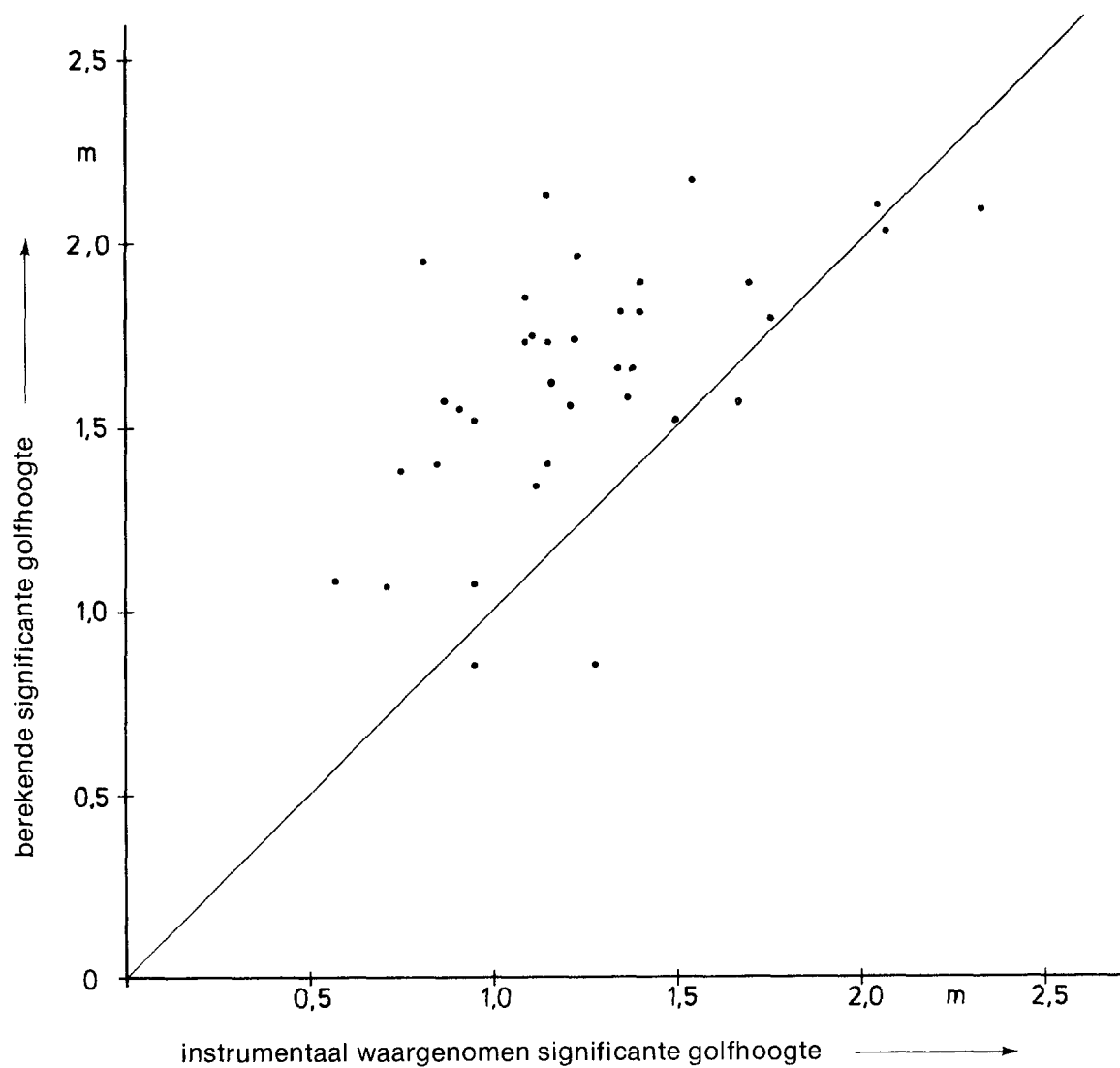




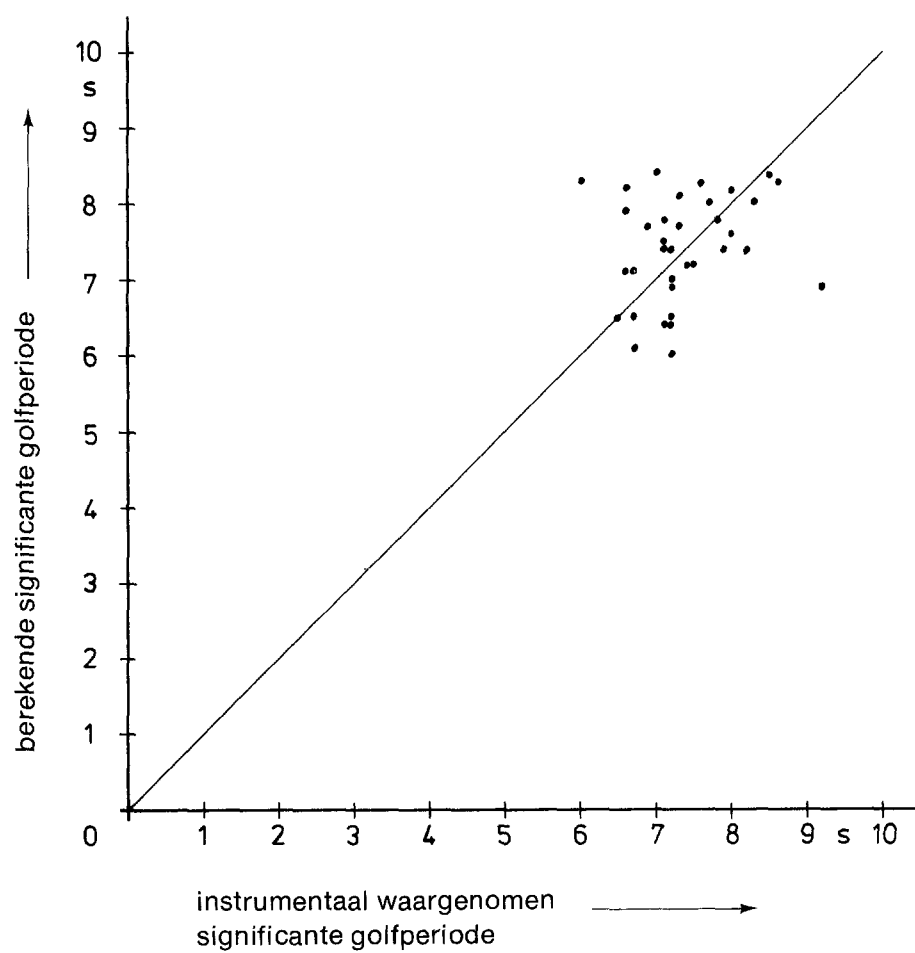
”overshoot” volgens Bretschneider (1973)



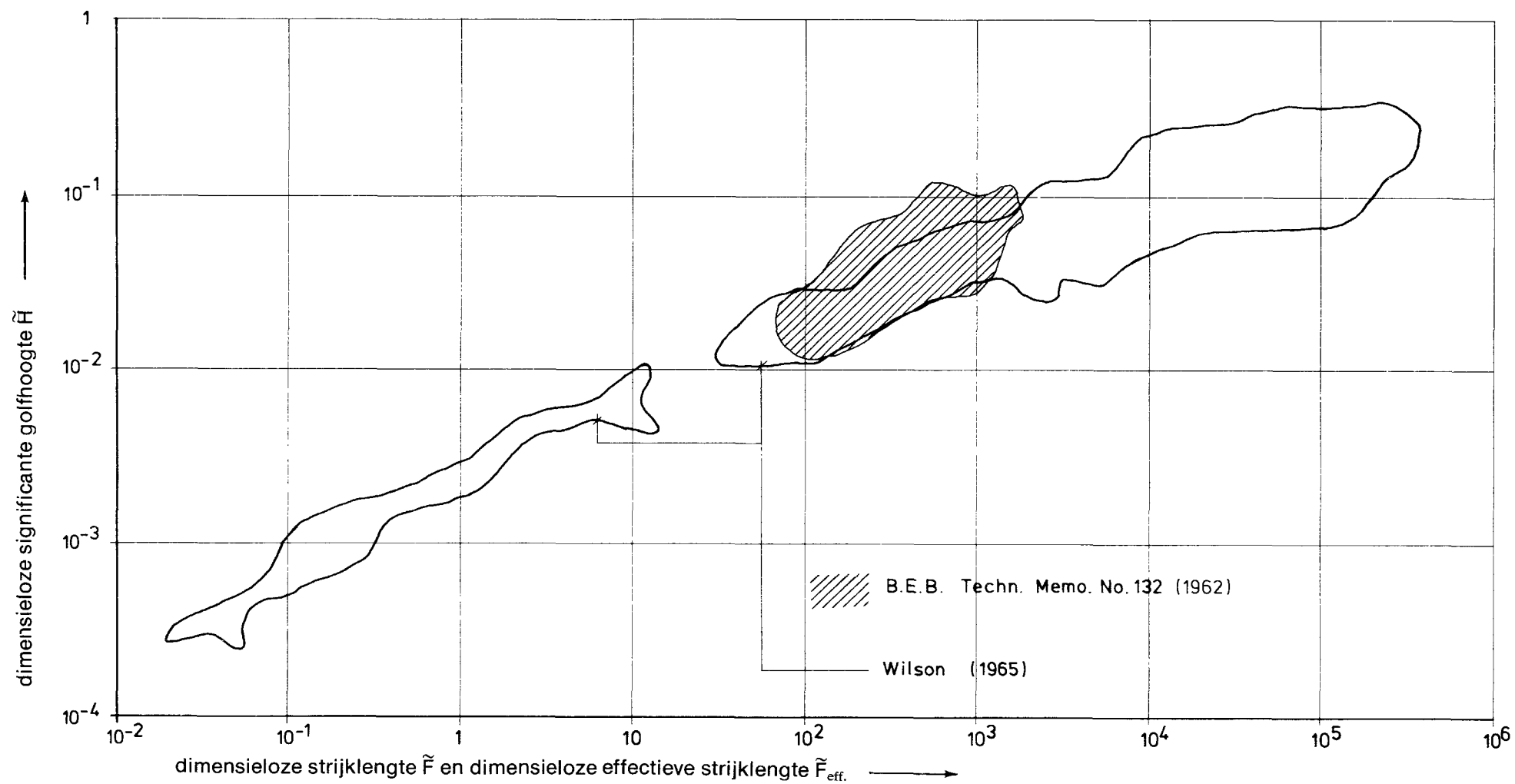
bronnen: Saville (1954) en Tang (1970)

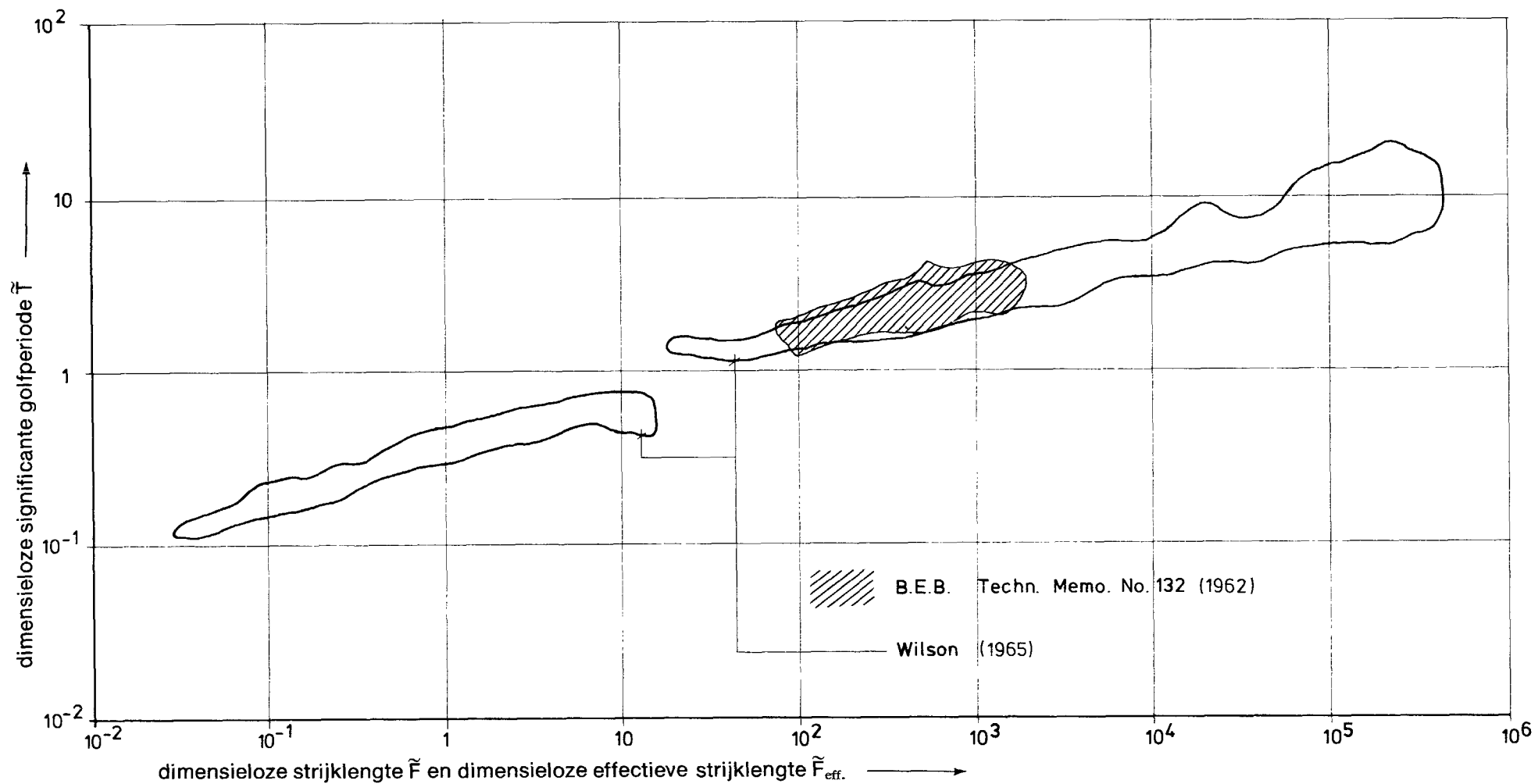


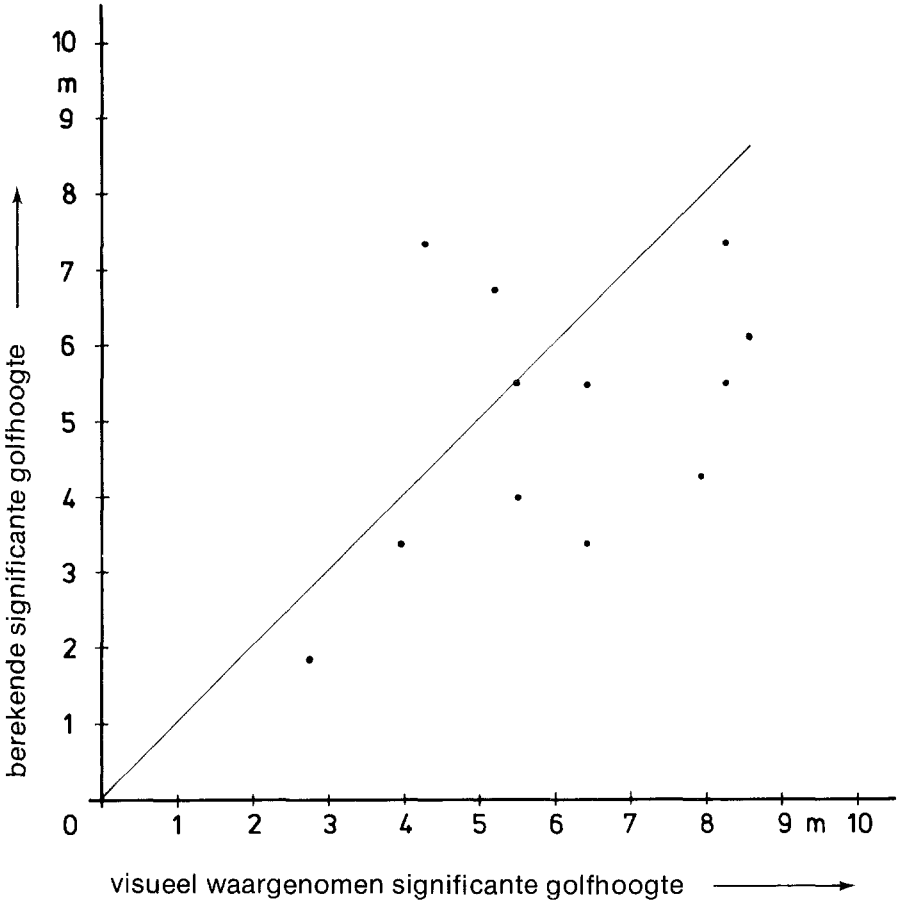
bron: Tang (1970)



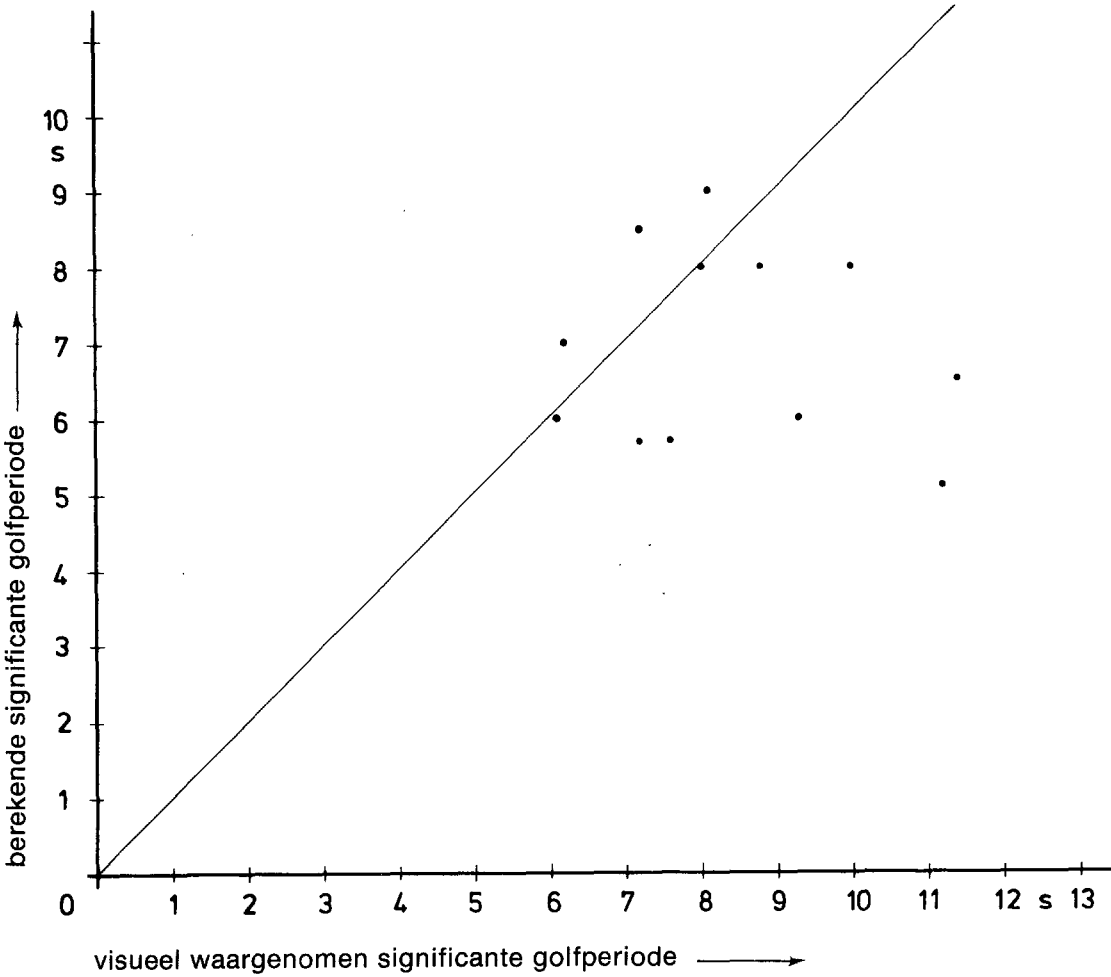
bron: Tang (1970)



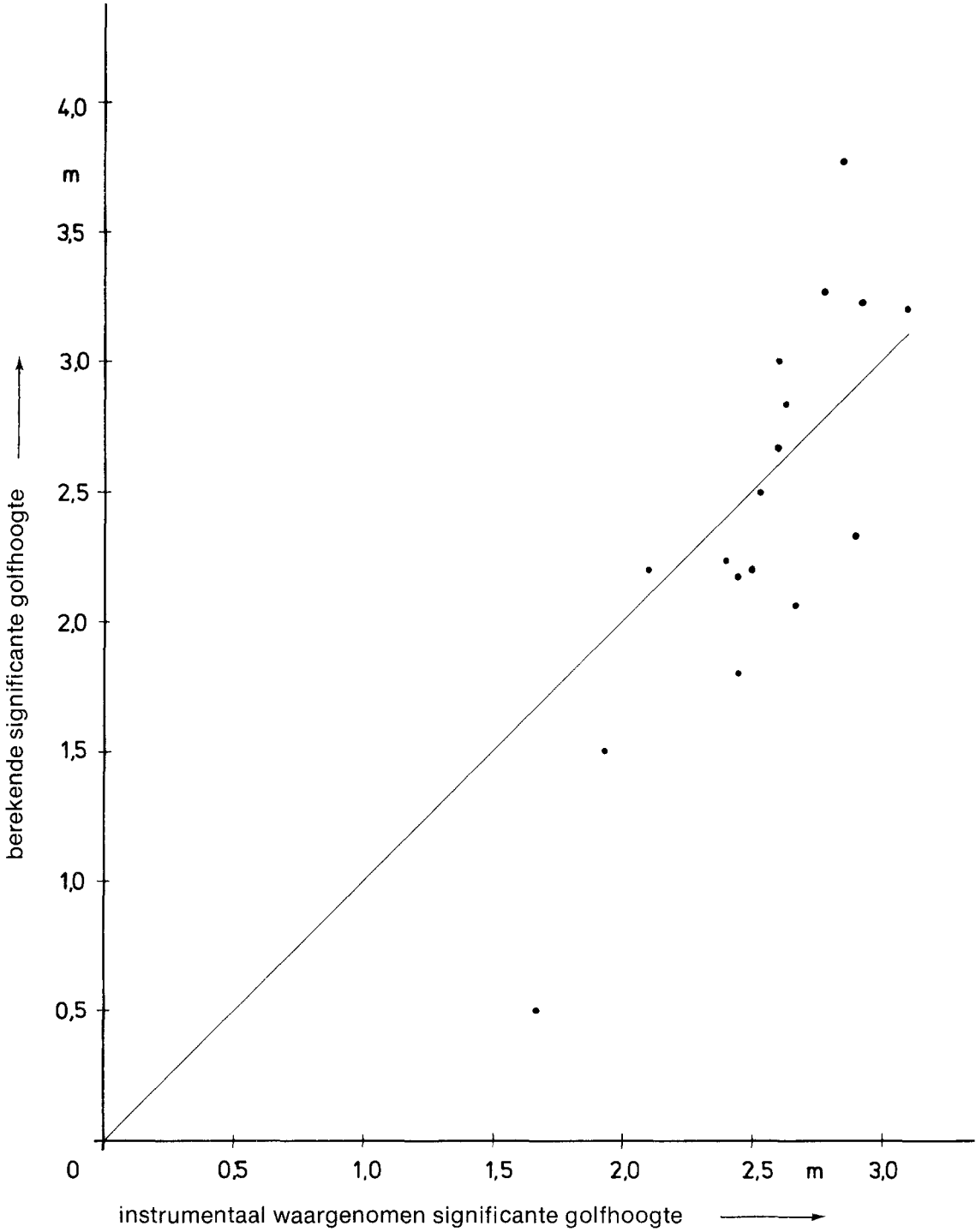




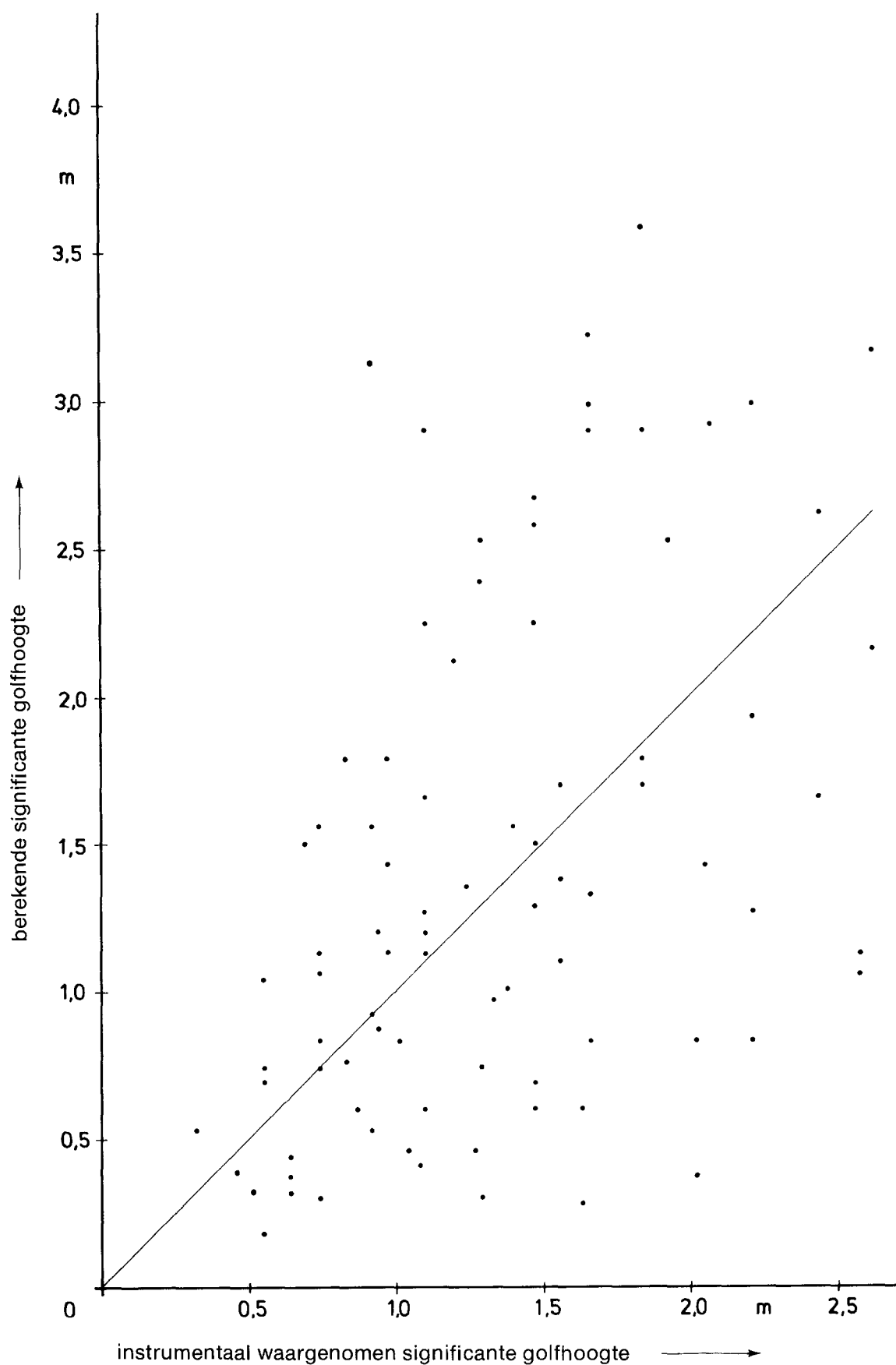
bron: Pierson Neumann en James (1955)

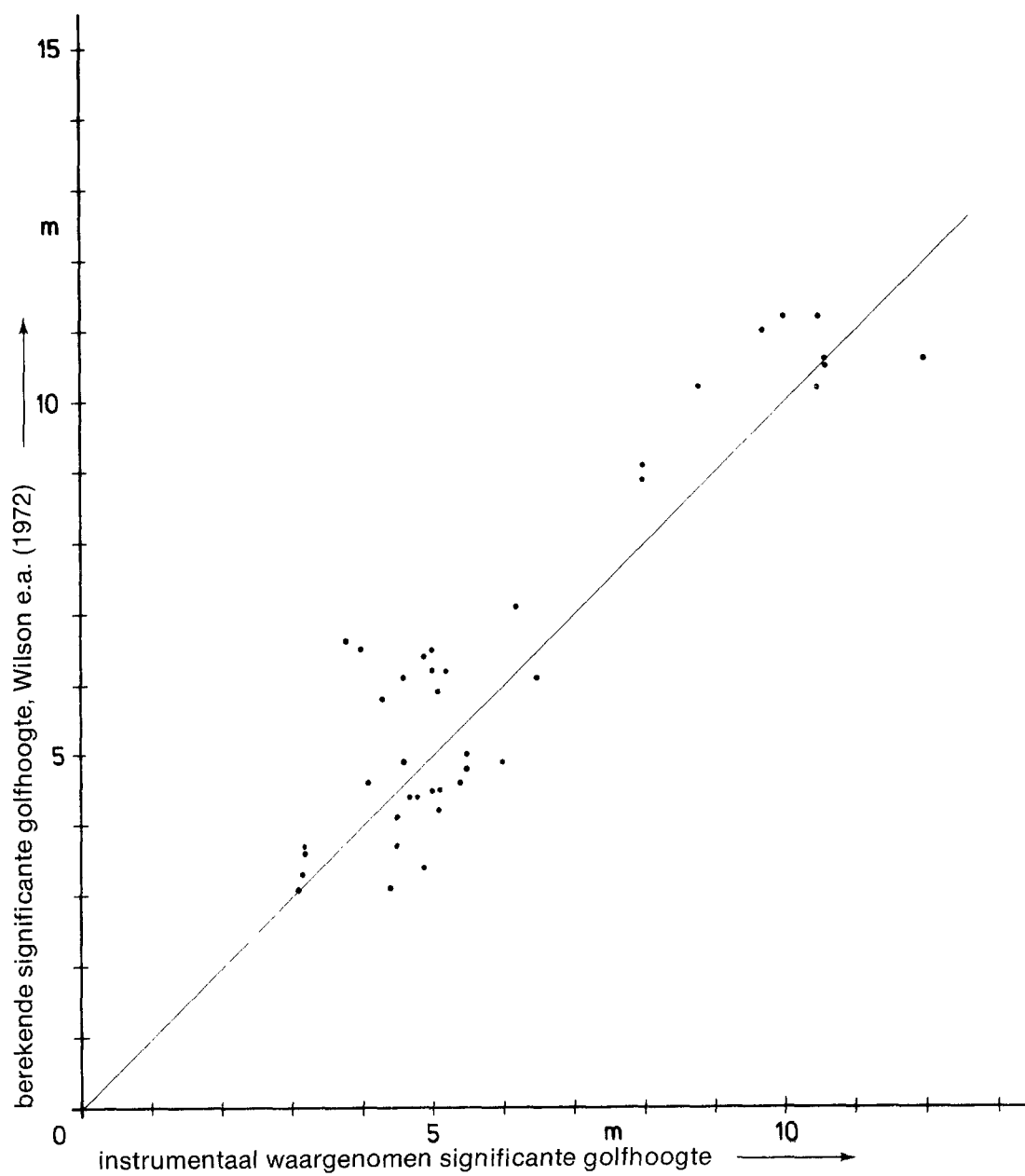


bron: Pierson Neumann en James (1955)

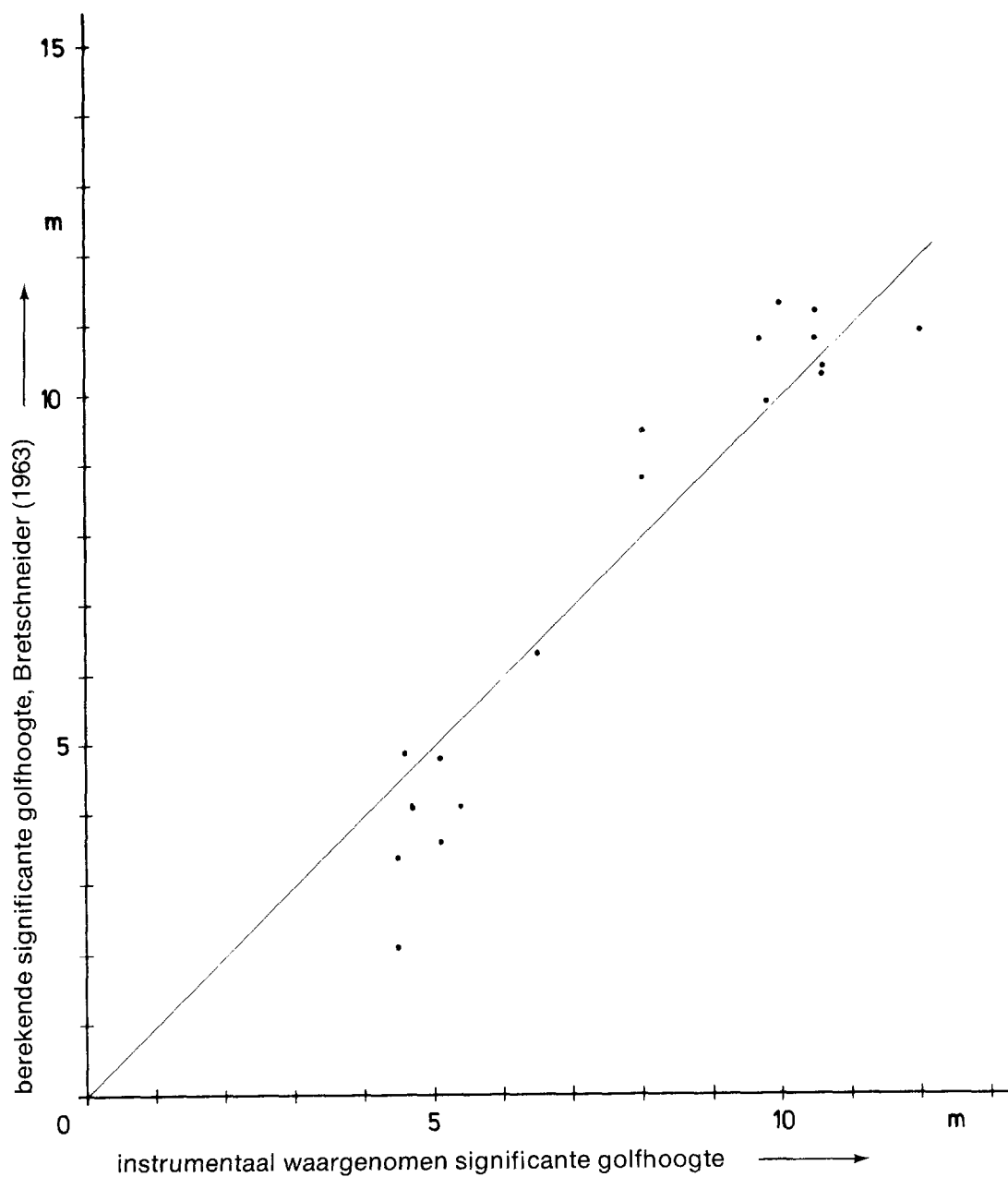


bron: Ou en Tang (1974)





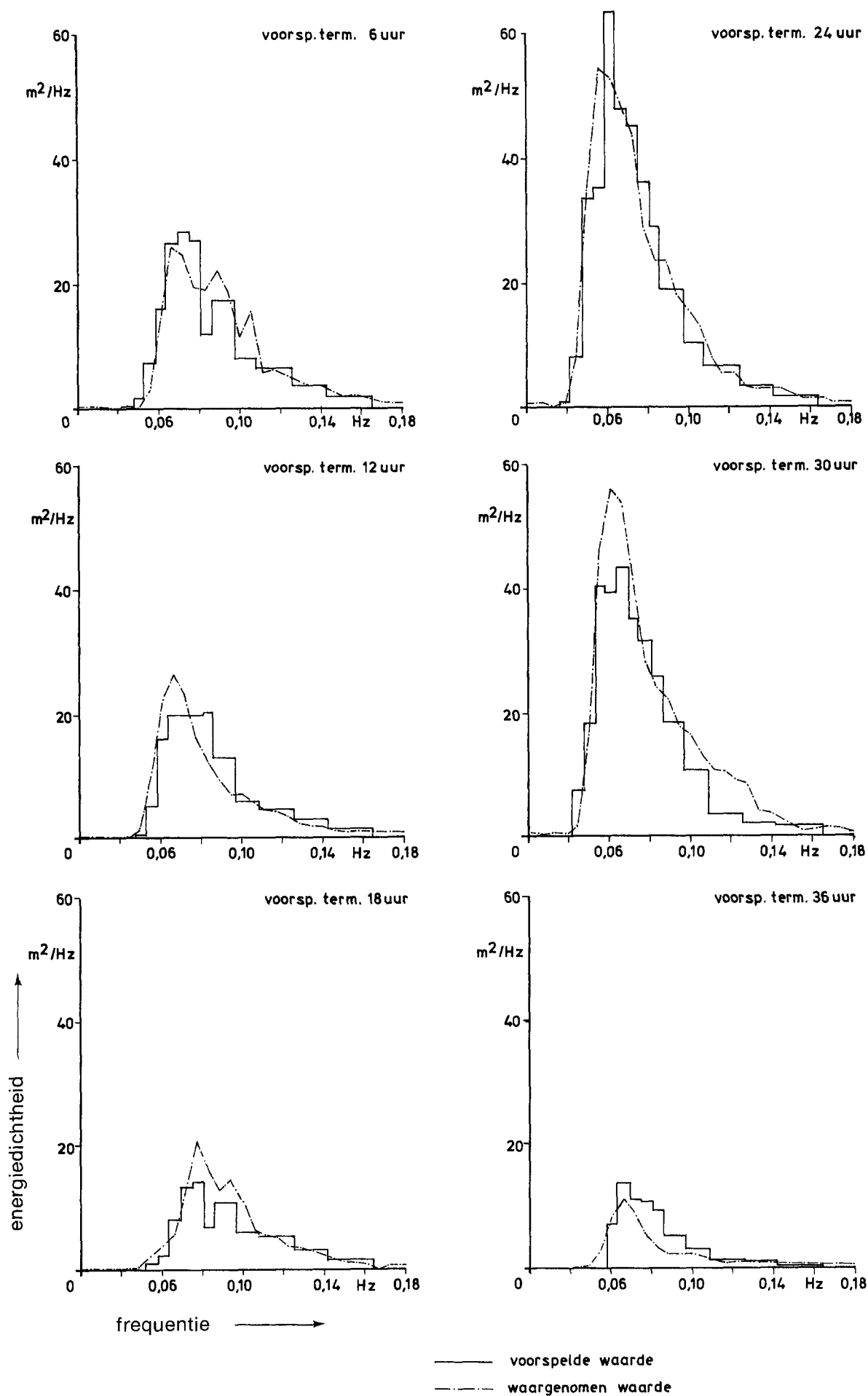
bron: Feldhausen e.a. (1973)



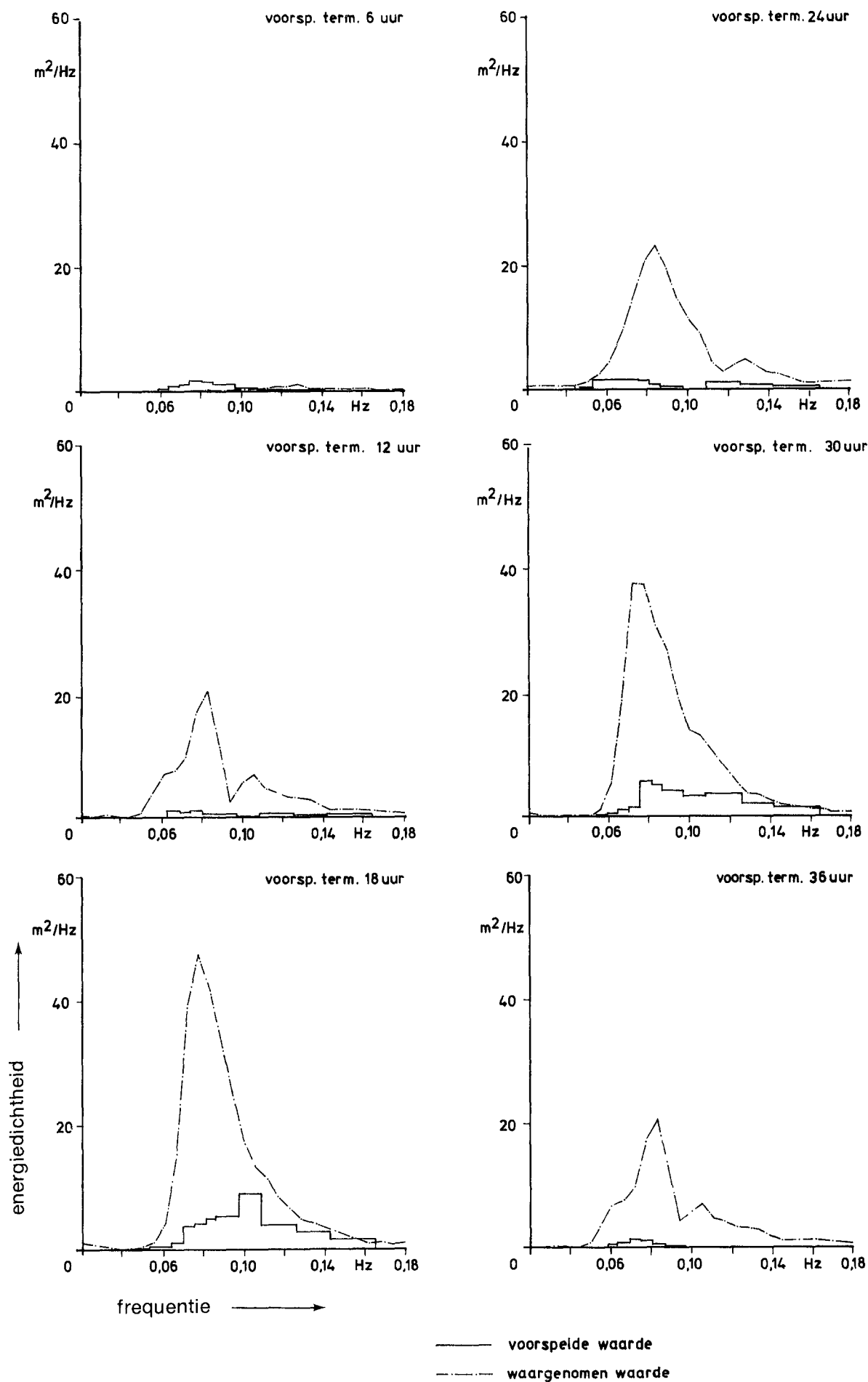
bron: Feldhausen e.a. (1973)

In bijlage 31a en 31b worden illustraties gegeven van voorspelde en waargenomen spectra volgens Bunting en Moskowitz (1970).

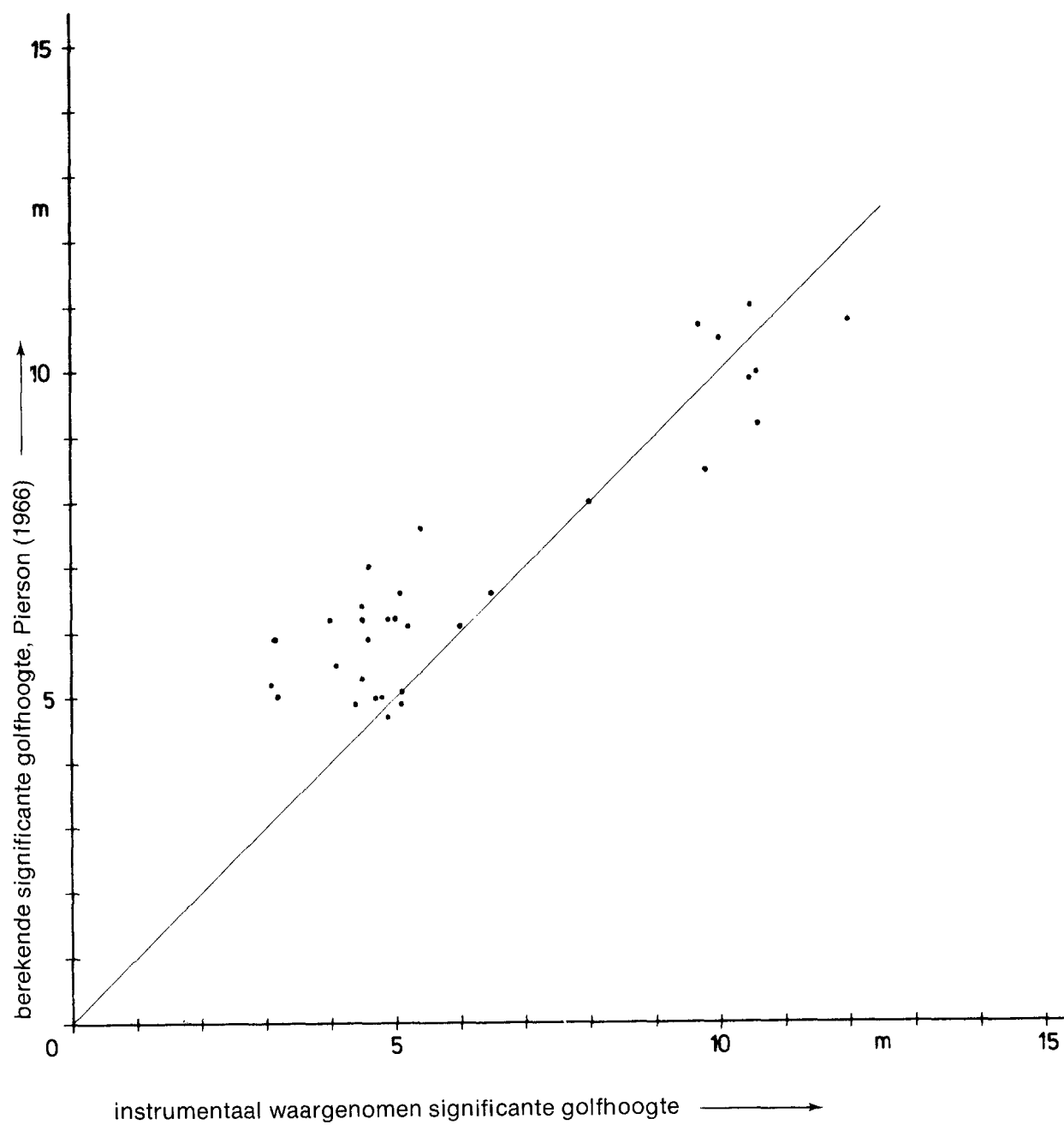
De eerste serie van zes geeft spectra die het beste overeenkomen met waarnemingen voor voorspellingstermijnen 6, 12, 18, 24, 30 en 36 uur. De tweede serie geeft de spectra met de slechtste overeenkomst voor dezelfde voorspellingstermijnen.



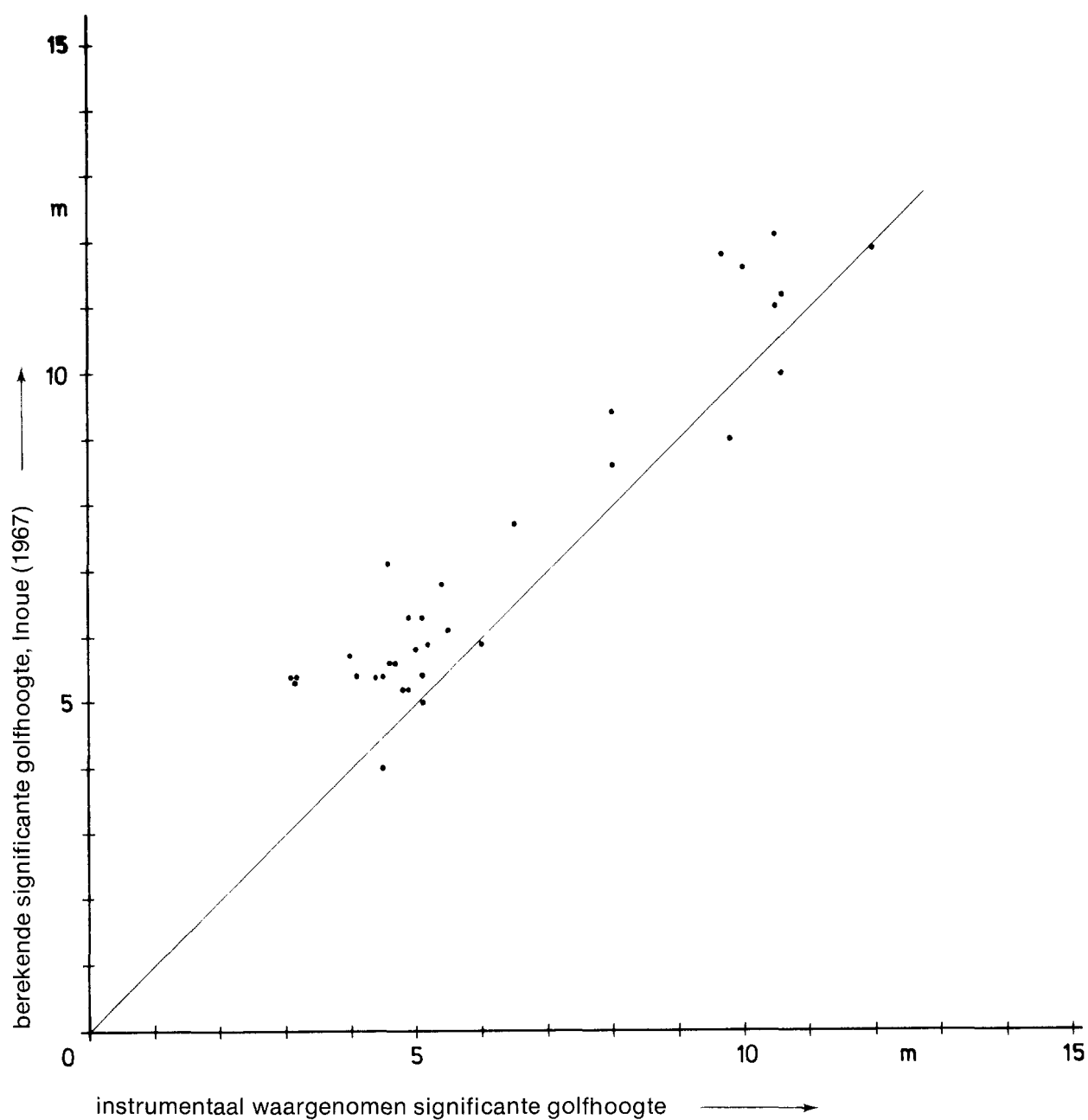
golfpectra – waargenomen tegenover voorspelde waarden, beste overeenkomst.



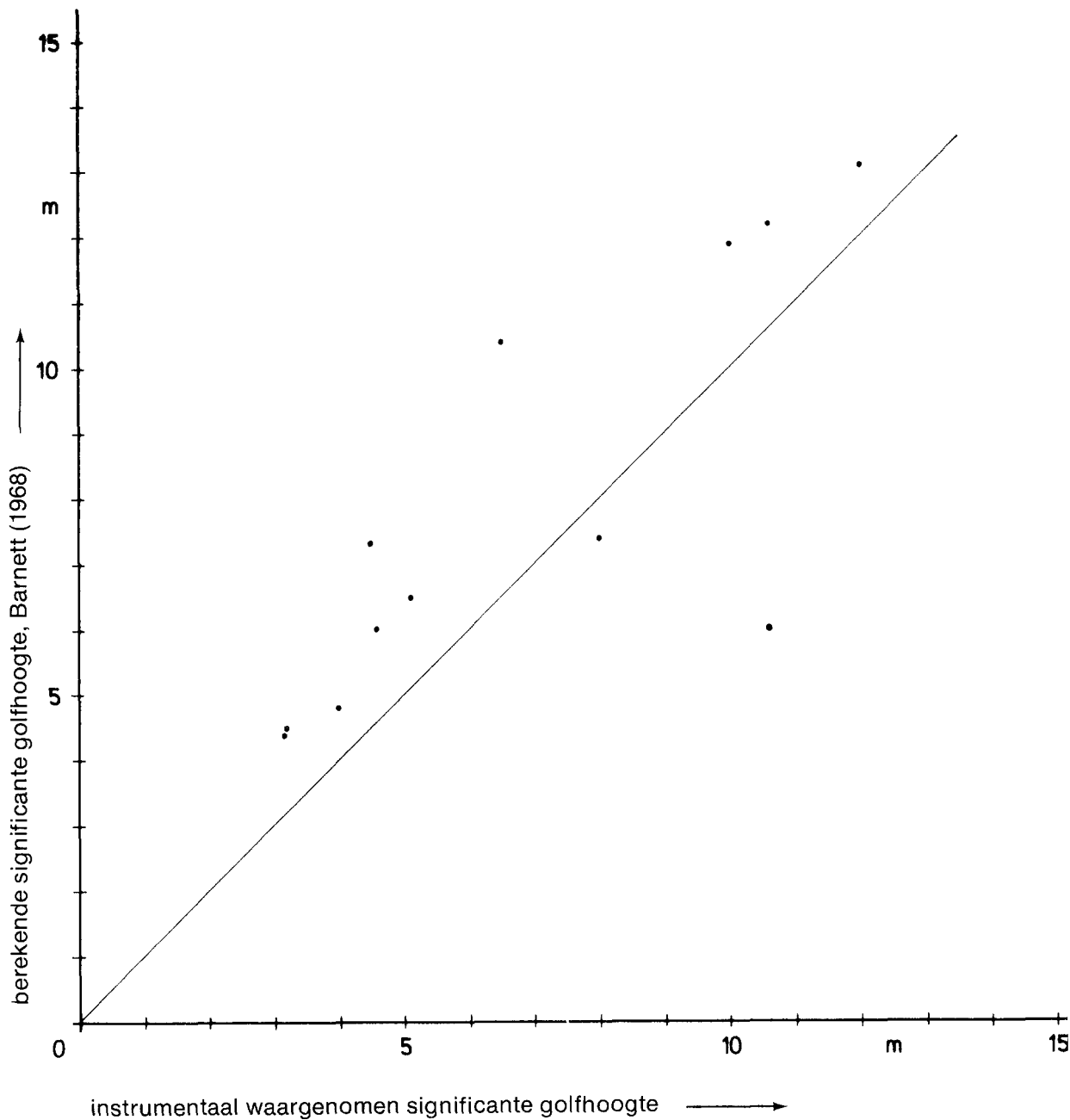
golfspectra – waargenomen tegenover voorspelde waarden, slechtste overeenkomst.



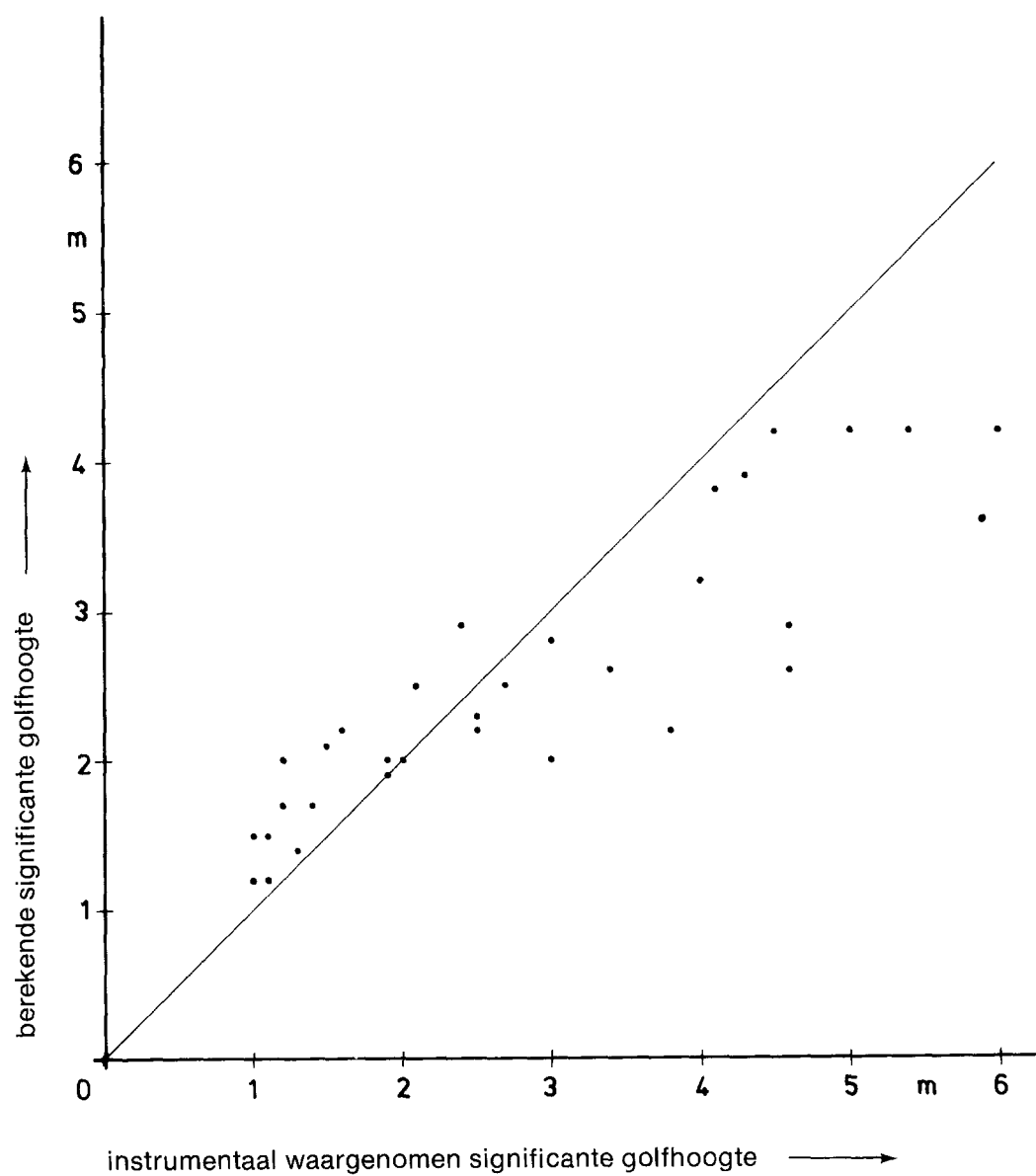
bron: Feldhausen e.a. (1973)



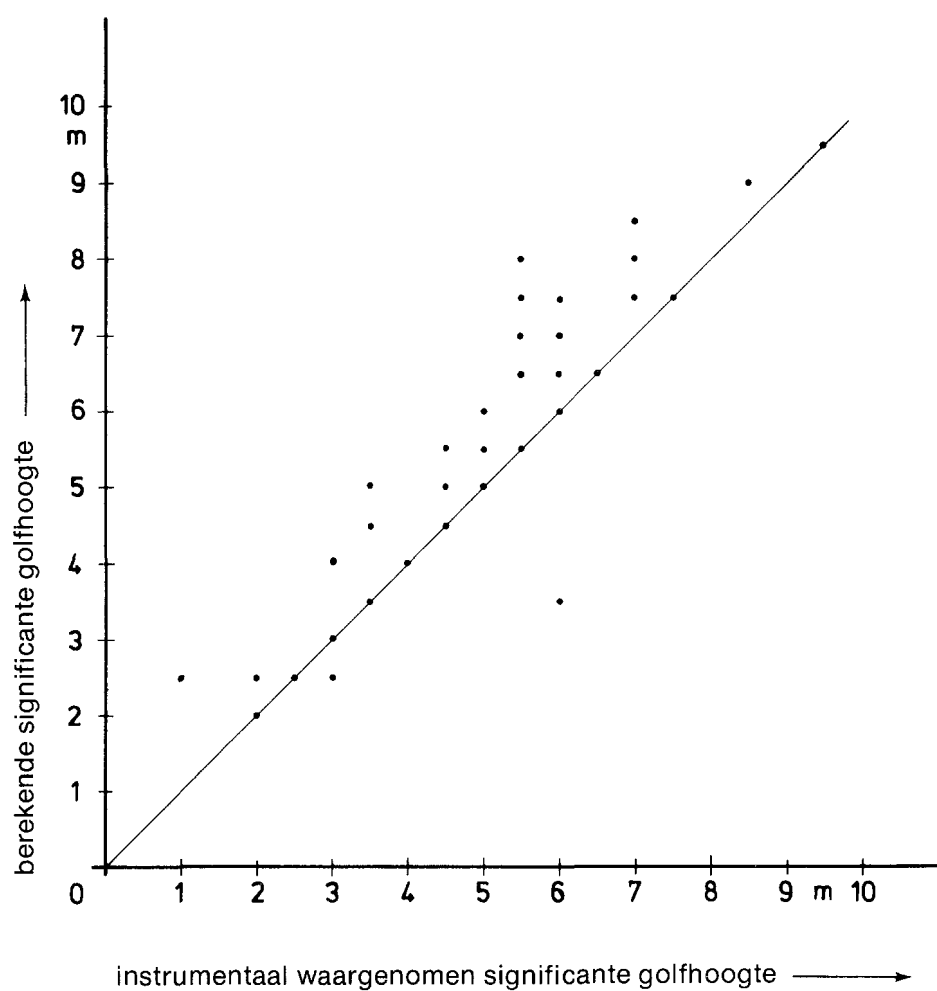
bron: Feldhausen e.a. (1973)



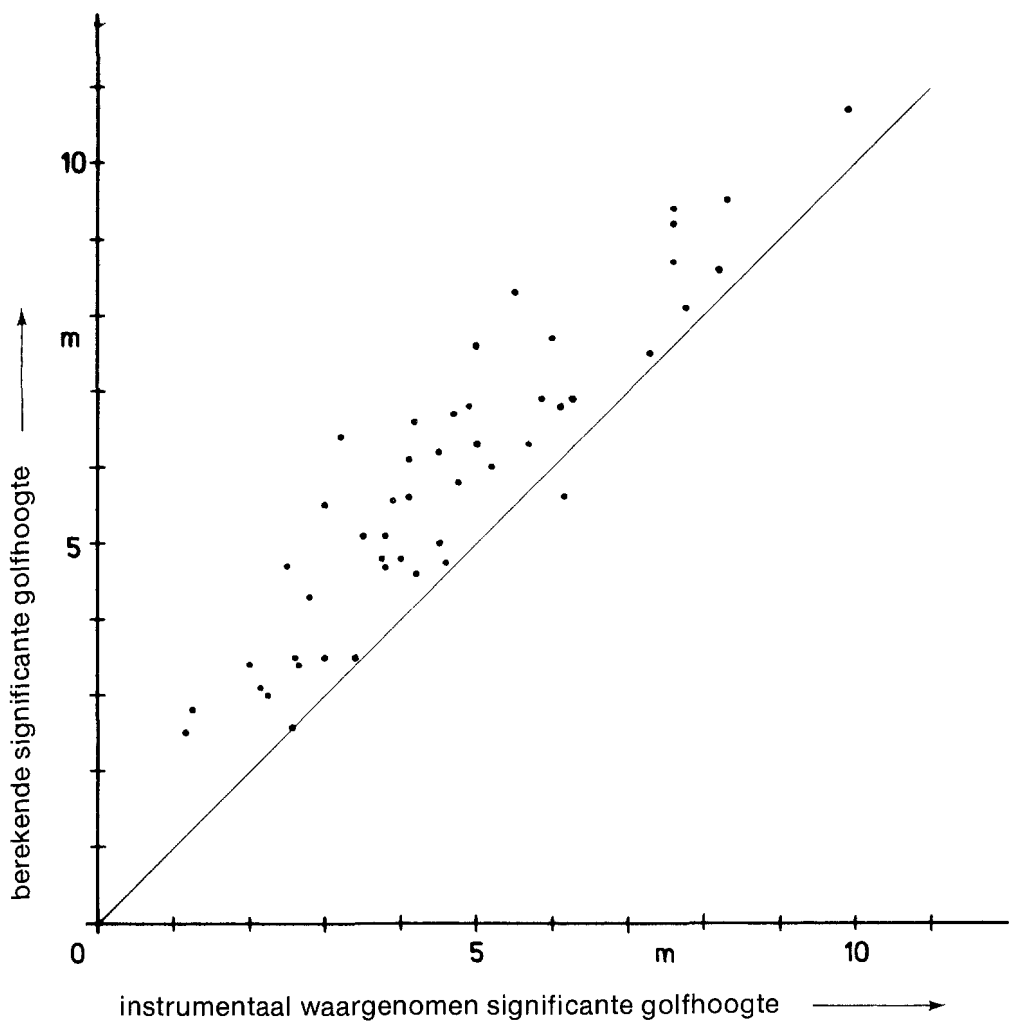
bron: Feldhausen e.a. (1973)



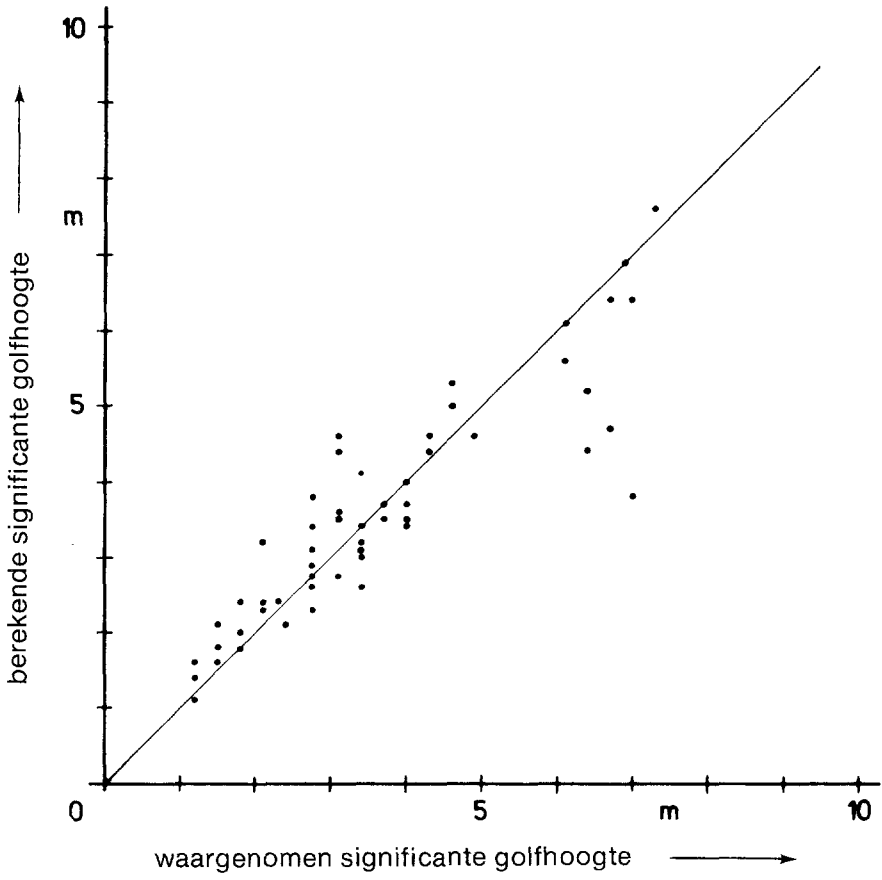
bron: Ewing (1971)



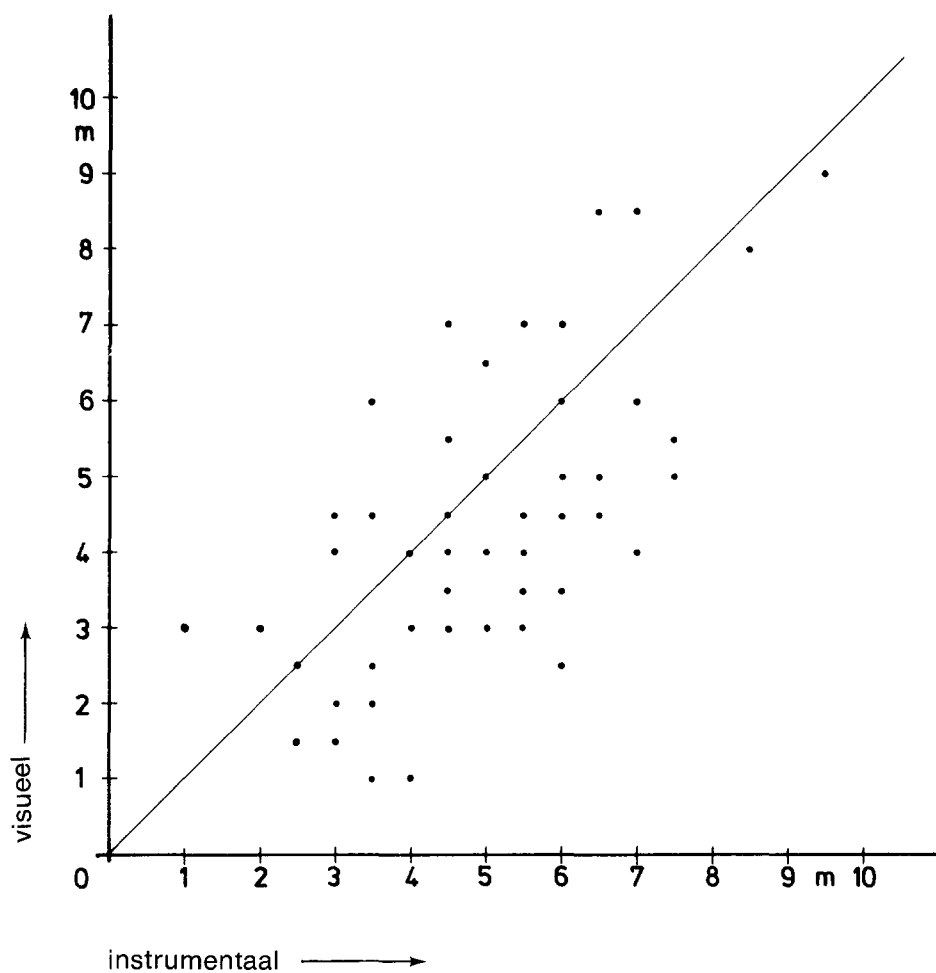
bron: Fons (1966)



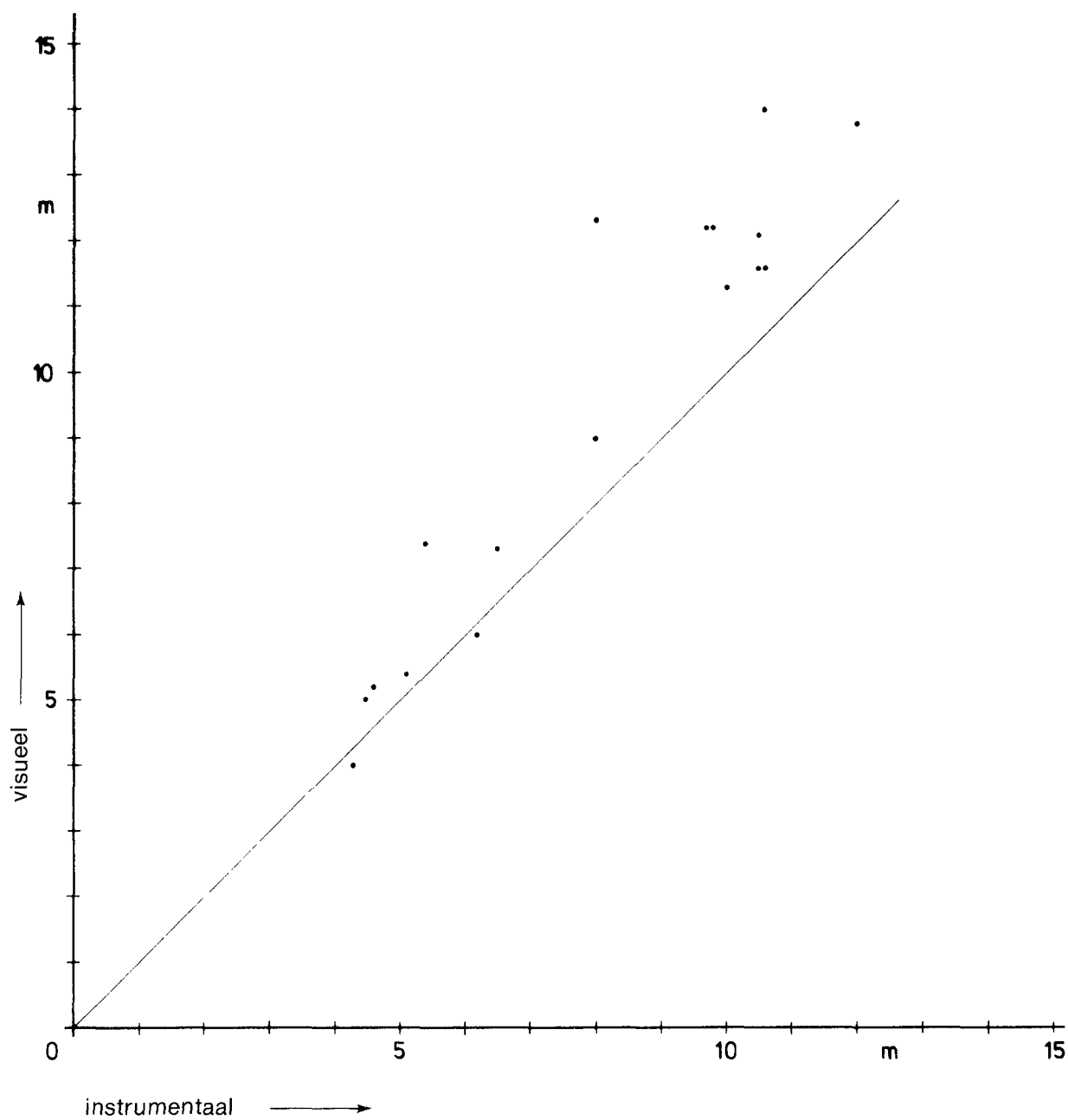
bron: Gelci en Chavy (1977)



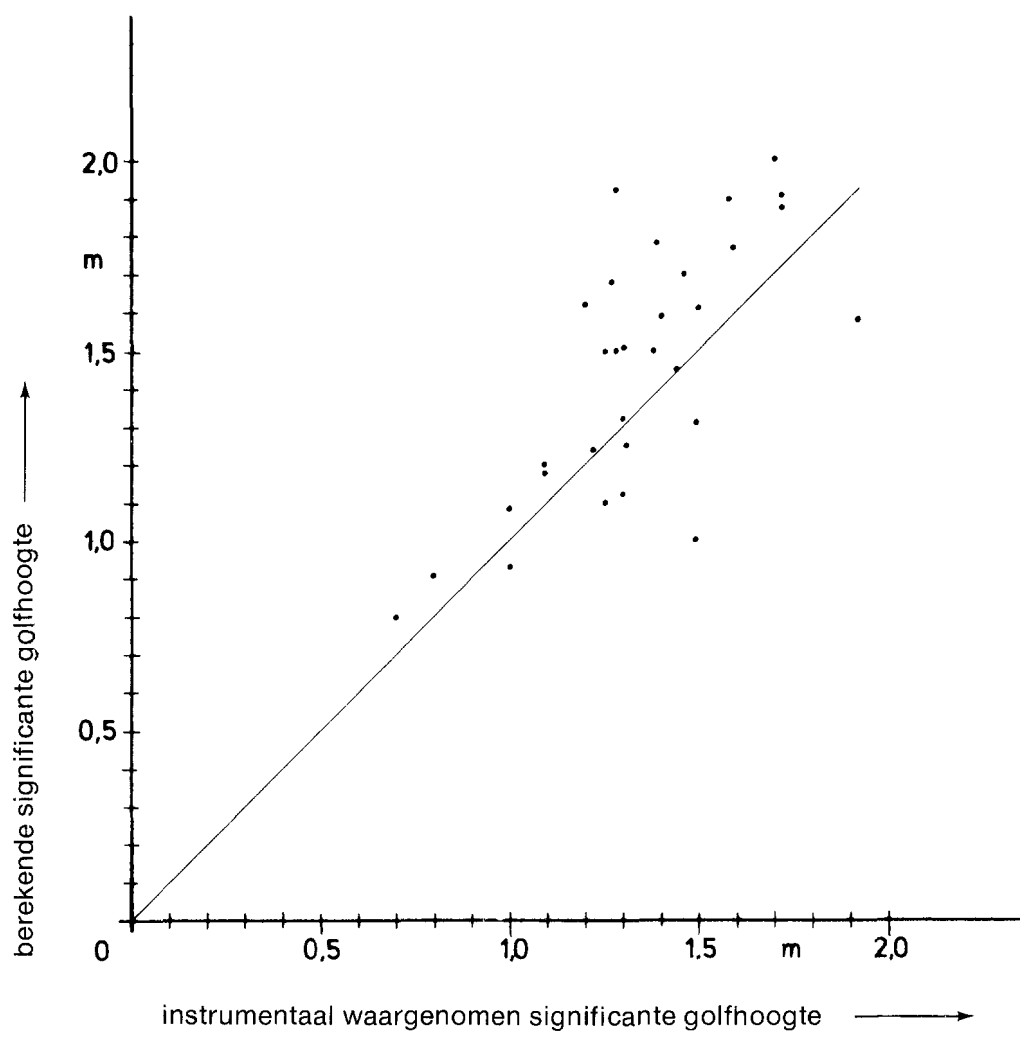
bron: Ocean Routes (1977)



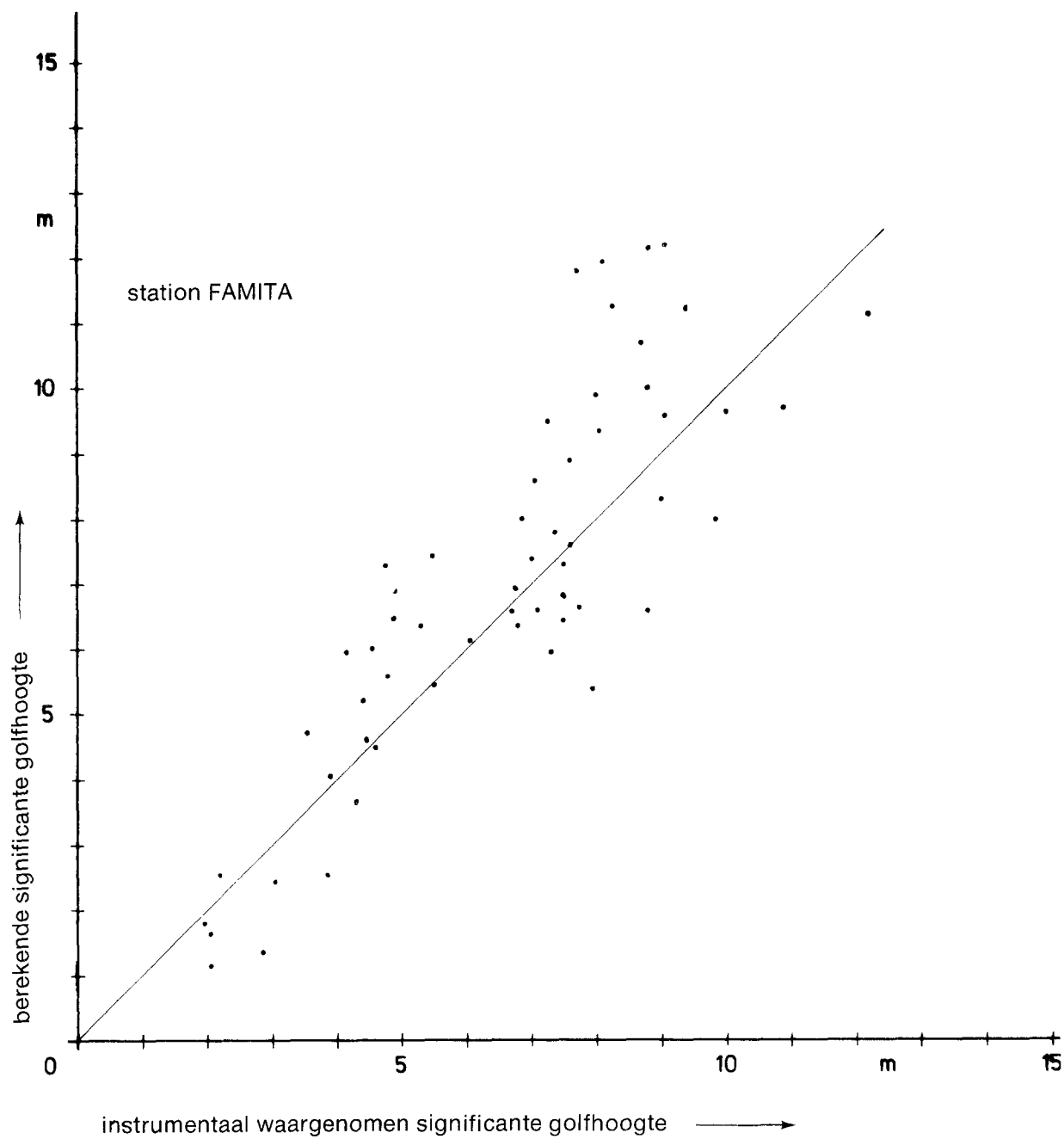
bron: Fons (1966)



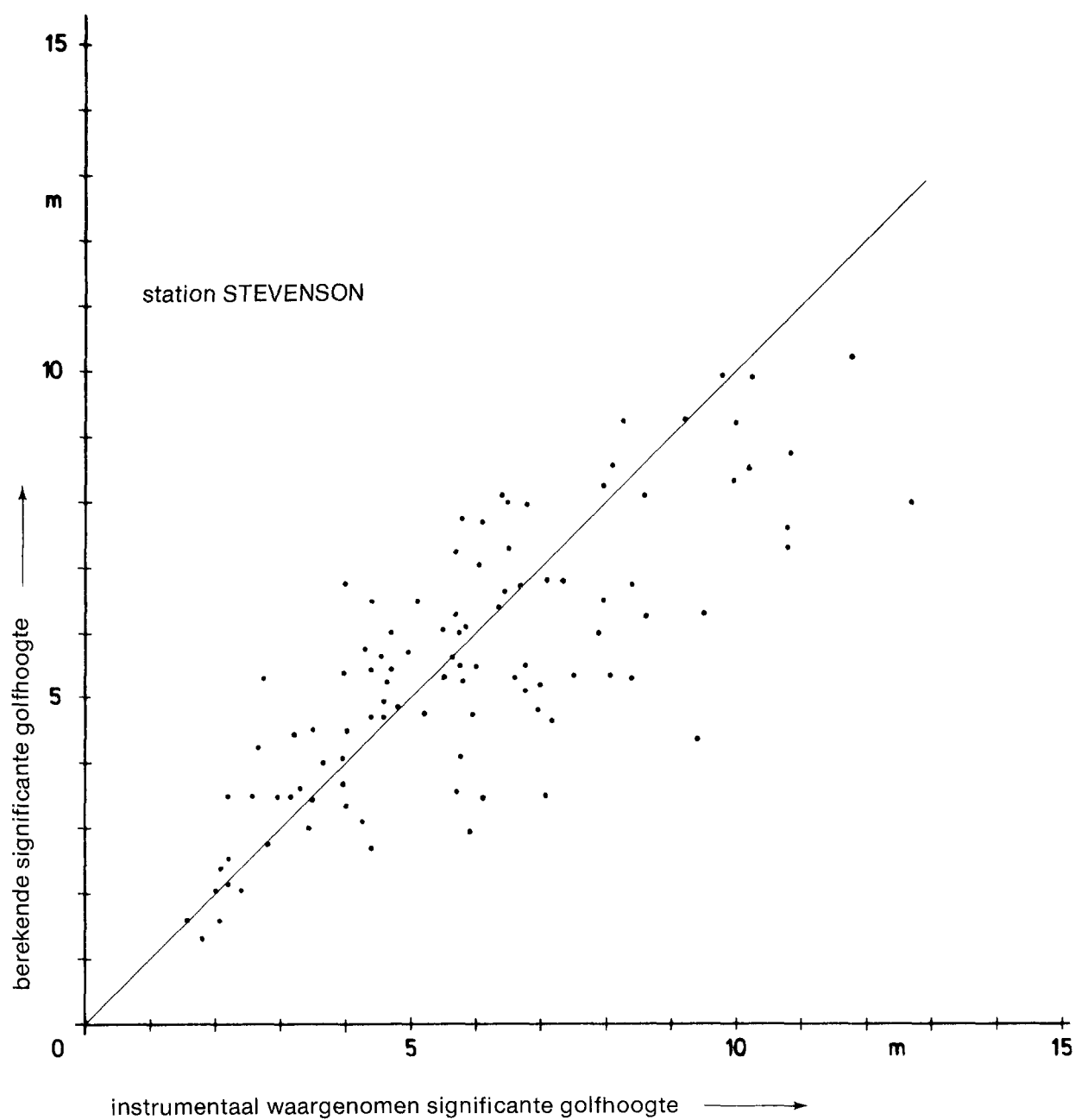
bron: Feldhausen (1973)



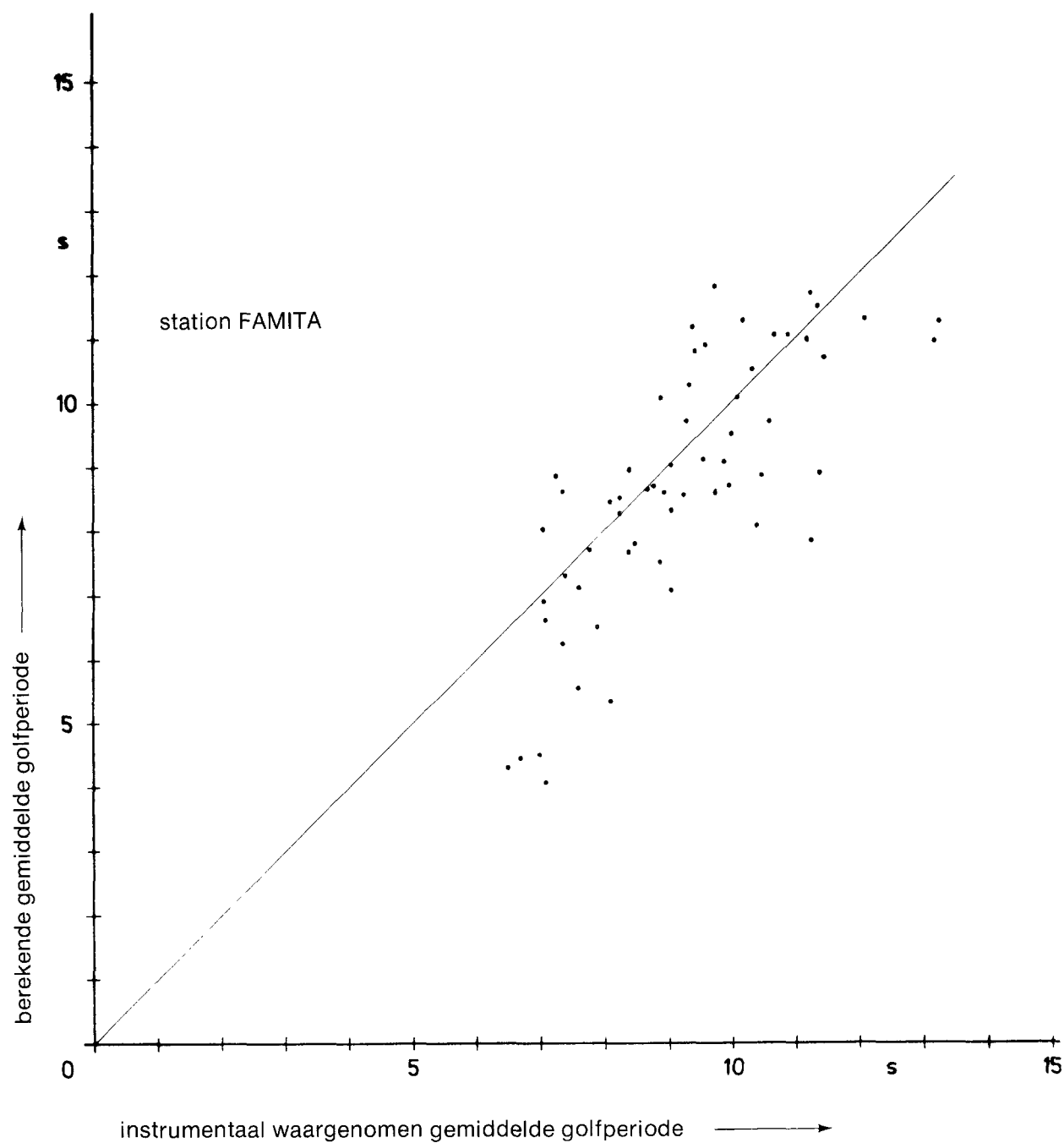
bron: Cavaleri en Malanotte Rizzoli (1977)



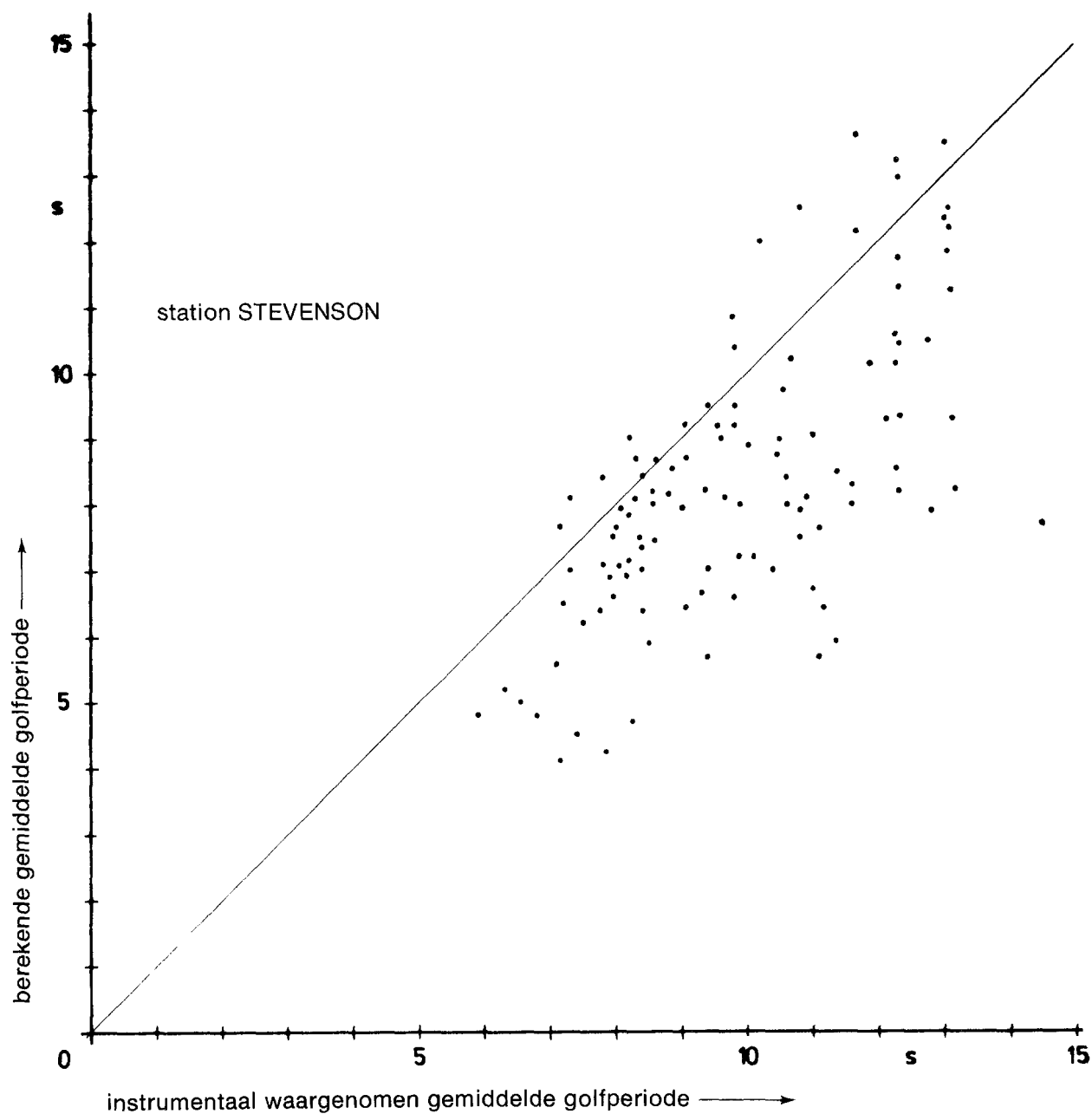
bron: HRS (1977, a)



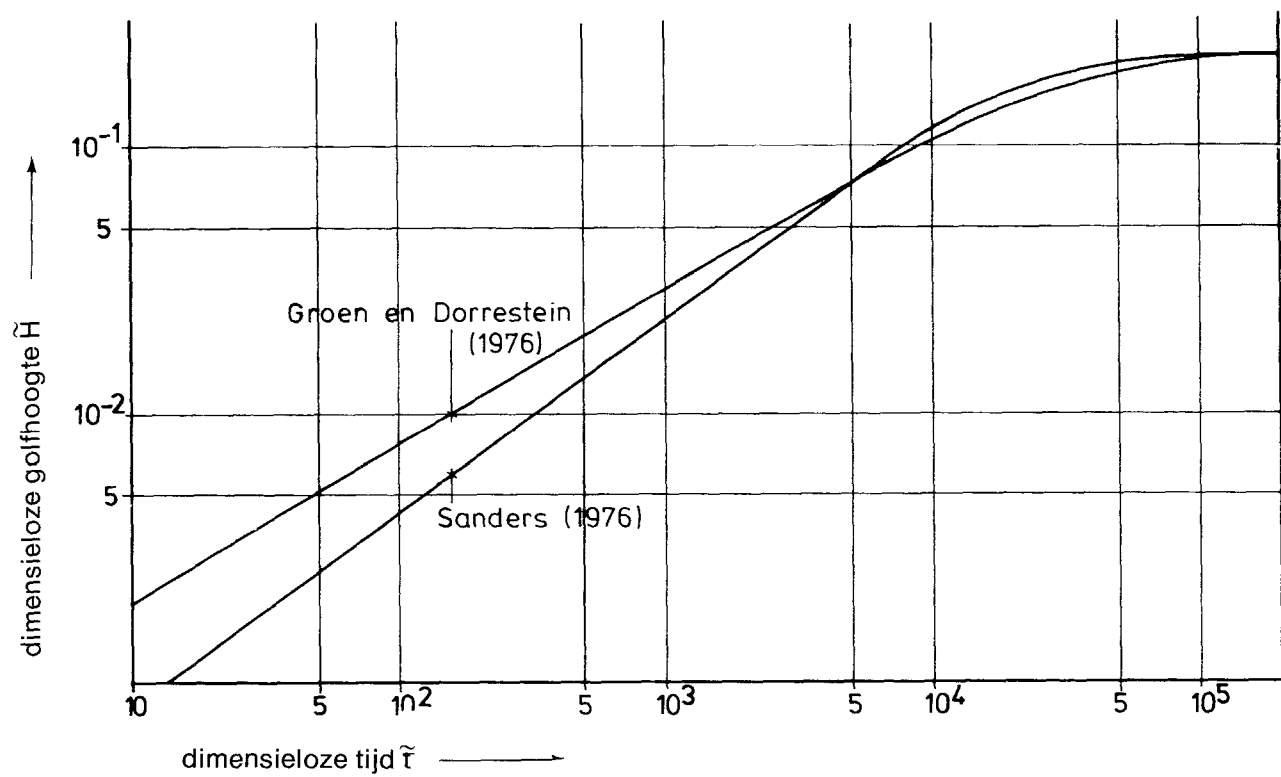
bron: HRS (1977, a)

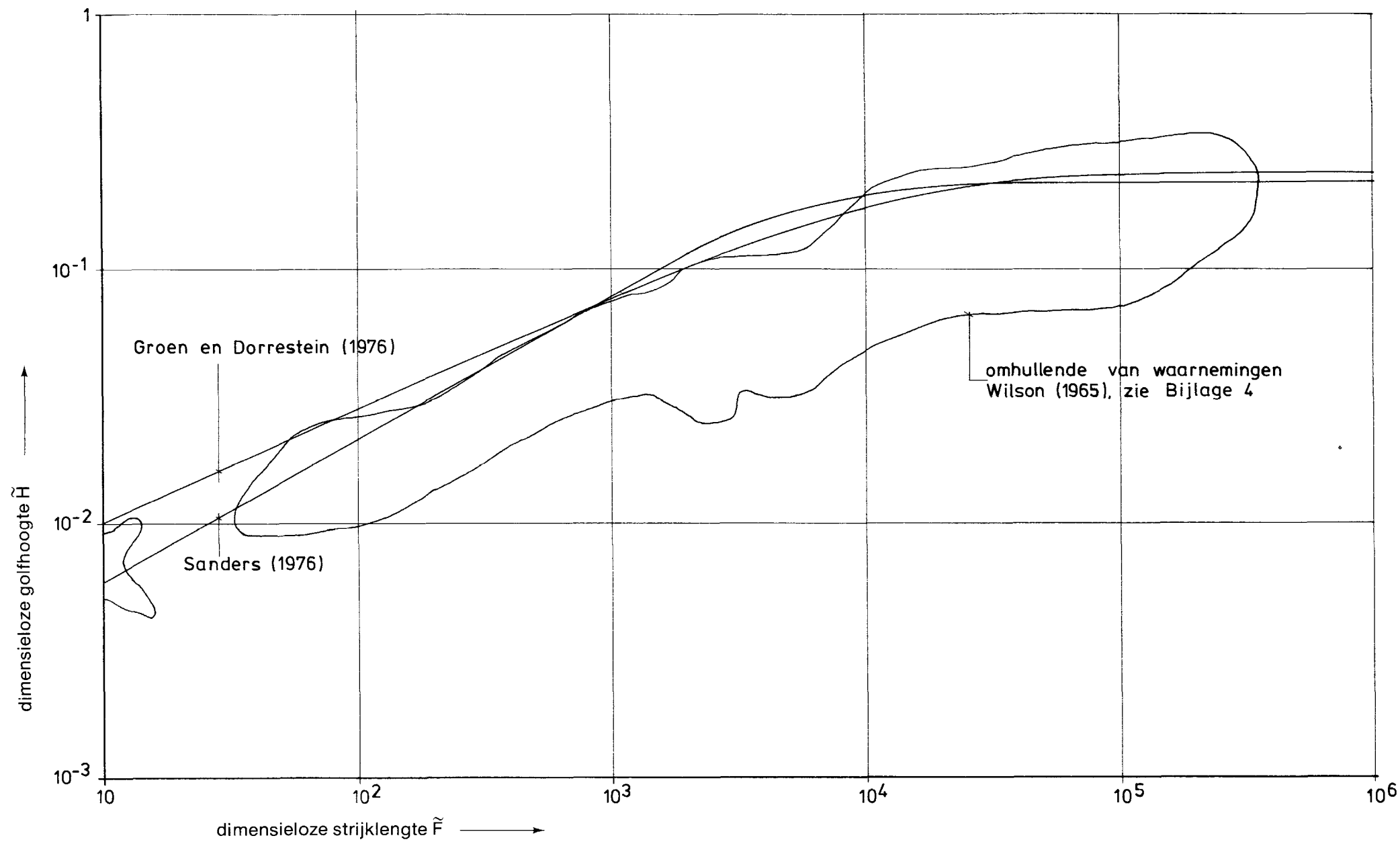


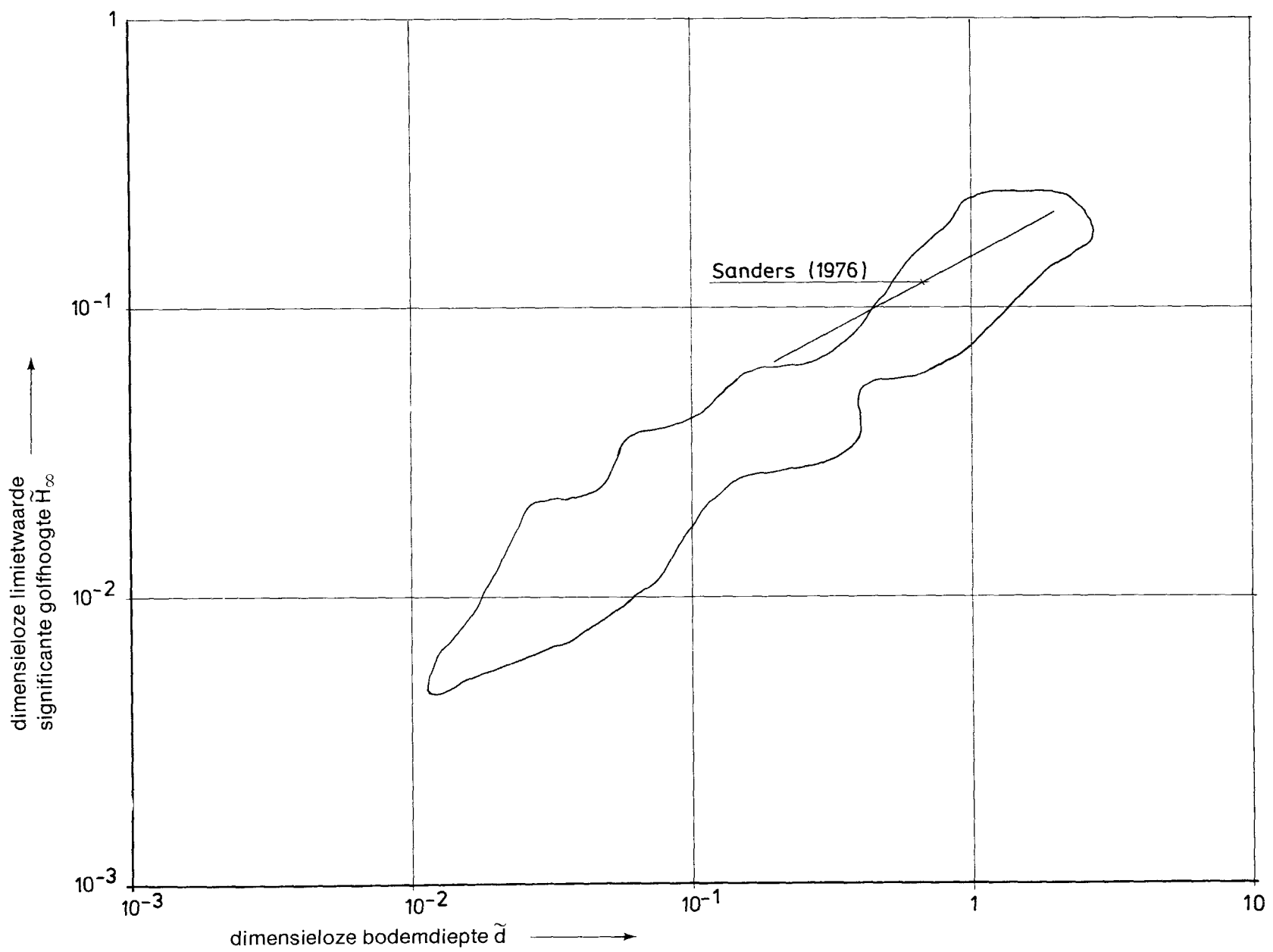
bron: HRS (1977, a)

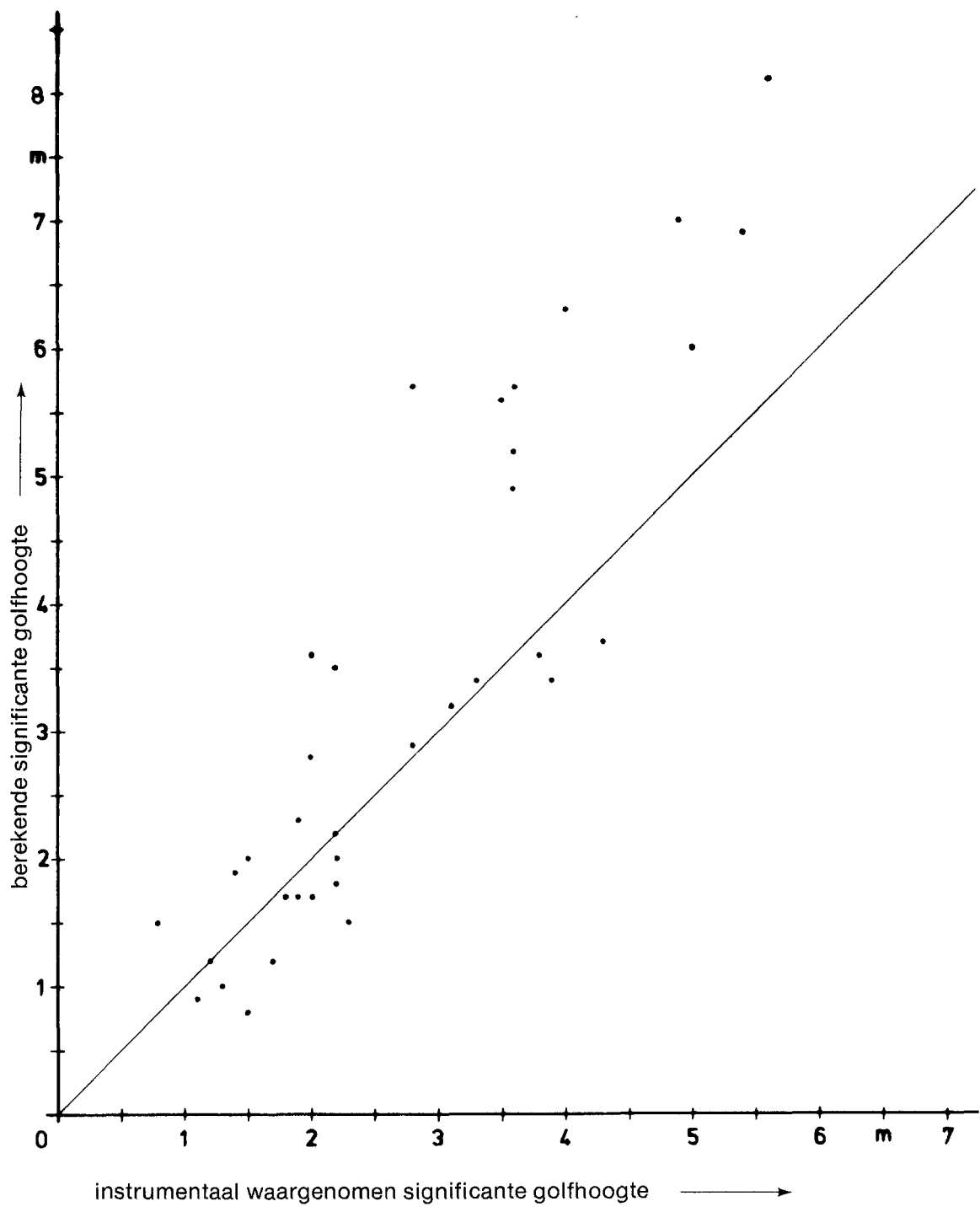


bron: HRS (1977, a)

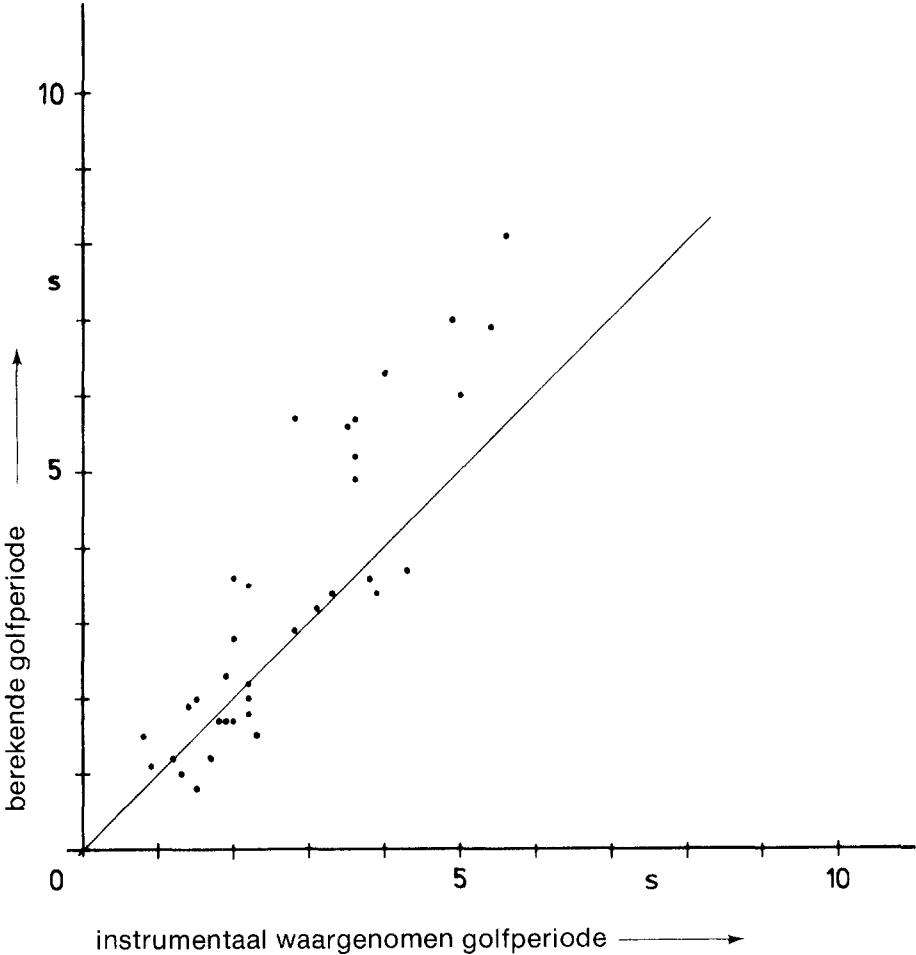








bron: Houmb (1969)



bron: Houmb (1969)

Toelichting op Bijlage 50 (a t/m u)

De strooi-diagrammen van deze bijlage zijn ontleend aan gegevens van Sanders (1978). Deze gegevens hebben betrekking op de waargenomen significante golfhoogte en de bijbehorende voorspelde significante golfhoogte voor de termijnen 0, 6, 12, 18 en 24 uur.

In Bijlage 50a tot en met Bijlage 50u worden strooi-diagrammen gegeven voor de verschillende voorspellingstermijnen en voor vier waarnemingstations: FAMITA, MIKE, EURO en PENNZOIL. De waargenomen golfhoogte is aangegeven met $H_{s,w}$ en de berekende golfhoogte met $H_{s,b}$.

Toelichting van J. W. Sanders op de bijlage.

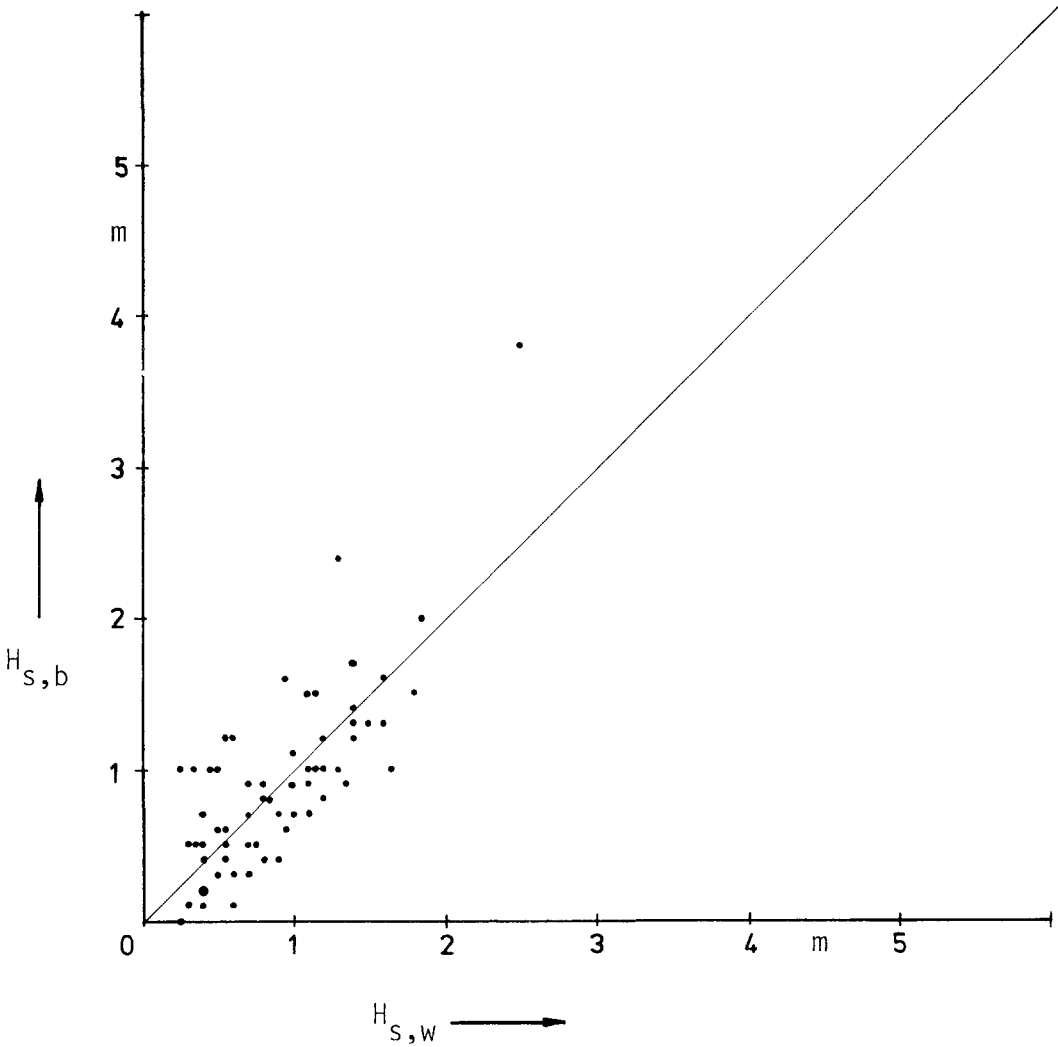
De resultaten van de golfverwachtingen die in deze bijlage worden gepresenteerd zijn de uitkomsten van een serie van operationele programma's.

De nauwkeurigheid van de verwachtingen wordt niet alleen bepaald door het golven programma, maar ook door de daaraan voorafgaande programma's zoals data-extractie, analyse op zee-niveau en in de bovenlucht (upper air) en het atmosferisch verwachtingsmodel. Ook de methodiek voor de windberekening is van groot belang voor de uiteindelijke golvenuitkomsten.

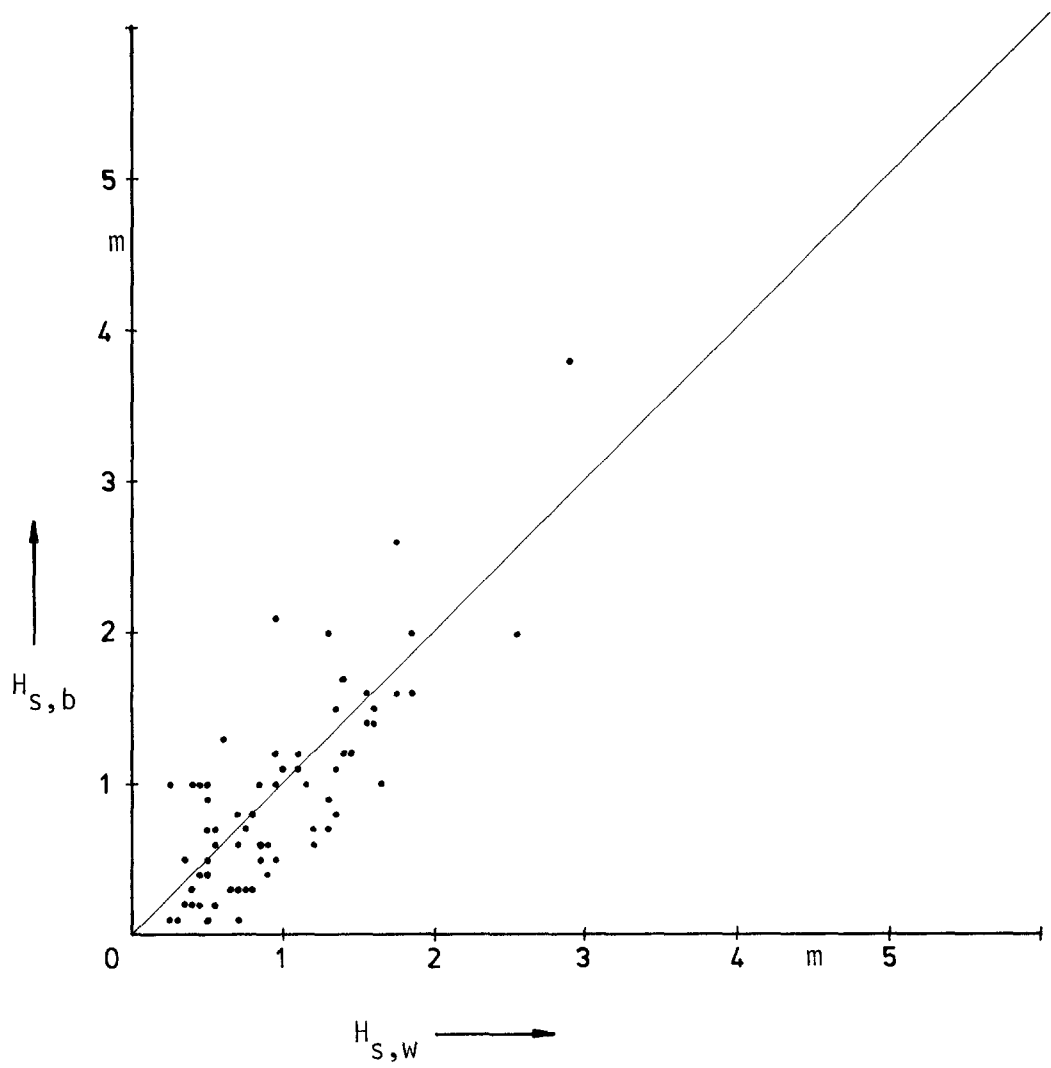
In de periode waaruit deze uitkomsten genomen zijn (8 februari - 9 juli 1978) liep deze operationele serie al op continu-basis, maar in de periode daarna zijn verbeteringen aangebracht. Het model wordt continu geëvalueerd en nieuwe verbeteringen zijn in studie.

Een beoordeling van het golven-programma afzonderlijk kan m.b.v. alleen strooi-diagrammen van de significante golfhoogte moeilijk gegeven worden; deze uitkomsten geven uitsluitend een indruk van de nauwkeurigheid van het toenmalige operationele systeem als geheel. De strooi-diagrammen laten niet goed tot uiting komen de meer spectrale eigenschappen van de uitkomsten zoals b.v. de deining voor Hoek van Holland.

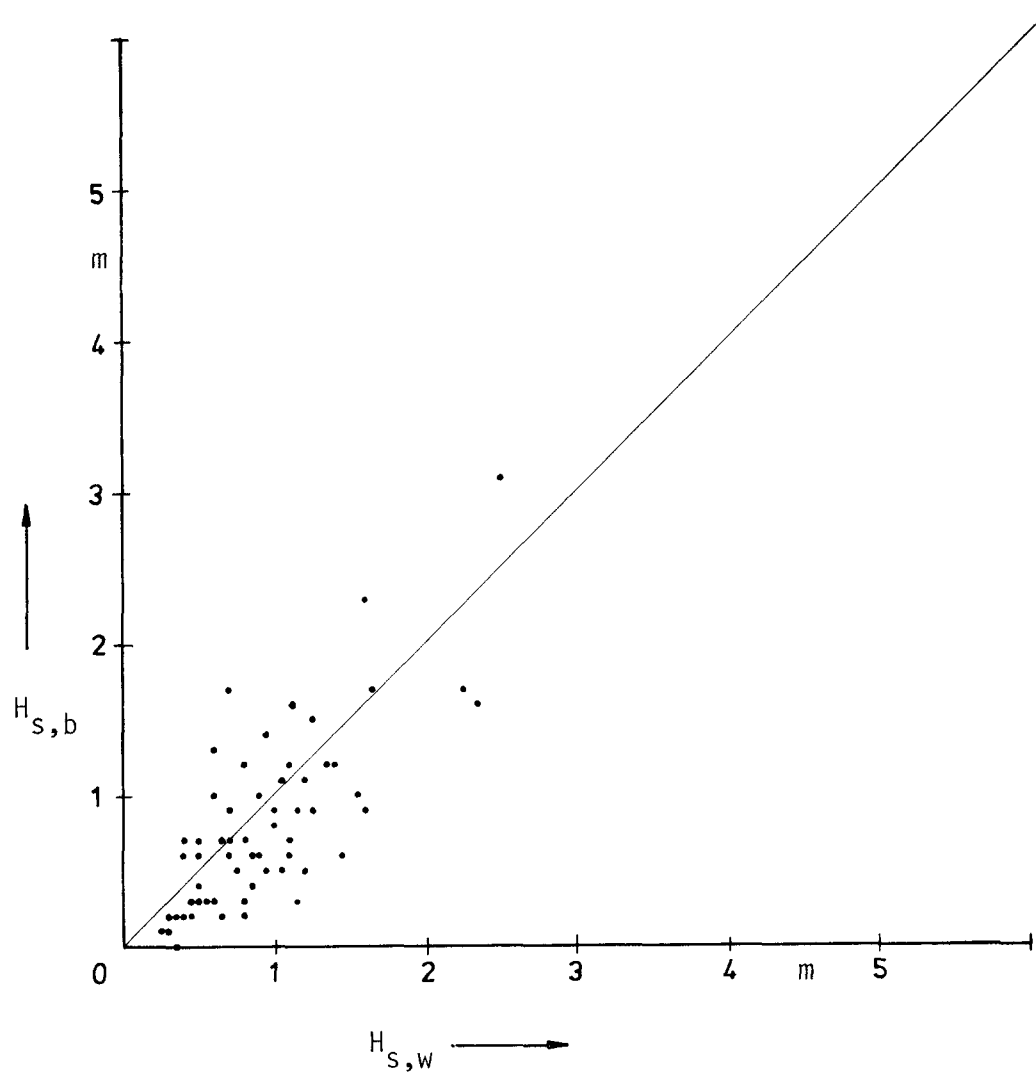
Opgemerkt moet worden dat de golfgegevens van stations FAMITA en MIKE afkomstig zijn van visuele waarnemingen, de gegevens van stations EURO en PENNZOIL berusten op instrumentele waarnemingen.



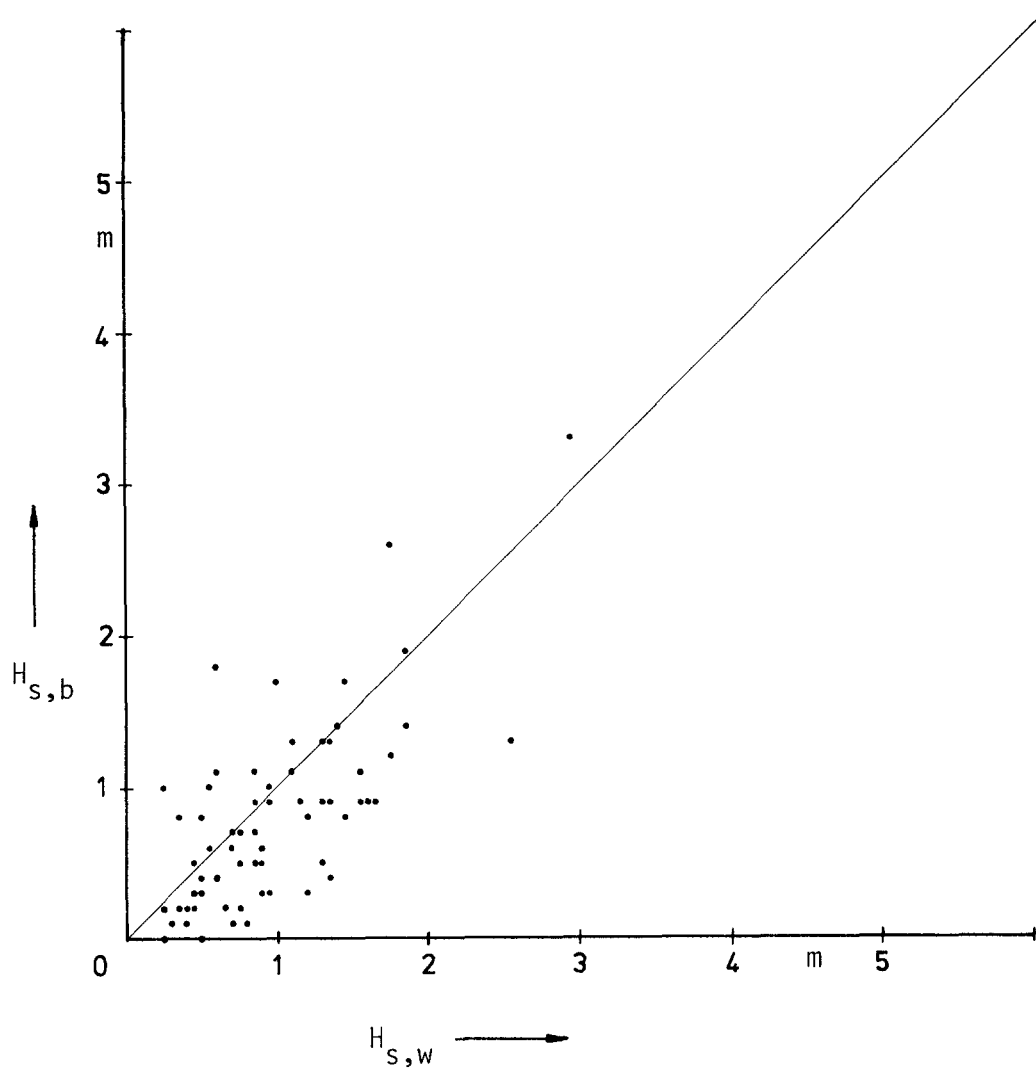
station EURO voorspellingstermijn 0 uur



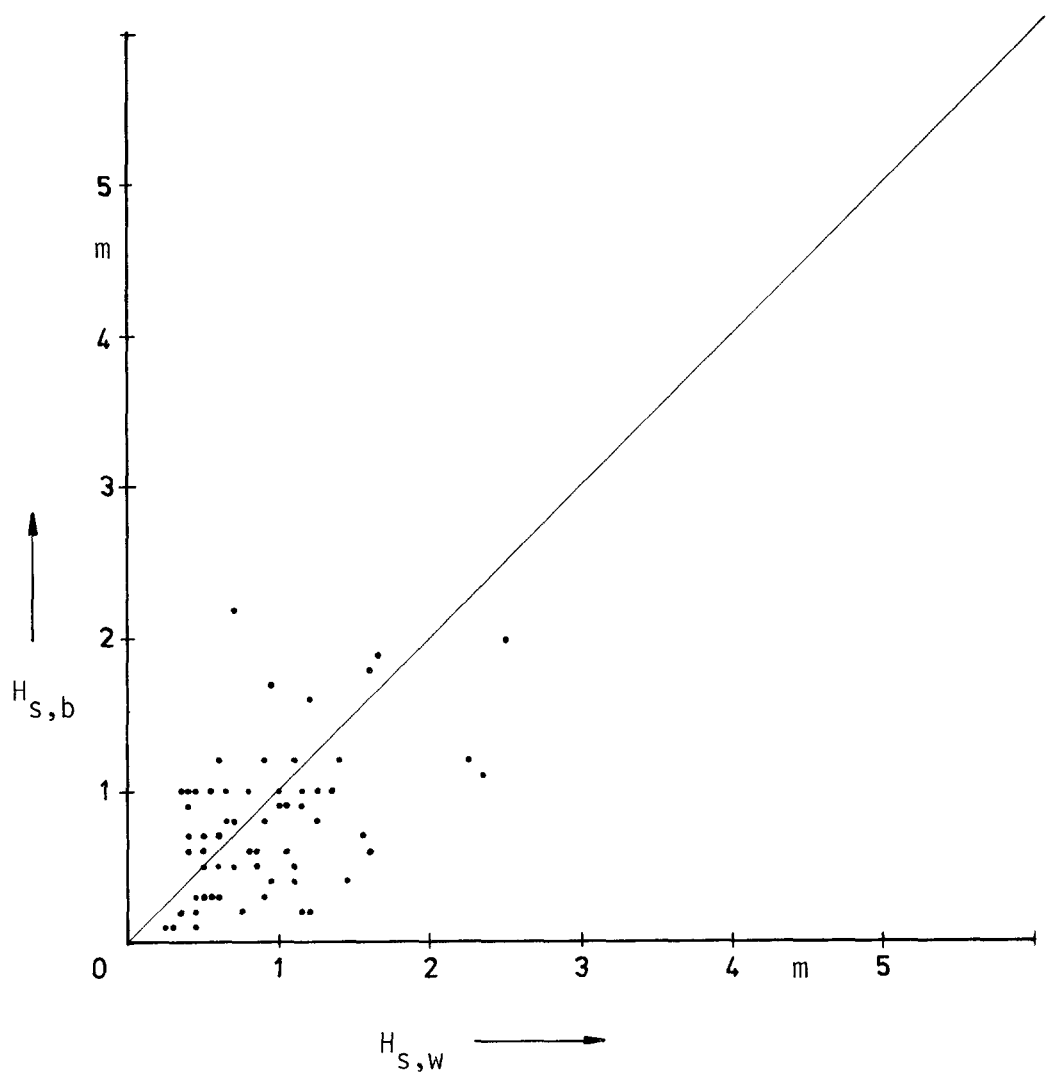
station EURO voorspellingstermijn 6 uur



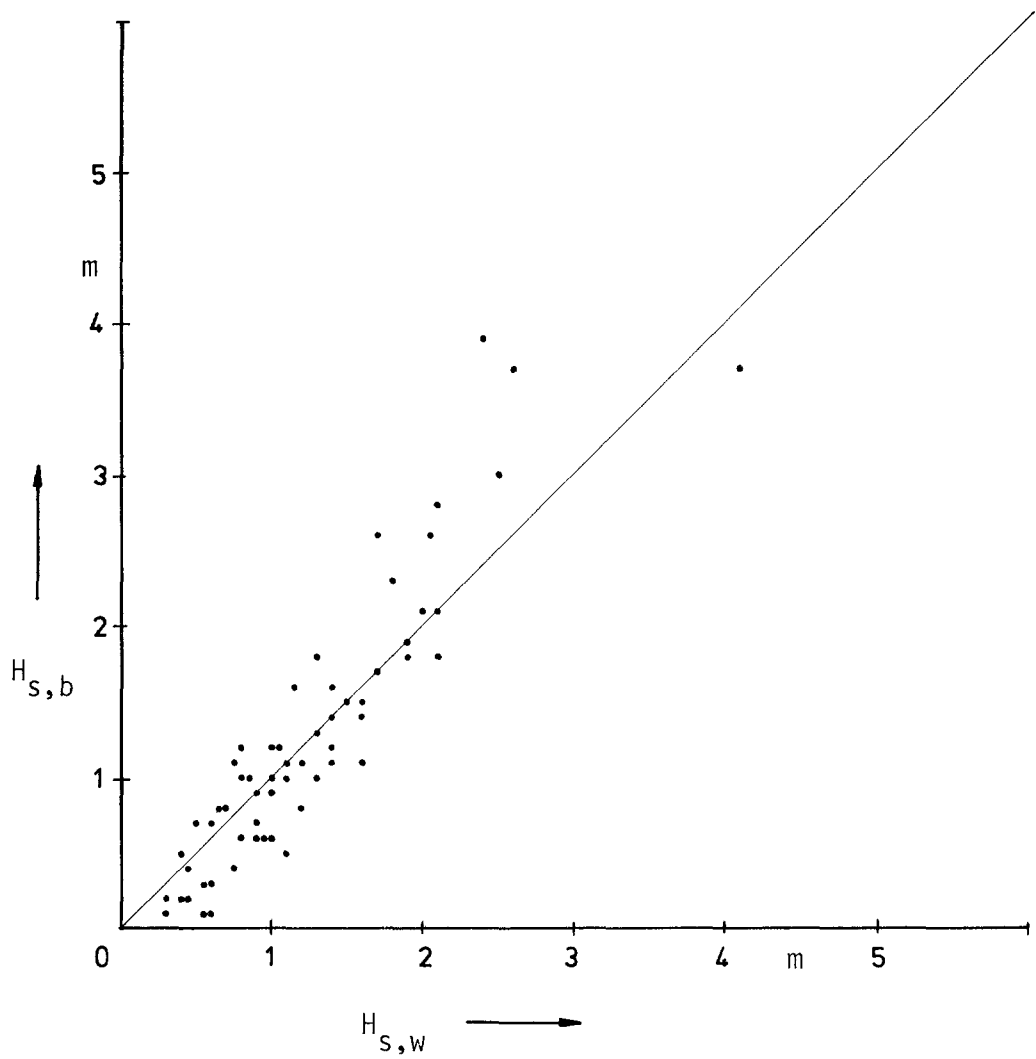
station EURO voorspellingstermijn 12 uur



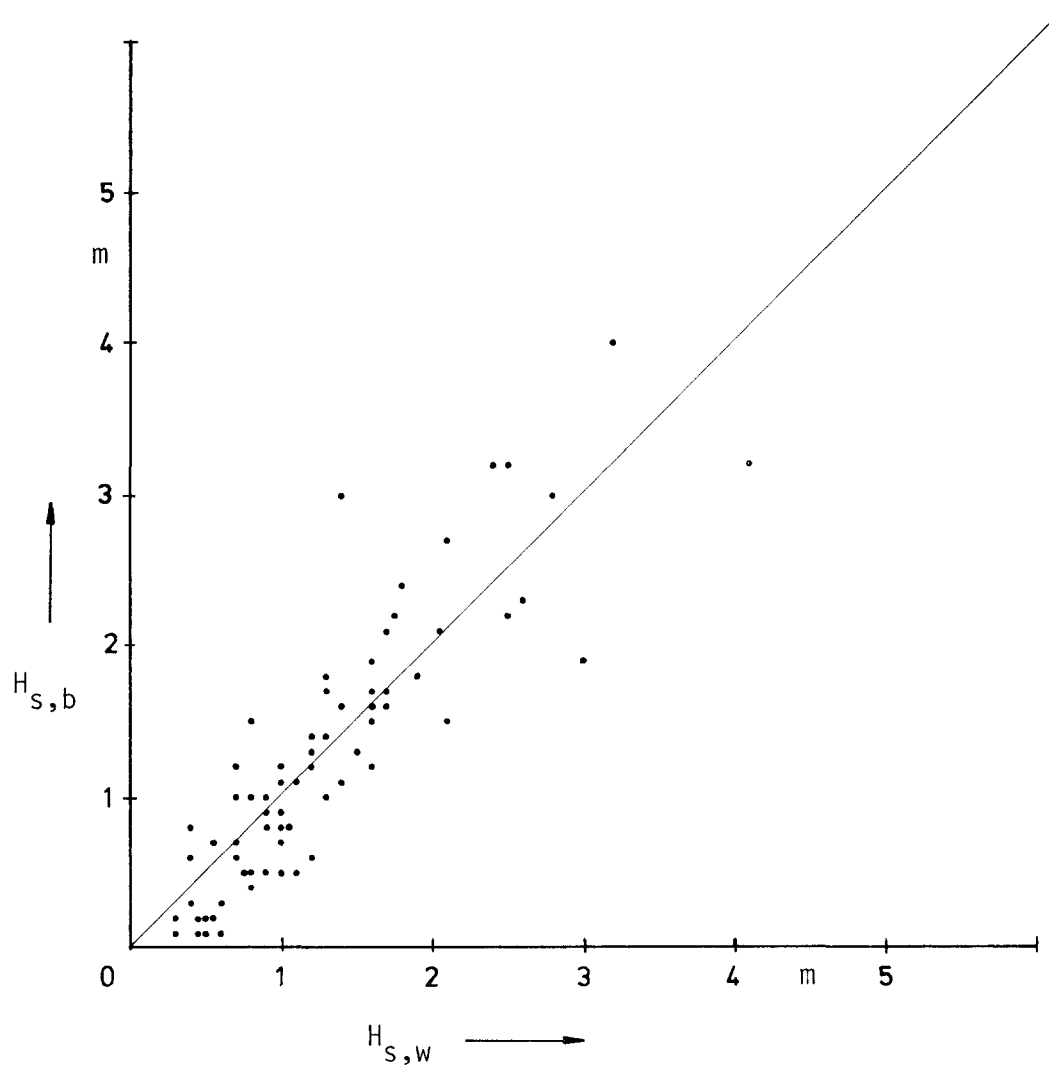
station EURO voorspellingstermijn 18 uur



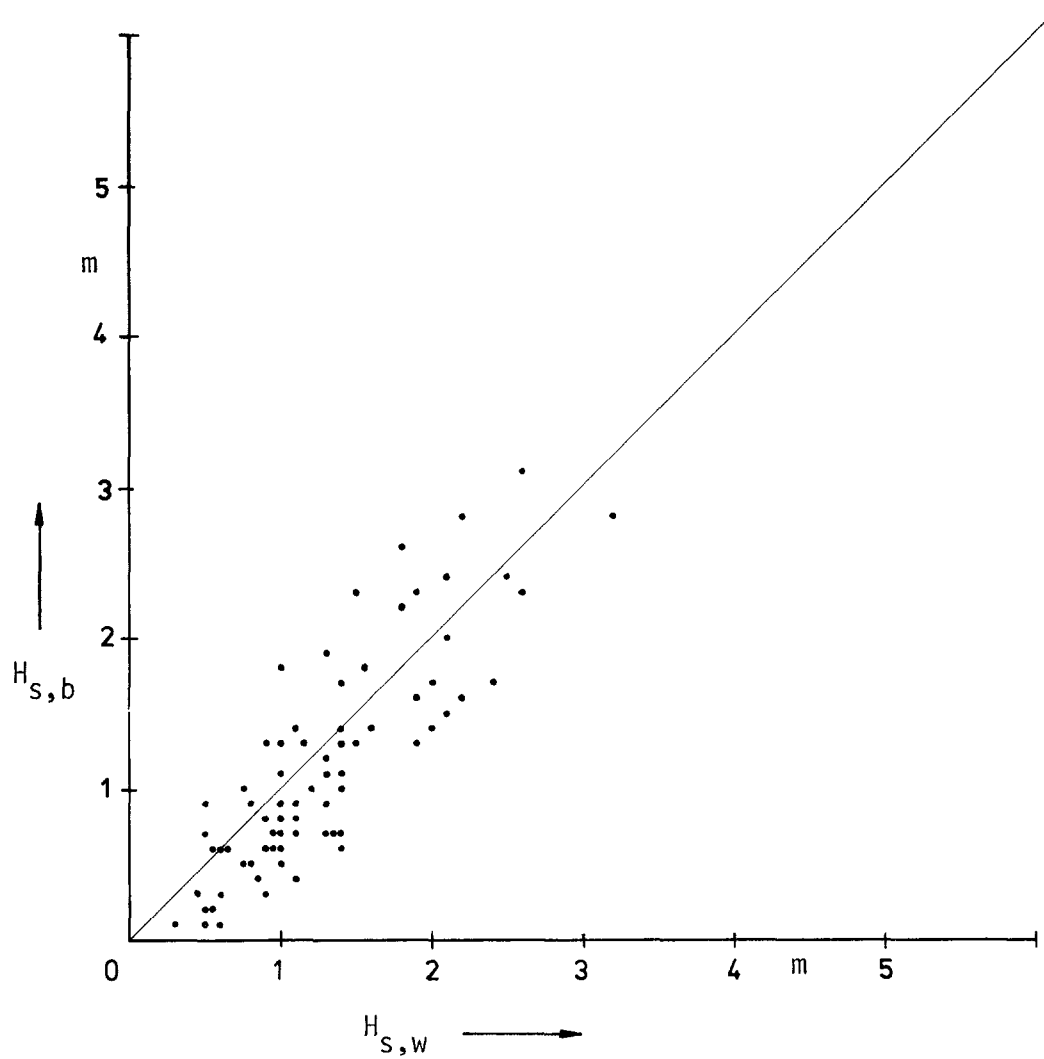
station EURO voorspellingstermijn 24 uur



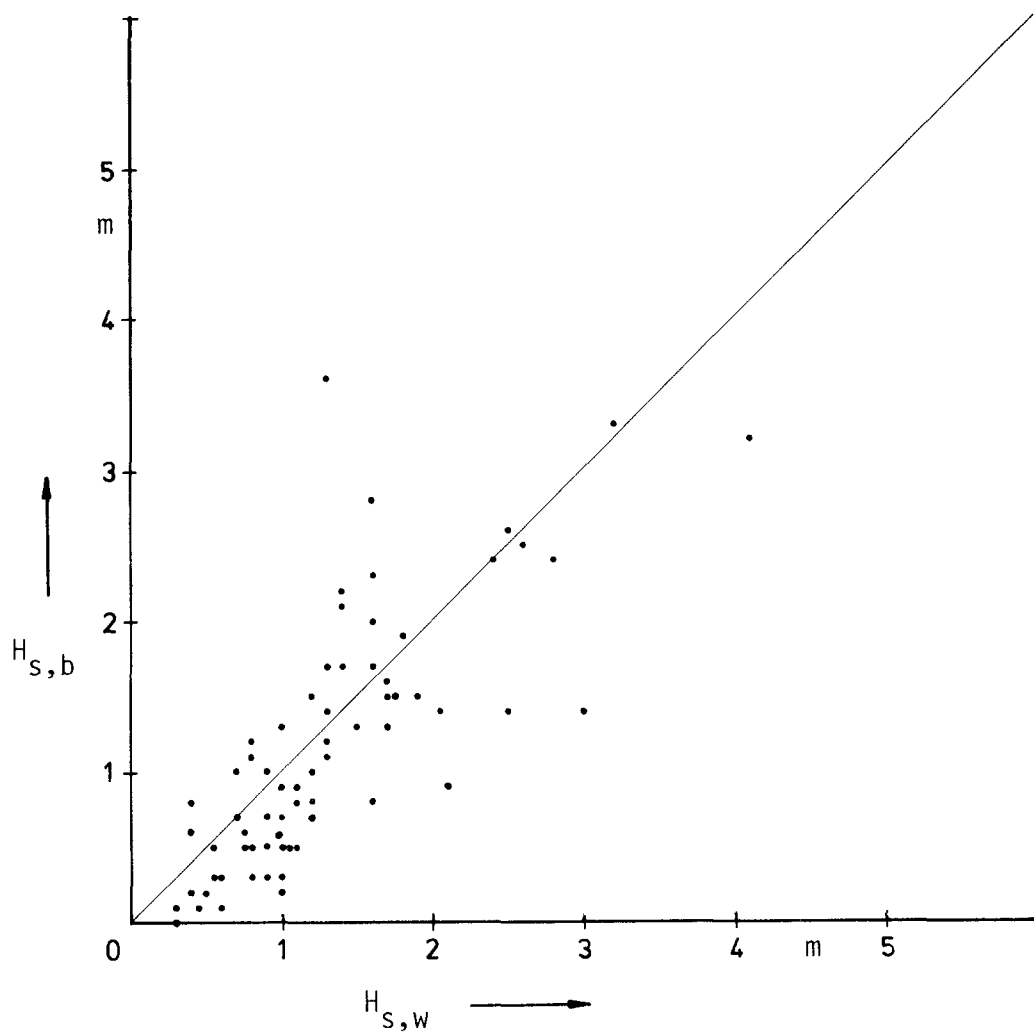
station PENNZOIL voorspellingstermijn 0 uur



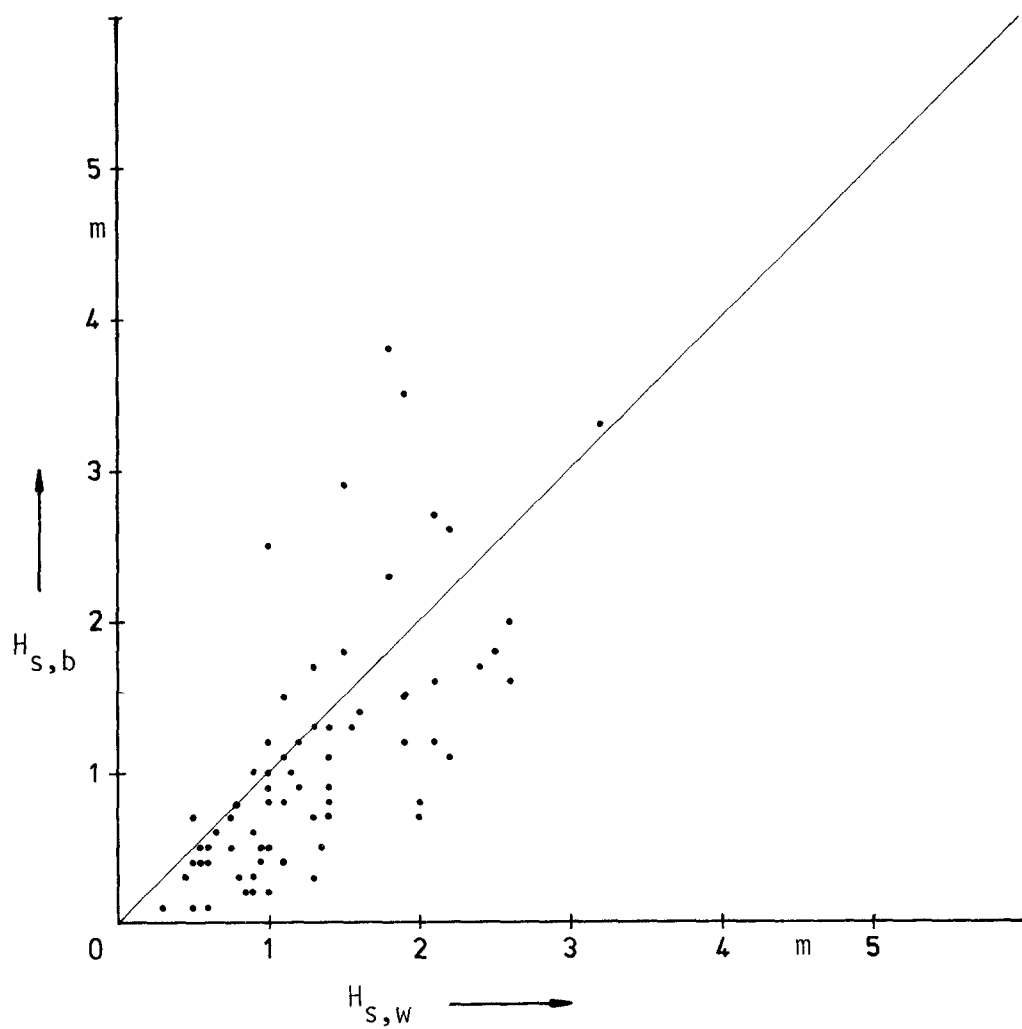
station PENNZOIL voorspellingstermijn 6 uur



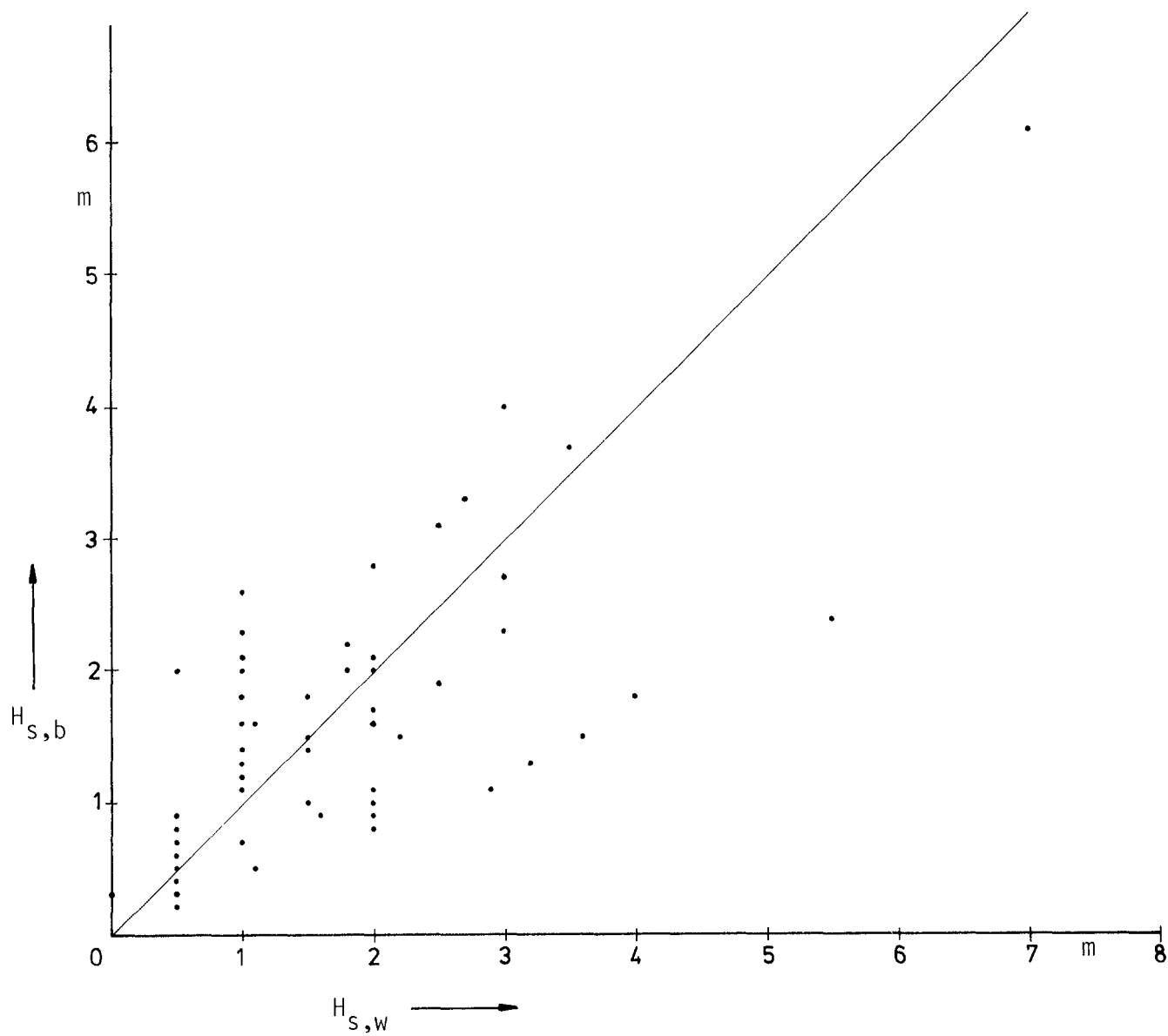
station PENNZOIL voorspellingstermijn 12 uur



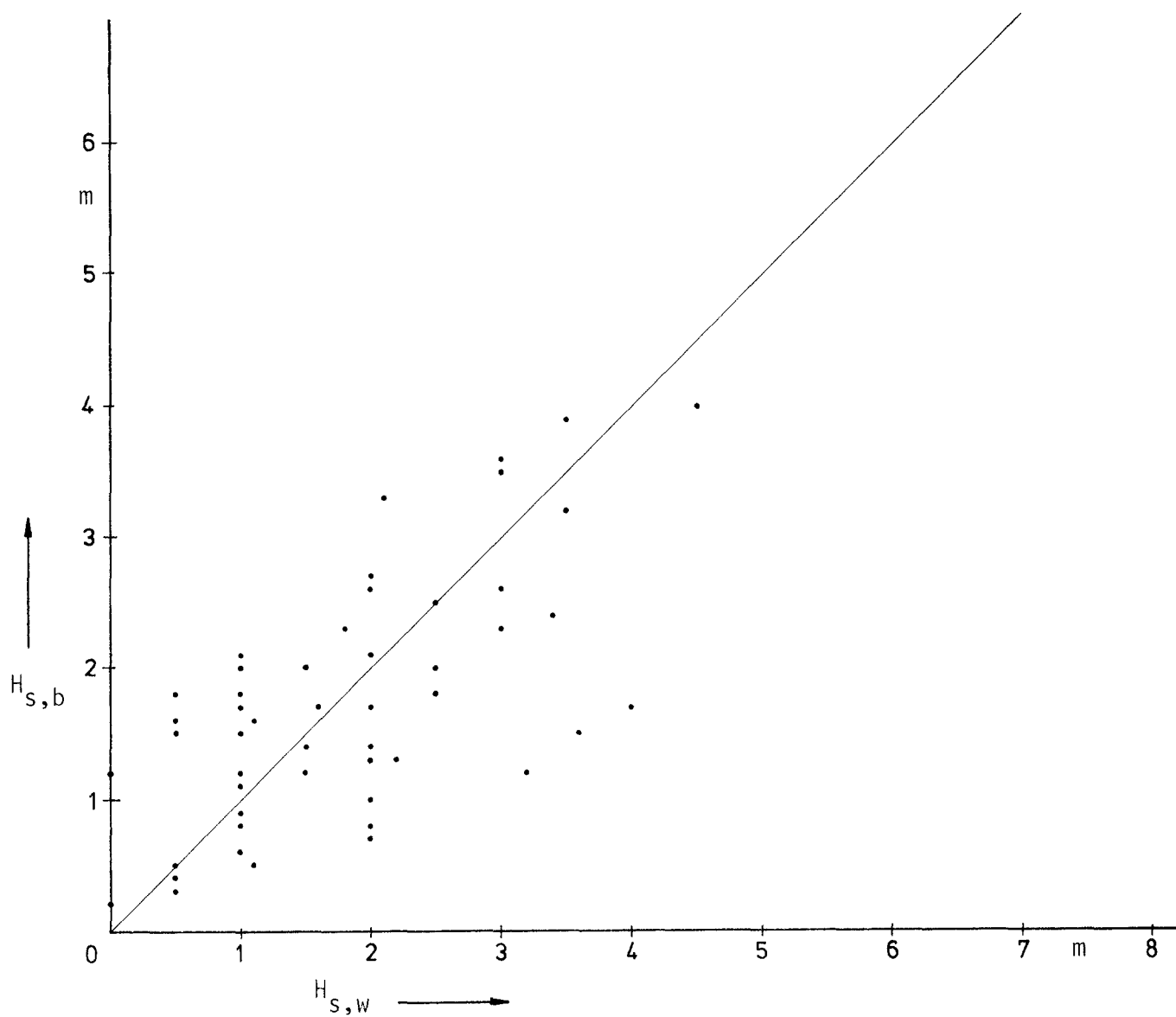
station PENNZOIL voorspellingstermijn 18 uur



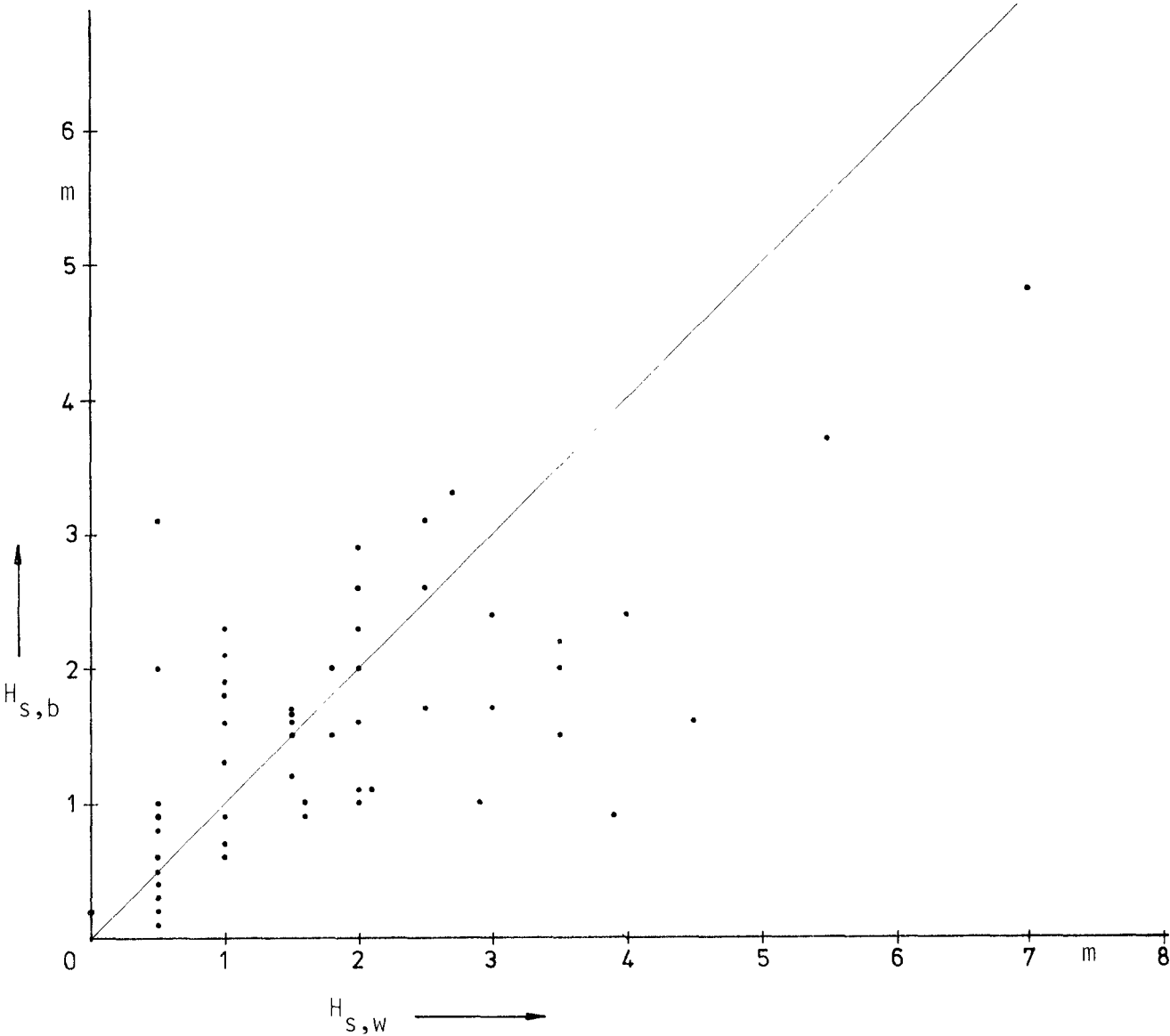
station PENNZOIL voorspellingstermijn 24 uur



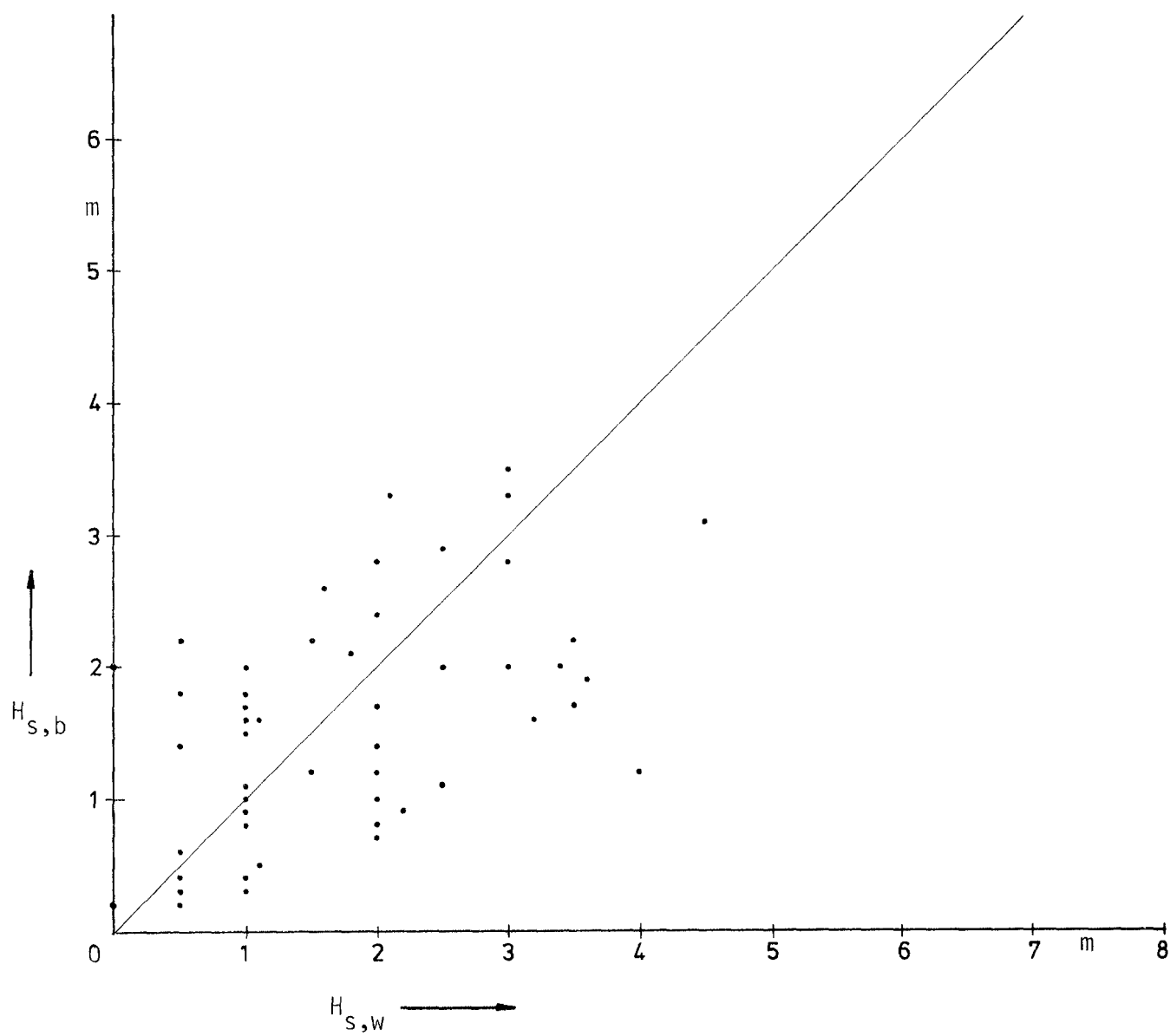
station FAMITA voorspellingstermijn 0 uur



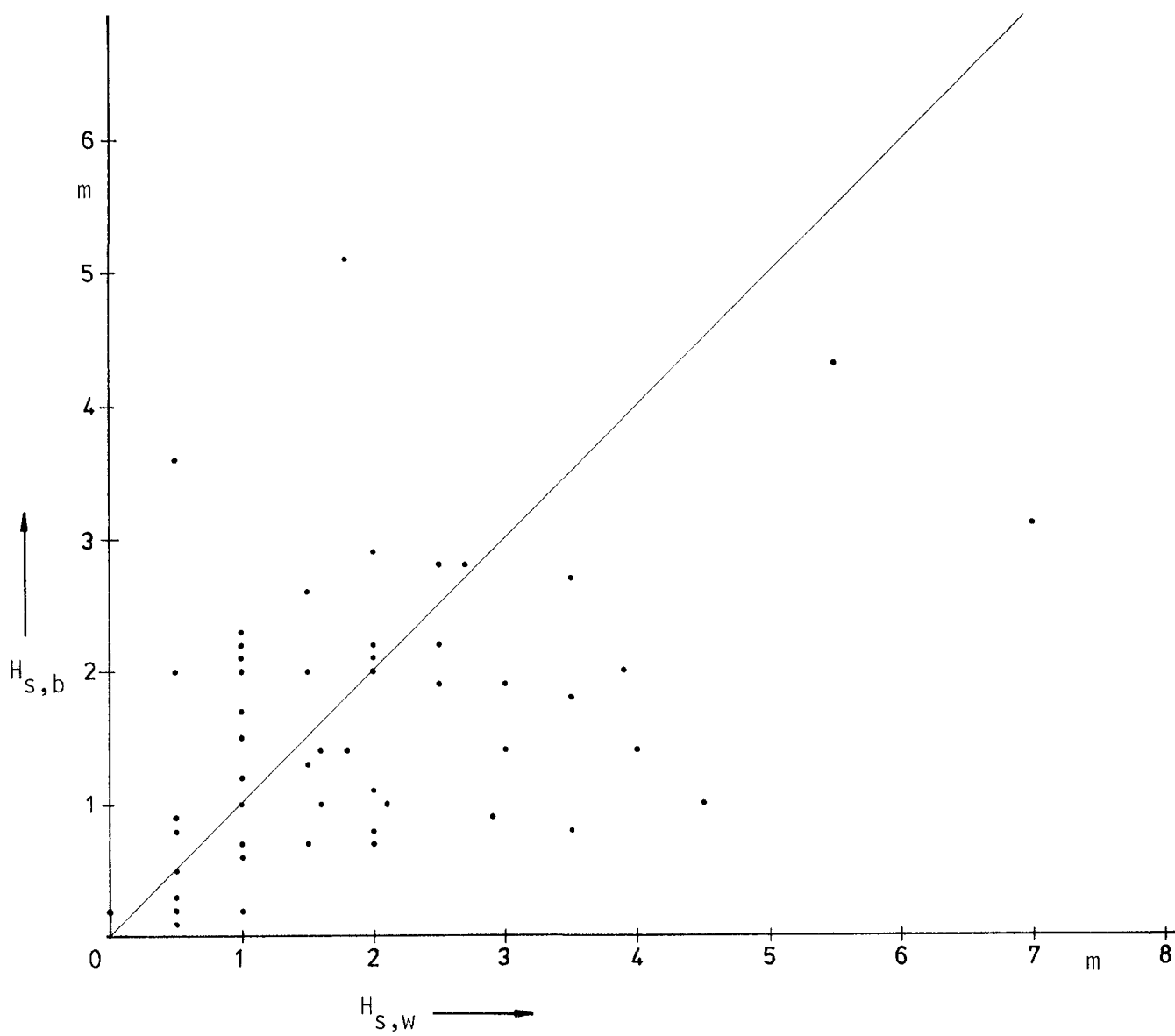
station FAMITA voorspellingstermijn 6 uur



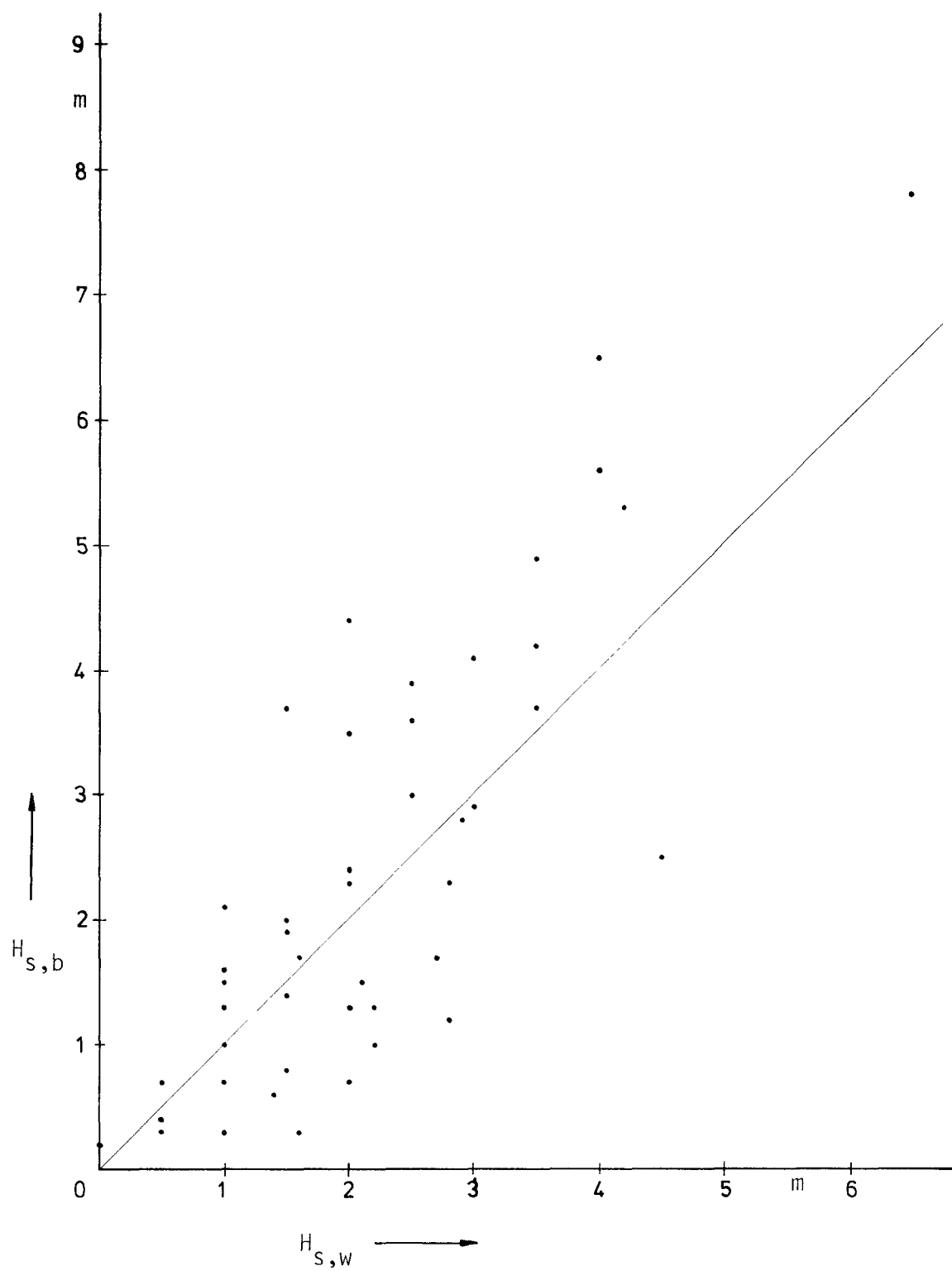
station FAMITA voorspellingstermijn 12 uur



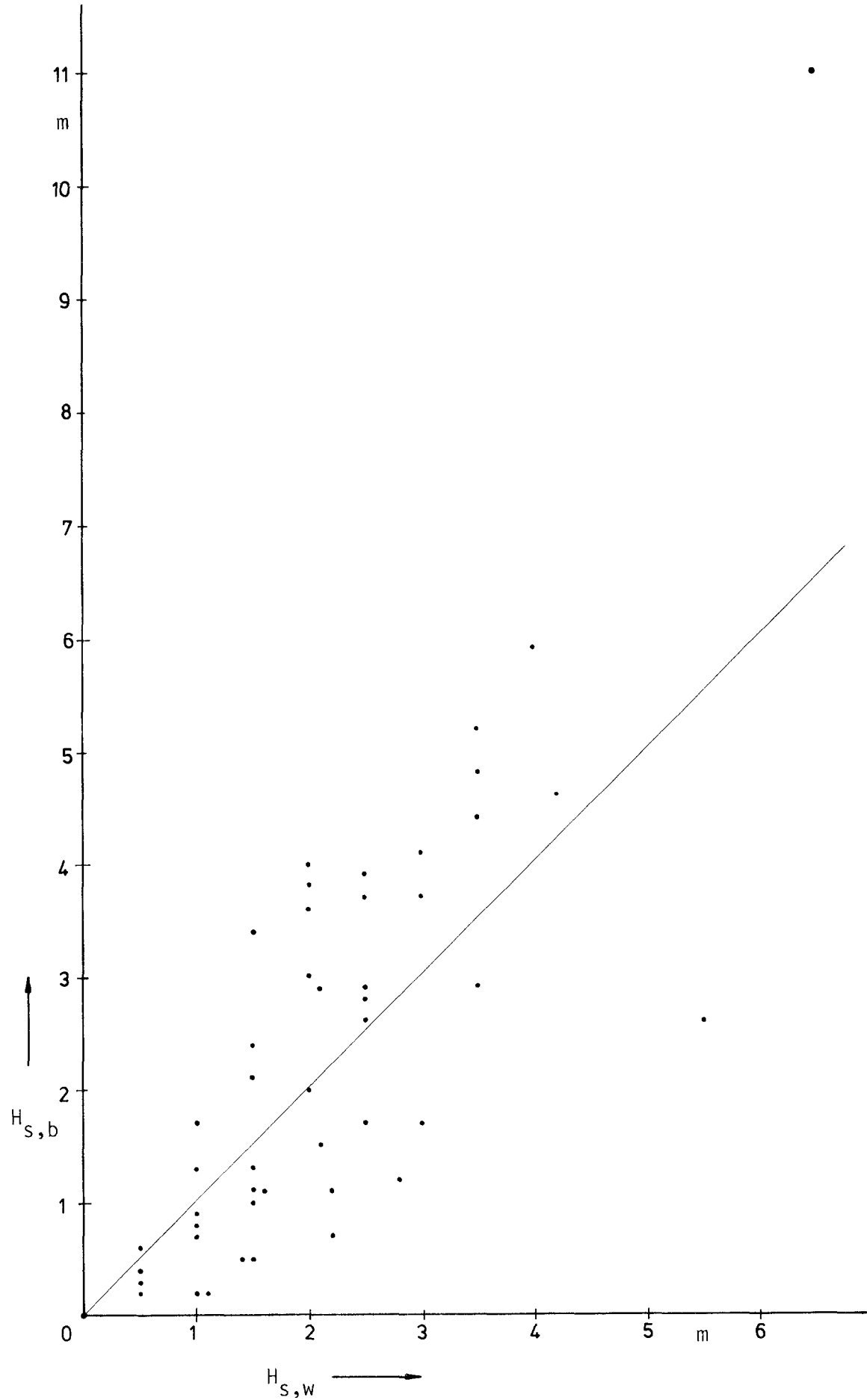
station FAMITA voorspellingstermijn 18 uur



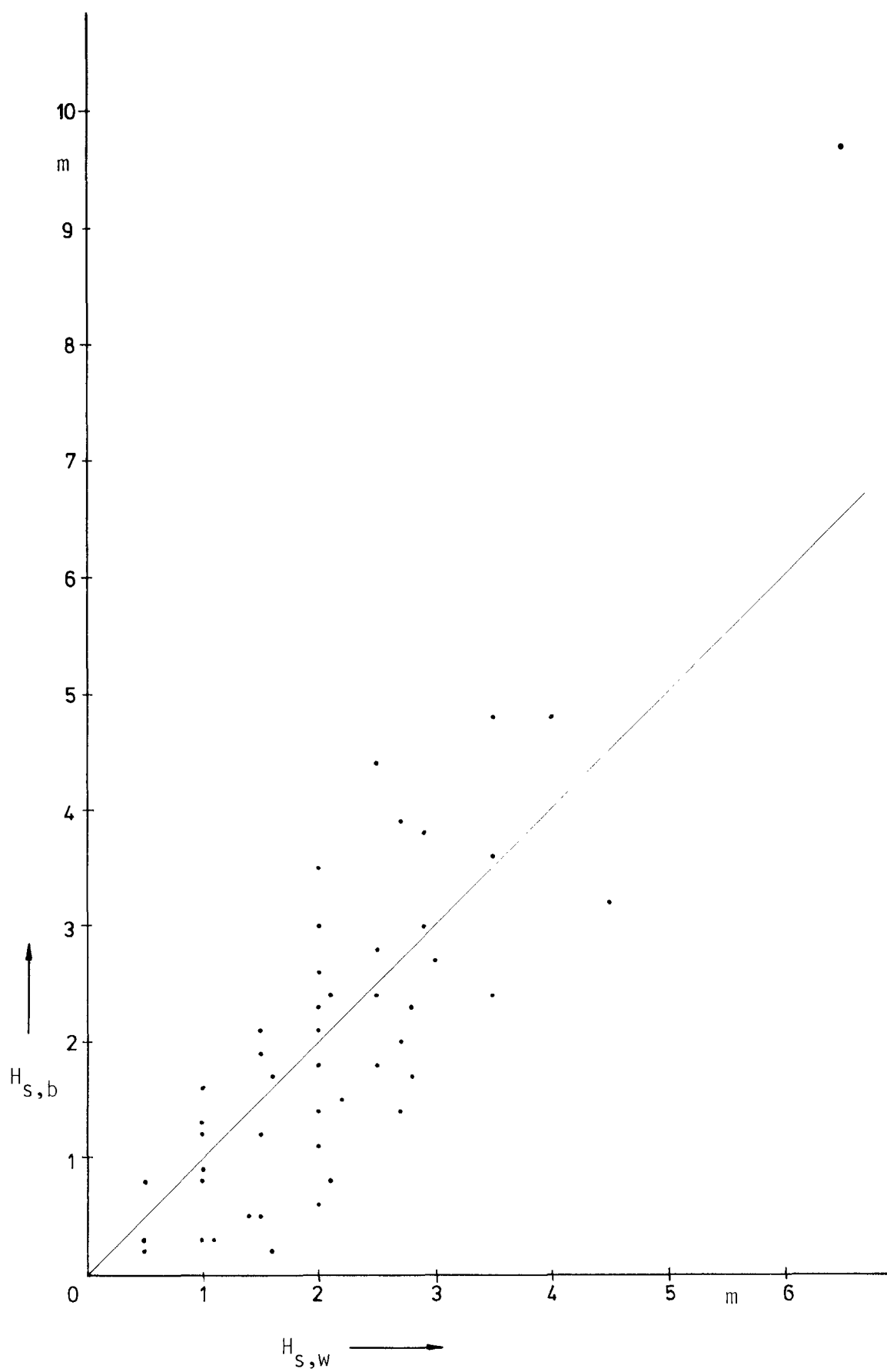
station FAMITA voorspellingstermijn 24 uur

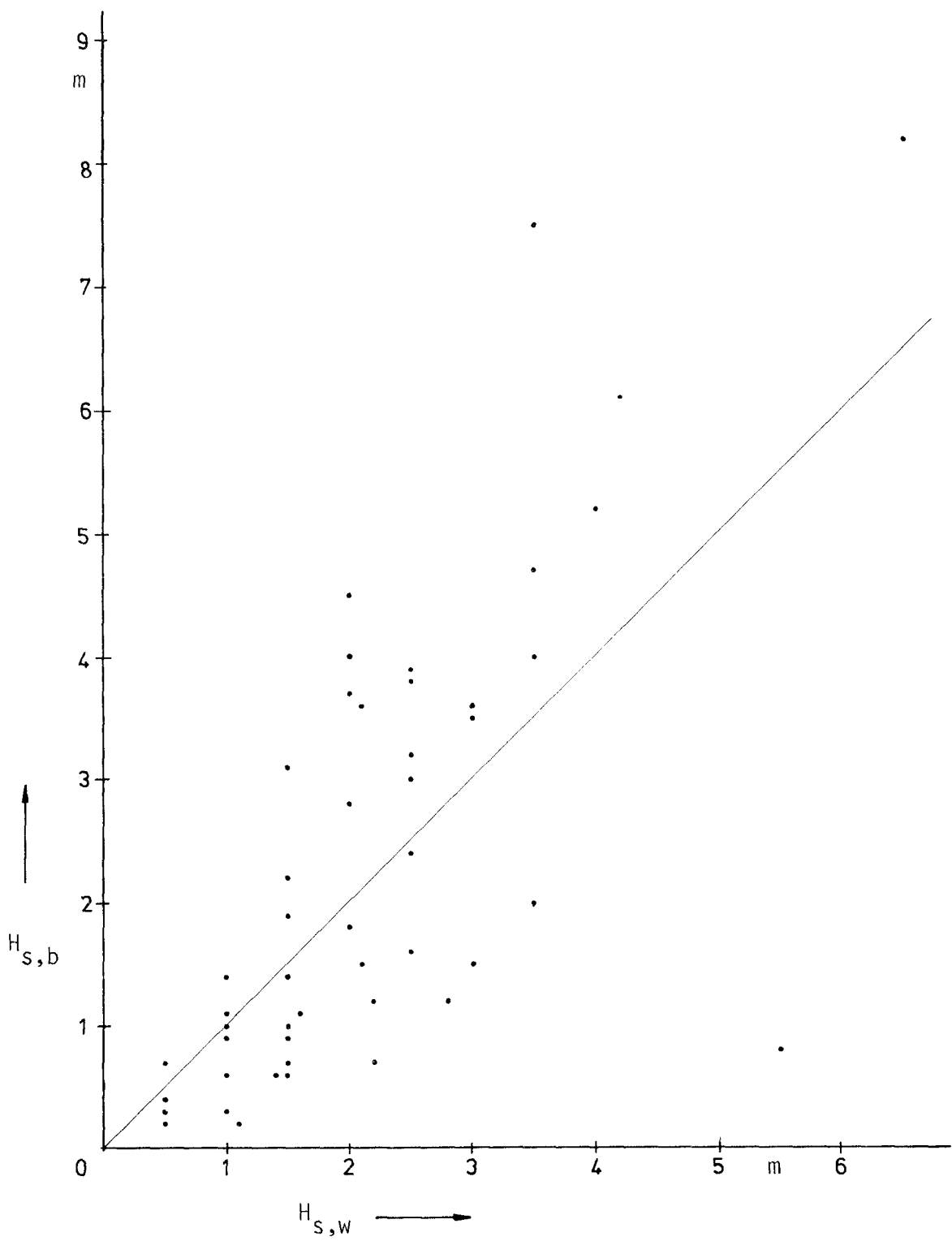


station MIKE voorspellingstermijn 0 uur

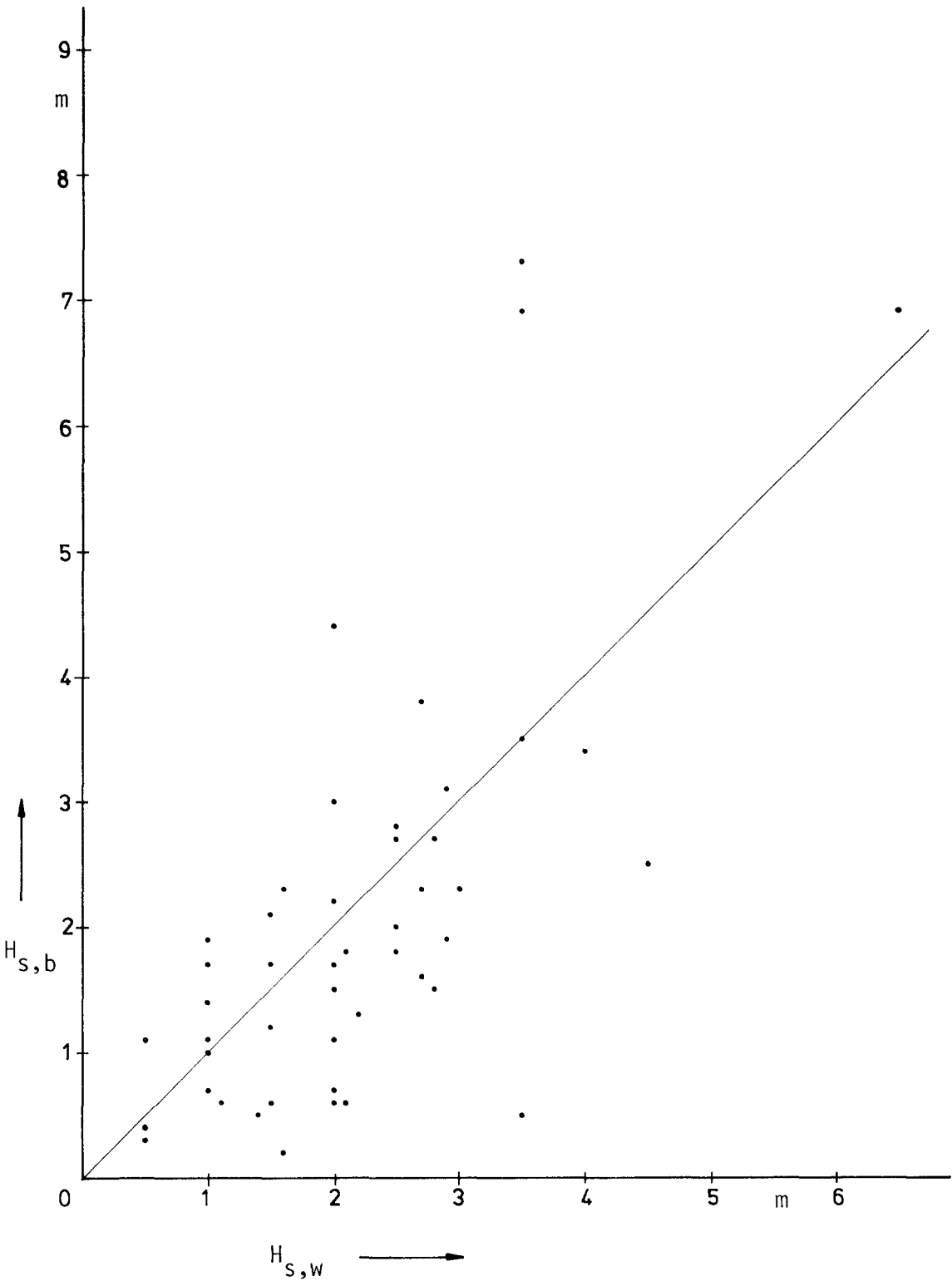


station MIKE voorspellingstermijn 6 uur





station MIKE voorspellingstermijn 18 uur



station MIKE voorspellingstermijn 24 uur

De Technische Adviescommissie voor de Waterkeringen werd door de Minister van Verkeer en Waterstaat ingesteld.

De commissie adviseert de minister omtrent alle technisch-wetenschappelijke aspecten die van belang kunnen zijn voor een doelmatige constructie en het onderhoud van waterkeringen dan wel voor de veiligheid van door waterkeringen beschermde gebieden.