

Enkele opmerkingen over het gedrag
van golven op het wad

door

J.T.F. Zimmerman

(Intern verslag)

over

Werkzaamheden verricht als doctorale studie
gedurende de zomers van 1968 en 1969

aan

het NIOZ te Texel

voor

Prof. P. Groen

Instituut voor aardwetenschappen

Vrije Universiteit te Amsterdam

onder supervisie van

Prof. H. Postma

april 1971

NEDERLANDS INSTITUUT VOOR ONDERZOEK DER ZEE

PUBLICATIES EN VERSLAGEN:

nummer 1971-4

Enkele opmerkingen over het gedrag
van golven op het wad

door

J.T.F. Zimmerman

Inhoud:

I. Samenvatting - Summary	2
II. Inleiding	2
III. Enige begrippen uit de theorie	4
a. Shoaling	6
b. Refractie	7
c. Bodemwrijving	8
IV. De invloed van golven op het bed	10
a. De kwadratische wrijvingswet, de wrijvingsfactor en de bodemsnelheid	10
b. Vergelijking van waarneming en theorie	12
c. Het NW-profiel van de Grienderwaard	14
d. Vier hypothetische wadprofielen	15
e. Enkele kritieke profielen	17
V. Conclusies	19
VI. Litteratuur	20
Figuren	
Bijlage: A profile for shoaling waves, generating a constant bottom stress	

I. Samenvatting

POSTMA (1957) veronderstelde dat de golfwerking op het wad verantwoordelijk is voor de lokale verschillen in mediane korrelgrootte. In deze scriptie wordt aangetoond dat, indien de orbitale bodemsnelheid representatief is voor de mate van golfwerking, en men bij de berekening van de bodemsnelheid zowel shoaling (divergentie van de energievoortplantingsnelheid) als bodemwrijving in rekening brengt. POSTMA's conclusies door waarneming en theorie volledig worden gesteund.

Summary

As supposed by POSTMA (1957) the median grain size of the bottom-sediments of the tidal flats in the Dutch Wadden Sea reflects the intensity of wave action. It is shown in this scription that, taken into account both shoaling (divergence of the wave-energy speed) and bottomfriction, the orbital velocity near the bed is a useful parameter to describe wave action. The orbital velocity behaves in full accordance with the qualitative conclusions drawn by POSTMA from the distribution of median grain size.

II. Inleiding

De sortering van het bodemmateriaal van de wadden lijkt niet verklaard te kunnen worden zonder daarbij ook de golfwerking in beschouwing te nemen (POSTMA, 1957). Wanneer golven zich in ondiep water bevinden zal door de golven een kracht langs het bed worden uitgeoefend.

Daardoor zijn de golven in staat a) materiaal langs het bed te verplaatsen en b) materiaal op te werfelen. Vooral dit laatste kan op het wad een zeer effectief sorteringsproces zijn, omdat daardoor relatief zwakke stromen grote hoeveelheden materiaal kunnen verplaatsen.

POSTMA's conclusie, dat golven verantwoordelijk zijn voor de variatie in mediane korrelgrootte op het wad, was op drie overwegingen gebaseerd:

1. Op plaatsen waar zeer kleine stroomsnelheden verwacht mogen worden, de wantijen, ligt vaak het grofste sediment. De wantijen vormen de meest ondiepe gedeelten van het wad, zodat men daar de meeste golfwerking mag verwachten.
2. Op de rand van de getijgeulen die het wad begrenzen bevindt zich dikwijls een "korrelgrootte-minimum"; zowel geulinwaarts als wad-opwaarts wordt het sediment grover. POSTMA verklaart dit door aan te nemen dat dit minimum veroorzaakt wordt doordat op dat punt de combinatie stroomsnelheid-golfwerking voor een minimale bodemactiviteit zorgt: dieper in de geul wordt het sediment grover doordat de stroomsnelheid toeneemt, wadopwaarts neemt de golfwerking toe.
3. Over het algemeen zijn de westelijke gedeelten van de platen grover dan de oostelijke. Dit kan het gevolg zijn van de overheersende westenwinden, waardoor de golfwerking het sterkst zal zijn aan de westzijde der platen.

Behalve genoemde drie punten is er nog een verschijnsel dat door golfwerking verklaard moet worden en waarmee deze scriptie zich in het bijzonder bezighoudt. Uit POSTMA's onderzoek blijkt dat zich met betrekking tot de verdeling van de mediane korrelgrootte op het wad twee verschillende situaties kunnen voordoen:

1. een toenemende mediane korrelgrootte met afnemende diepte, zodat het grofste sediment op het wantij wordt aangetroffen. (Zie POSTMA, 1957: fig. 8).

2. een afnemende mediane korrelgrootte met afnemende diepte, zodanig dat deze afneming zich lijwaarts ten opzichte van de overheersende windrichting voorbij het wantij voortzet. (Zie POSTMA, 1957: fig. 10).

POSTMA's verklaring voor deze twee verschijnselen luidt:

ad 1. "dit kan verklaard worden door aan te nemen dat de invloed van de golven hier met toenemende diepte afneemt".

ad 2. "wanneer golven een grote afstand in ondiep water afleggen zullen zij langzaam aan zwakker worden, wat tot gevolg heeft dat het sediment met toenemende afstand van de geul fijner zal worden".

In het onderstaande zal worden nagegaan in hoeverre POSTMA's conclusies gesteund worden door een theoretische benadering van golven in ondiep water. In het volgende hoofdstuk wordt daarom eerst een overzicht gegeven van enige processen die voor de golfvoortplanting in ondiep water van belang zijn, waarna in hoofdstuk III wordt nagegaan welke consequenties daar voor de processen aan de bodem aan verbonden zijn.

III. Enige begrippen uit de theorie^{*})

Definities:

(We stellen ons een sinusvormige golf voor waarvan de golfkammen met elkaar evenwijdig zijn en zich tot in het oneindige uitstrekken)

De golflengte (L) is de afstand tussen twee golftoppen.

Het golfgetal is $\frac{2\pi}{L} = k$.

De golfperiode (T) is de tijd die verloopt tussen het passeren van twee golftoppen langs een vast punt.

De fasevoortplantingsnelheid (C) is de snelheid waarmee een golftop zich voortbeweegt. Tussen C, L, en T bestaat de bekende relatie

$$L = C \times T .$$

De golfhoogte (H) is het niveauverschil tussen golftop en golfdal.

De golfergiedichtheid (E) is de hoeveelheid golfenergie per eenheid van wateroppervlak. Tussen E en H bestaat de relatie $E = \frac{1}{8} g \rho H^2$ waarin ρ de dichtheid van het water en g de zwaartekrachtsversnelling voorstelt.

De energie plant zich voort met de energievoortplantingsnelheid (V).

Tussen V, C en L bestaat de relatie $V = C - L \frac{dC}{dL} . \quad (1)$

Als ondiep water is gedefinieerd, water waarvan de diepte (h) kleiner is dan de helft van de golflengte. Voor diep water geldt het omgekeerde.

Wanneer de waterdiepte kleiner is dan de helft van de golflengte wordt de invloed van de diepte op de golfvoortplanting en van de bodem op de energiehuishouding van belang. Verschillende processen brengen dan veranderingen te weeg in golf- lengte en hoogte, fase- en energie- voortplantingsnelheid. Hieronder volgen in het kort enige opmerkingen over drie processen die voor het wad van belang zijn: shoaling, refractie en bodemwrijving.

*) Een duidelijke uiteenzetting van het hier besprokene, met uitzondering van de bodemwrijving, vindt men in GROEN & DORRESTEIN (1956). Voor een meer fundamentele behandeling, waarin ook de moderne opvattingen over de golfdynamica aan de orde komen, zij verwezen naar PHILLIPS (1966: ch. 3).

a. Shoaling

Onder shoaling verstaan we de verandering van de fasesnelheid (C) met de waterdiepte (h). Indien we de golfperiode (T) constant veronderstellen betekent dat tevens een verandering in golflengte (λ). De verandering van de fasesnelheid brengt ook een verandering in de golfhoogte (H) te weeg, wat als volgt is in te zien:

Voor een enkelvoudige sinusvormige golf, waarvan de hoogte klein is ten opzichte van de lengte en de waterdiepte, geldt dat:

$$C^2 = \frac{g}{2\pi} \frac{L}{\tanh kh} \quad (1)$$

Uit (1) en (2) volgt:

$$V = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \cdot C = nC \quad (3)$$

We veronderstellen nu een kust met evenwijdige rechte dieptelijnen en nemen aan dat de voortplantingsrichting van de golven loodrecht op de dieptelijnen staat. Wanneer we nu in eerste instantie veronderstellen dat de energiestroom niet divergeert, dat wil zeggen dat nergens accumulatie of verlies van golfenergie optreedt, dan moet in ieder punt de energiestroom (E.V.) dezelfde waarde hebben en derhalve gelijk zijn aan de energiestroom in het diepe water ($h > \frac{1}{2}L$). Uit (2) en (3) volgt, dat voor $h > \frac{1}{2}L$, bij benadering geldt:

$$C_o = \frac{g}{2\pi} \frac{T}{\sinh 2kh} \quad \text{en} \quad V_o = \frac{1}{2} C_o \quad .$$

Voor de energiestroom in het diepe water vinden we dus:

$$E_o V_o = \frac{1}{16} \rho g H_o^2 \frac{g}{2} \frac{T}{\sinh 2kh} \quad .$$

In het ondiepe water moet in ieder punt gelden:

$$E_o V_o = E.V$$

waaruit:

$$\frac{1}{16} \rho g H_o^2 \cdot \frac{g^T}{2} = \frac{1}{8} \rho g H^2 n C$$

ofwel:

$$H = K_s \cdot H_o, \quad \text{waarin } K_s = \left(\frac{g^T}{2n n C} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad K_s \text{ wordt de}$$

shoalingfactor genoemd en stelt ons in staat om gegeven de diepte, golfperiode en golfhoogte in diep water, de golfhoogte voor ieder punt in ondiep water te berekenen.

b. Refractie

Wanneer punten van een golfkam zich op verschillende diepten bevinden zullen ook hun voortplantingsnelheden verschillend zijn. De kammen worden dan "ineengedrukt" of "uitgerekt", dat wil zeggen er treedt convergentie of divergentie van de golforthogonalen (lijnen loodrecht op de golfkammen) op. Wanneer we aannemen dat de energiestroom tussen twee orthogonalen constant is, dan houdt dat in dat de golfenergie per oppervlakte eenheid toeneemt bij convergentie en afneemt bij divergentie. De afstand tussen twee orthogonalen noemen we b ; b_o is deze afstand in diep water. Er geldt nu:

$$E_o b_o = E b \quad \text{waaruit volgt } H = K_r H_o \text{ als } K_r = \left(\frac{b_o}{b} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad K_r \text{ wordt}$$

de refractiefactor genoemd.

c. Bodemwrijving

Wanneer een visceuse vloeistof langs een vaste wand beweegt zal door wrijving energie aan de beweging worden onttrokken. Dit is ook het geval bij de door golven veroorzaakte oscillerende bewegingen aan de bodem. Indien de golven maar lang genoeg door ondiep water lopen zal dit energieverlies een duidelijk merkbare vermindering van de golfhoogte veroorzaken; althans men zal een kleinere golfhoogte meten dan op grond van shoaling en refractie verwacht mocht worden. We moeten dus om op ieder punt H te kennen ook nog een wrijvingsfactor (K_f) invoeren. Voor de afleiding van K_f wordt PUTNAM & JOHNSON (1949) gevolgd.

Voor de turbulente schuifspanning (S) langs een wand bestaat de uitdrukking

$$S = c_1 \rho u_1^2.$$

Hierin is u_1 een voor de stroming representatieve snelheid en c_1 een dimensieloze wrijvingsfactor, die o.a. afhangt van de gekozen snelheid u_1 , het turbulentiepatroon, de bodemruwheid en soms nog van de viscositeit van de vloeistof. Voor u_1 kiezen we de door de golven aan de bodem veroorzaakte snelheid u_b , die op zou treden indien de vloeistof wrijvingsloos werd verondersteld.

$$u_b = \frac{\pi H}{T} \sinh kh \sin \left(kx - \frac{2\pi t}{T} \right) \quad (4)$$

De energiedissipatie per oppervlakte en tijdseenheid is gelijk aan:

$$S \cdot |u_b| = c_b |u_b^3|.$$

De energiedissipatiefunctie (D) is de golfenergiedissipatie per opp.

en tijdseenheid gemiddeld over een golfperiode.

$$D = \frac{1}{T} \int_0^T c_b |u_b|^3 dt \quad (5)$$

Uit (4) en (5) volgt:

$$D = \frac{4\pi^2 H^3}{3 T^3 \sinh^3 kh} \quad (6)$$

Tenslotte zijn de processen shoaling, refractie en bodemwrijving in fig. 1 nog eens te samen afgebeeld. Hieruit laat zich de volgende differentiaalvergelijking afleiden: het energietransport door vlak (1) bedraagt $E_1 V_1 b_1$, door vlak (2)

$$E_2 V_2 b_2 ;$$

over een afstand dx wordt een hoeveelheid energie $D \cdot b \cdot dx$ gedissipeerd (de dissipatie tengevolge van percolatie D_p is hier verwaarloosd).

Voor de energiebalans krijgen we, indien de golftoestand overal stationnair is ($\frac{\partial E}{\partial t} = 0$):

$$E_2 V_2 b_2 - E_1 V_1 b_1 = - D b dx$$

ofwel:

$$\frac{d}{dx} (E V b) = - b D \quad (7)$$

Werken we (7) uit dan krijgen we:

$$E_1 V_1 b_1 - E_0 V_0 b_0 = - \int_{x_0}^{x_1} b D dx ,$$

waarin de index $_0$ weer naar diep water verwijst. Hieruit volgt:

$$\frac{H_1}{H_0} = \left(\frac{\frac{1}{2}C_0}{n_1 C_1} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{b_0}{b_1} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(1 - \frac{8}{\frac{1}{2} e^{g H_0^2 b_0 C_0}} \cdot \int_{x_0}^{x_1} b D \, dx \right)^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

(a)

(b)

(c)

In (8) zijn (a) en (b) gelijk aan de reeds eerder afgeleide factoren K_s en K_r . (c) stelt de wrijvingsfactor K_f voor. Voor een bodem met constante helling is de integraal die in K_f voorkomt door BRETSCHNEIDER & REID (1954) numeriek bepaald en zijn diagrammen ter bepaling van K_f ontworpen. Wil men deze diagrammen ook gebruiken voor een bodem met een niet constante helling, dan dient men het profiel te verdelen in stukken met een bij benadering constante helling.

IV. De invloed van golven op het bed

a. De kwadratische wrijvingswet, de wrijvingsfactor en de bodemsnelheid

Wanneer we ons afvragen welke consequenties de in het vorige hoofdstuk besproken processen hebben voor het bodemmateriaal, dan moeten we allereerst een golfparameter kiezen, die representatief is voor de processen die zich onder invloed van de golven aan het bed afspelen. De schuifspanning langs het bed is uiteindelijk de oorzaak van het beweging van de sedimentdeeltjes. Bij de afleiding van de wrijvingsfactor K_f is van de relatie $S = c_b e u_b^2$ gebruik gemaakt om de energiedissipatie door bodemwrijving te berekenen. Het ligt voor de hand deze uitdrukking ook nu weer te gebruiken. Toepassing van deze "kwadratische wrijvingswet" is alleen geoorloofd voor een stroming met turbulente grenslaag.

In PUTNAM & JOHNSON (1949) is aangenomen dat bij de daar besproken condities (golven van ca. 1.5 m hoog en met een periode van 12 s) de bodemruwheid in de vorm van golfribbels een orde groter is dan de dikte van de laminaire grenslaag van de golfbeweging; in dat geval is van een hydraulisch ruwe wand sprake en mag men een turbulente grenslaag verwachten, terwijl dan tevens c_b niet meer van de viscositeit van het water afhangt. Inmiddels is in later onderzoek getracht een Reynolds-getal te definiëren waarmee bepaald kan worden of men bij een bepaalde golfbeweging een laminaire dan wel een turbulente grenslaag mag verwachten. COLLINS (1963) kwam tot de conclusie dat, indien

$$Re = \frac{u_{bo} \delta}{\nu} = \left(\frac{\pi}{\nu T} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{H}{\sinh kh} > 160$$

de grenslaag langs een hydraulisch gladde wand turbulent is. Hierin is

u_{bo} de amplitudo van de bodemsnelheid ($u_{bo} = \frac{\pi H}{T \sinh kh}$), δ

de dikte van de laminaire grenslaag ($\delta = \left(\frac{\nu T}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}}$) en ν de kinematische viscositeit. Dit Re-getal is in het onderstaande gebruikt om aan te tonen dat ook bij de hier besproken condities de uitdrukking $S = c_b \frac{u_{bo}^2}{g H}$ gebruikt mag worden. Daarbij dient men nog te bedenken dat voor een hydraulisch ruwe wand (indien golfribbels aanwezig zijn haast altijd het geval) het kritieke Re-getal nog wel een lagere waarde dan 160 kan hebben.

De kwadratische wrijvingswet is pas bruikbaar als de wrijvingsfactor c_b bekend is. Evenals bij PUTNAM & JOHNSON (1949) worden hieronder voor de bepaling van c_b de in BAGMOLD (1946) besproken relaties gebruikt. Indien R de amplitude van de verplaatsing van een water-

deeltje aan de bodem voorstelt ($R = \frac{1}{2}H/\sinh kh$) en p de afstand tussen twee golfribbel kammen, dan vond BAGNOLD dat $c_b = 0.08$ indien $R/p < 1$ en $c_b = 0.072(R/p)$ als $R/p > 1$. Voor de condities bij PUTNAM & JOHNSON bleek dan dat $c_b = 0.01$.

Hieronder volgen enige waarnemingen van golfribbels langs de SW rand van de Grienderwaard, met bijbehorende golfwaarnemingen gedaan in de zomer van 1968. (zie fig. 2)

H (m)	T (s)	R (m)	p (m)	R/p	c_b
0.5	3.5	0.29	0.040	7.3	0.016
0.5	3.0	0.24	0.035	6.9	0.017
0.6	3.5	0.35	0.045	7.8	0.016

c_b heeft dus een waarde die in dezelfde orde van grootte ligt als bij PUTNAM & JOHNSON. Wanneer we nu veronderstellen dat c_b een constante is met een waarde van 0.01, dan is de schuifspanning volledig bepaald u_b . Daarom kiezen we de amplitude van de bodemsnelheid

$u_{b0} = \pi HT^{-1} (\sinh kh)^{-1}$ als karakteristieke parameter voor de sortering van het bodemmateriaal.

b. Vergelijking van waarneming en theorie

In de zomer van 1968 zijn door mij enige golfwaarnemingen gedaan op het wad van de Grienderwaard. Daarvoor zijn op dit wad drie raaien stokken geplaatst, voorzien van een schaalverdeling (in stukken van 5 cm), waarlangs de golfhoogte vanuit een bootje kon worden afgeler (voor ligging van de raaien zie fig. 2). Iedere golfmeting bestond uit het bepalen van golfhoogte en periode. De hoogte werd gemeten door

gedurende twee minuten de langs de paal passerende golven te bekijken en dan de "meest voorkomende" en grootste waargenomen" golfhoogte te noteren. Het zal duidelijk zijn dat deze methode subjectief is (met name de "meest voorkomende" golfhoogte). Ook is de waarnemingstijd eigenlijk te kort om een betrouwbare maat voor de golfhoogte op te geven, daar het golfbeeld zeer veranderlijk is. De golfperiode werd gemeten door het aantal passerende golven per minuut te tellen; deze methode levert betrouwbare resultaten. Over het algemeen waren de golfhoogtemetingen van dien aard dat zij te weinig representatief zijn om er verder mee te rekenen. De best geslaagde golfmeting, langs de SW raai, is in fig. 3 weergegeven. In deze figuur is ook opgenomen de golfhoogte zoals die langs theoretische weg is berekend uitgaande van dezelfde waarde voor de diepwater golfhoogte als bij de waarneming. De overeenstemming tussen waarneming en theorie is dusdanig dat verder werken met de theorie gerechtvaardigd lijkt.

We zullen nu met behulp van de in hoofdstuk II geschetste theorie u_{bo} berekenen voor het NW-profiel van de Grienderwaard en voor vier hypothetische wadprofielen.

Enige opmerkingen over de wijze van berekening. Voor een bepaalde situatie worden de diep-water golfhoogte en de golfperiode vastgesteld. Daarna worden voor enige punten van het profiel K_r , K_s , K_f bepaald. De eerste uit een refractiediagram, de tweede kan direkt uit Tabellen, opgenomen in WIEGEL (1964), worden afgelezen en tenslotte wordt K_f berekend met behulp van de diagrammen uit BRETSCHNEIDER & REID (1945). Vervolgens is voor ieder punt H berekend; $\sinh kh$ kan weer afgelezen worden uit de Tabellen van WIEGEL (1964). Uit H , T , $\sinh kh$ volgt dan u_{bo} .

c. Het NW-profiel van de Grienderwaard

Voor het NW-profiel van de Grienderwaard zijn de golfkarakteristieken berekend die op zouden kunnen treden bij HW en stormcondities. De gekozen uitgangswaarden zijn: $H_0 = 2\text{m}$, $T = 6\text{s}$. Uit DORRESTEIN (1967) blijkt dat dit soort golven bij NW stormen op de Noordzee normaal zijn. Men mag verwachten dat een gedeelte van het golfveld van de Noordzee door de zeegaten de Waddenzee zal "inlekken" en op de dichtst bij zee liggende platen zal lopen (bijvoorbeeld het westelijke deel van de Grienderwaard).

Allereerst is voor het westelijke deel van de Grienderwaard, de Pannenplaat, een refractiediagram geconstrueerd waaruit K_r is bepaald. (zie fig. 4)

Het lengteprofiel zelf werd verkregen uit een gedetailleerde echoloding die Rijkswaterstaat mij ter hand heeft gesteld. Dit lengteprofiel is in fig. 5A uitgezet.

In fig. 5B is het verloop geschetst van de berekende H en van de golfhoogte H' die op zou treden indien met de bodemwrijving geen rekening zou worden gehouden). Uit deze figuur komt zeer duidelijk de grote invloed van de bodemwrijving naar voren. Wordt de bodemwrijving niet in rekening gebracht, dan zou de golfhoogte wadopwaarts snel toenemen. De golven zouden dan al gauw breken. Brengt men de wrijving wel in rekening dan blijkt dat de golfhoogte continu met de diepte afneemt.

In fig. 5C is tenslotte het verloop van u_{bo} geschetst. De bodemsnelheid neemt eerst met afnemende diepte toe, bereikt een maximum en neemt dan continu met afnemende diepte af. Op dit karakteristieke verloop van u_{bo} wordt hieronder nader ingegaan. In fig. 5C is tevens het boven besproken Re-getal opgenomen. De kritieke waarde

van 160 wordt langs het gehele profiel ver overschreden, zodat aangenomen is dat we met een turbulente grenslaag te maken hebben.

In fig. 6 is nogmaals het verloop van de golfhoogte langs het NW-profiel geschetst, nu met het oog op de verandering in golfaanval op het eiland Griend tengevolge van de afsluiting van de Zuiderzee. Voor twee verschillende diep-water golfhoogten (3 en 2 m) en een periode van 6 s is het verloop van H langs het profiel berekend voor twee waterstanden (2.0 en 2.5 m +NAP). De waterstand van 2.5 m +NAP is die welke nu optreedt, na afsluiting van de Zuiderzee, door een NW storm tijdens HW, die in de oude toestand een waterstand van 2 m +NAP zou opleveren (zie BROUWER e.a., 1948). Voor golven van 3 en 2 m hoogte blijkt de waterstandsverhoging te resulteren in een toeneming van 20 cm van de golfhoogte vlak bij het eiland. Door de toegenomen golfhoogte én energievoortplantingssnelheid (omdat de waterstand is verhoogd) is ook de golfenergiestroom bij de kust van het eiland veranderd. De energiestroom E.V. = const. $\times H^2 \times nC$.

Voor een waterdiepte van 2 m is $(E.V.)_{kust} = 0.72 \times \text{const.}$

" " " " 2.5 m $(E.V.)_{kust} = 0.99 \times \text{"}$

De energiestroom vlak bij het eiland is dus met 37 % toegenomen.

Daarmee is ook de erosiecapaciteit van de golven groter geworden, wat een mogelijke verklaring is voor de versterkte afslag van het eiland sinds de afsluiting van de Zuiderzee.

d. Vier hypothetische wadprofielen

In figuur 7A zijn vier profielen opgenomen welke alle eenzelfde gemiddelde diepte bezitten, maar waarvan de vorm verschilt. In deze profielen wordt een oploophelling en een wadgedeelte onderscheiden;

de grens ligt bij -2m NAP. Met toenemend profielnummer wordt de oploophelling steiler en verandert het wadgedeelte van bol naar heij. Voor deze vier profielen is u_{bo} berekend uitgaande van een diep-water golfhoogte van 1.5 m en een periode van 3.5s (waarden welke tijdens storm voor het lokale wadden-golfveld verwacht mogen worden). Het verloop van u_{bo} is in figuur 7B uitgezet. Twee verschijnselen treden uit deze figuur duidelijk naar voren:

1. de grootste bodemsnelheden worden bereikt bij profielen met een sterk convex wadgedeelte.
2. het punt waarop in het profiel het maximum van u_{bo} optreedt ligt naarmate het wadgedeelte boller is dichterbij de waterscheiding.

Dit verschillend gedrag van u_{bo} voor verschillende profielen moet geheel worden toegeschreven aan verschillen in het effect van de bodemwrijving. Zou alleen shoaling een rol spelen, dan is, gegeven H_o en T , u_{bo} slechts een functie van de diepte en niet van de afstand die de golven door ondiep water hebben moeten afleggen. In de vier profielen zou dan voor alle punten met dezelfde diepte dezelfde bodemsnelheid gevonden moeten worden. Brengt men echter tevens de bodemwrijving in rekening, dan is de bodemsnelheid bovendien nog afhankelijk van de afgelegde weg door ondiep water. Men kan derhalve het volgende stellen: door shoaling neemt de bodemsnelheid met afnemende diepte af, door bodemwrijving neemt de bodemsnelheid met toenemende afgelegde weg door ondiep water af. Deze twee processen werken door elkaar heen: bovendien is de grootte van de bodemwrijving nog afhankelijk van de waterdiepte en de lokale golfhoogte. Of over een bepaald diepte-interval van het profiel de bodemsnelheid toe- dan wel afneemt, wordt afnemende diepte wordt geheel bepaald door het bij het gegeven diepte-interval behorende afstansinterval. Is dit laatste groot dan zal

bodemwrijving dominant zijn en de bodemsnelheid over het bijbehorende diepte-interval afnemen. Is het afstandsinterval klein dan wint de shoaling het en zal de bodemsnelheid toenemen, met andere woorden: Gegeven de lokale golfhoogte, de golfperiode en de wrijvingsfactor c_b , dan bestaat voor ieder diepte-interval een kritieke afstand, zodanig dat de bodemsnelheid over dat interval constant is.

e. Enkele kritieke profielen

In de inleiding is al gezegd dat door POSTMA (1957) twee soorten wadprofielen worden onderscheiden: met toenemende en met afnemende mediane korrelgrootte bij afnemende diepte. Met de laatste opmerking uit de vorige paragraaf heeft dat er ons toe geleid een profiel af te leiden, waarlangs de schuifspanning aan het bed, gemiddeld over een golfperiode, constant is, zodat ook verwacht mag worden dat het sediment langs het gehele profiel dezelfde samenstelling zal hebben. Dat het inderdaad mogelijk is een dgl. profiel (een relatie tussen de diepte h en de afstand x) af te leiden, is als volgt in te zien *).

Als S onafhankelijk is van x en daarmee van h , aangezien we h als functie van x zoeken, dan is de dissipatiefunctie D een constante, waarvan de waarde bepaald wordt door de golfperiode en de vrij te kiezen beginwaarden voor de diepte (h_1) en de golfhoogte (H_1).

$$\text{Dus:} \quad D = \text{const} \quad (H_1, h_1, T) \quad (9)$$

*) de details van deze berekening zijn te vinden als bijlage van dit verslag.

Uit (7) en (9) volgt voor een stationaire golftoestand en refractie buiten beschouwing gelaten:

$$\frac{d}{dx} EV = \text{const.} (H_1, h_1, T) \quad (10)$$

waarin $E = E(H)$ en $V = V(T, h)$ Uit (6) en (9) volgt:

$$H = H(H_1, h_1, h, T) \quad (11)$$

Uit (10) en (11) volgt:

$$\frac{d}{dx} E(H_1, h_1, h, T) \cdot V(T, H) = \text{const.} (H_1, h_1, T) \quad (12)$$

Gegeven H_1 , h_1 en T bepaalt (12) de diepte (h) als functie van de afstand (x). In figuur 8 zijn op deze manier berekende profielen weergegeven voor drie waarden van T (8, 6 en 4 s) en vier waarden van H_1 (2.0, 1.5, 1.0 en 0.5 m). Voor h_1 is een diepte van 2m gekozen en voor

de wrijvingsfactor c_b de waarde 0.01.

Drie opmerkingen kunnen n.a.v. deze profielen gemaakt worden:

1. de profielen zijn alle concaaf.
2. hoe groter de begingolfhoogte, des te steiler het profiel.
3. hoe groter de golfperiode, des te steiler het profiel.

N.B.:

Uit het concaaf verloop van de profielen in figuur 8 mag men niet concluderen dat, indien in een punt van een willekeurig profiel (bijvoorbeeld die in figuur 7) $\frac{d}{dx} u_{bo} = 0$ en dus u_{bo} lokaal constant is, het profiel in dat punt concaaf is ($\frac{d^2}{dx^2} h > 0$), wat bijvoorbeeld bij de

profielen no. 1, 2 en 3 in figuur 7 A en B duidelijk niet het geval is. Indien lokaal $\frac{d u_{bo}}{d x} = 0$ betekent dit slechts, dat op het bewuste punt de helling van het profiel ($\frac{d h}{d x}$) zodanig is dat bodemwrijving en shoaling elkaar op dat punt compenseren en u_{bo} dus lokaal constant is. Alleen een aaneenschakeling van derdelijke kritieke hellingen levert een concaaf profiel. Figuur 7 A en B en figuur 8 zijn dus niet elkaar in tegen spraak; ook bij een convex profiel kan lokaal $\frac{d u_{bo}}{d x} = 0$ zijn.

V. Conclusies

Het optreden van een af- of toeneming van de mediane korrelgrootte van het waddensediment met een afnemende waterdiepte wordt bepaald door het gedrag van de door golven veroorzaakte schuifspanning langs het bed. Deze schuifspanning wordt bij gegeven wrijvingsfactor geheel bepaald door de bodemsnelheid (u_{bo}). Door shoaling neemt u_{bo} met afnemende diepte toe, door bodemwrijving af. De combinatie van deze twee processen bepaalt dus of met afnemende diepte het sediment grover danwel fijner wordt. De "kritieke profielen" uit figuur 8 tonen aan dat, wil u_{bo} langs een profiel constant zijn, het profiel in zijn geheel concaaf moet zijn. Is het profiel vlakker dan het berekende dan mag een afneming van u_{bo} met afnemende diepte verwacht worden; is het profiel steiler dan is het omgekeerde het geval. Uitgezonderd die gedeelten van het wad, die direkt aan een kwelder grenzen, zal een waddenprofiel veelal een convex verloop hebben. In ieder geval zal het gedeelte dat de overgang naar de getijgeul vormt altijd convex zijn. Op dat gedeelte mag dan ook een toeneming van u_{bo} verwacht worden. Hoeveer deze toeneming zich in de richting van het wantij uitstrekt hangt geheel van de

vorm van het profiel af. In hoofdstuk III. d is berekend dat naarmate de oploophelling minder steil is en het hogere wadgedeelte boller, het punt waarop u_{bo} zijn maximale waarde bereikt verder wadopwaarts ligt. D.w.z dat, naarmate het wantij dichterbij de geul ligt en het profiel boller is, de kans toeneemt om op het wantij het grofste sediment aan te treffen. Dit is geheel in overeenstemming met de resultaten van POSTMA (1957). De profielen waarbij door POSTMA het grofste sediment op het wantij werd aangetroffen zijn inderdaad alle bol en de afstand van de waterscheiding tot de geul bedraagt in geen van de gevallen meer dan 1 km. Bij de profielen waar POSTMA een afneming van de korrelgrootte met afnemende diepte constateerde bedraagt deze afstand 2 à 4 km, terwijl deze profielen voor zover ze aan het eiland Griend grenzen gedeeltelijk concaaf zijn. Voor dergelijke profielen bleek uit figuur 7B dat daar de maximale waarde van u_{bo} dichterbij de geul ligt dan bij bolle profielen. Het feit dat POSTMA hier geen maximum in de korrelgrootte heeft gevonden, maar een continue afneming, kan verklaard worden door aan te nemen dat daarvoor nog verder geulwaarts bodemonsters hadden moeten worden genomen, of doordat de combinatie stroomsnelheidgolven daar zodanig is dat geen maximum optreedt.

VI. Litteratuur

- BAGNOLD, R.A., 1946. Motion of waves in shallow water. Interaction between waves and sandbottoms - Proc. Roy. Soc. London (A) 187: 1-15.
- BRETSCHNEIDER, C.L. & R.O. REID, 1954. Modification of wave height due to bottomfriction, percolation and refraction - Techn. Mem. Beach Erosion Board no. 45: 1-36.

- BROUWER, G.A. e.a., 1950. Griend; het vogeleiland in de Waddenzee historisch-geografisch, hydrografisch en biologisch beschreven - M. Nijhoff, Den Haag: 1-310.
- COLLINS, J.I., 1963. Inception of turbulence at the bed under periodic gravity waves - J. Geophys. Res. 68: 6007-6014.
- DORRESTEIN, R., 1967. Wind and wave data of the Netherlands light-vessels since 1949 - Med. en Verh. KNMI no. 90: 1-123.
- GROEN, P. & R. DORRESTEIN, 1958. Zeegolven - Opst. Mar. Met. Oceanogr. Geb. KNMI no. 11: 1-84.
- PHILLIPS, O., 1966. - The dynamics of the upper ocean - Cambridge Univ. Press: 1-261.
- POSTMA, H., 1957. Size frequency distributions of sands in the Dutch Wadden Sea - Arch. Néerl. Zöol. 13: 319-349.
- PUTNAM, J.A. & J.W. JOHNSON, 1949. The dissipation of wave energy by bottomfriction - Transac. Amer. Geophys. Union 30: 67-74.
- WIEGEL, R.L., 1964. Oceanographical Engineering - Prentice Hall, New York. 1-532.

A profile for shoaling waves, generating a constant bottom stress

A common feature in the off-shore zone of sandy coasts is the increasing grainsize with decreasing depth. The increase in grain-size is explained by an increasing bottom-stress caused by shoaling waves. There are however situations (cf. POSTMA, 1957) where the reverse is true, the grainsize decreasing with decreasing depth. This can be explained by assuming a decrease in wave energy by bottom friction resulting in a decrease in bottom-stress; a fact that can be neglected for steep beaches, but becomes important the flatter the profile, for example at tidal flats. This suggests that it must be possible to calculate a bottom profile along which the wave induced- average- bottom stress is constant, taken into account the decrease in wave-energy by bottom friction.

For a given train of waves, constant mean-bottom stress means: constant orbital motion of the water along the bottom.

To the first order, the wave height (H), which is equal to the minor axis of the particle orbit at the surface, is related to the diameter of the particle path at the bottom (B) - see figure I - by

$$\frac{H}{\sinh kh} = B \quad (1)$$

in which k is the wave number, related to the wave length (L)

by $k = \frac{2\pi}{L}$ and h is the depth of the undisturbed water column.

In accordance with what has been said above, we now assume B to be independent of the horizontal distance (x); The value of B is determined from (1) by a given pair of initial values of H and kh, say $(H_1, k_1 h_1)$.

For the wave energy balance we have:

$$\frac{\delta E}{\delta t} - \frac{\delta E n C}{\delta x} = D = \text{energy dissipation per unit area} \quad (2)$$

in which the wave energy density:

$$E = \frac{1}{8} g \bar{\eta}^2 = \frac{1}{8} g \bar{B}^2 \sinh^2 kh \quad (3)$$

the wave phase speed:

$$C = \frac{gT}{2\pi} \tanh kh$$

and

$$n = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right)$$

(g = acceleration of gravitation; C = fluid density)

Following PUTNAM & JOHNSON (1949) for the time-mean value D ,
representing in (2) the local wave energy loss by bottom friction
we get:

$$D = \frac{1}{T} \int_0^T \tau u_b dt \quad (4)$$

in which the orbital velocity near the bed:

$$u_b = \frac{\bar{u} B}{T} \cos \frac{\bar{u} t}{T} \quad (5)$$

and the bottom stress:

$$\tau = c_b e^{u_b} |u_b| \quad (6)$$

c_b is a dimensionless friction factor, in this analysis assumed to be independent of x too.

From (4), (5) and (6):

$$D = \frac{4 \pi^2 c_b e^{B^3}}{3 T^3} \quad (7)$$

Thus, if B and c_b are independent of x , the energy dissipation is constant too, as are the amplitude of the orbital velocity and the time mean value of the bottom stress.

For stationary conditions ($\frac{\partial E}{\partial t} = 0$), by combining (2), (3) and (7) we get:

$$\frac{d}{dx} \left\{ \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \tanh kh \sinh^2 kh \right\} = - \frac{128 \pi^3 c_b B}{3 g^2 T^4} \quad (8)$$

The expression between the accolades on the left hand side of (8) being written as $F(kh)$ and the right hand side as a constant $-b$, which is determined by c_b , T and B (H_1, k_1, h_1) (8) can be written as:

$$F(kh) - F(k_1 h_1) = -bx \quad (9)$$

($x = 0$ for $kh = k_1 h_1$)

Formula (9) expresses a relation between x and kh . We are however interested in h as a function of x . So we use the relation

between h and kh :

$$h = \frac{kh}{2\pi} \frac{L}{T} = \frac{kh}{2\pi} \frac{C(kh) \cdot T}{T},$$

hence according to (3):

$$\frac{2\pi h}{g T^2} = \frac{kh \tanh kh}{2\pi} \quad (10)$$

According to (9) and (10) we are now able to define a dimensionless depth parameter Z and a dimensionless distance parameter X :

$$X = -b(c_b, T, B) + F(k_1 h_1) \quad \text{and}$$

$$Z = \frac{2\pi h}{g T^2} = \frac{h}{L_0}$$

for which we have the relations:

$$X = F(kh) \quad \text{and} \quad (11)$$

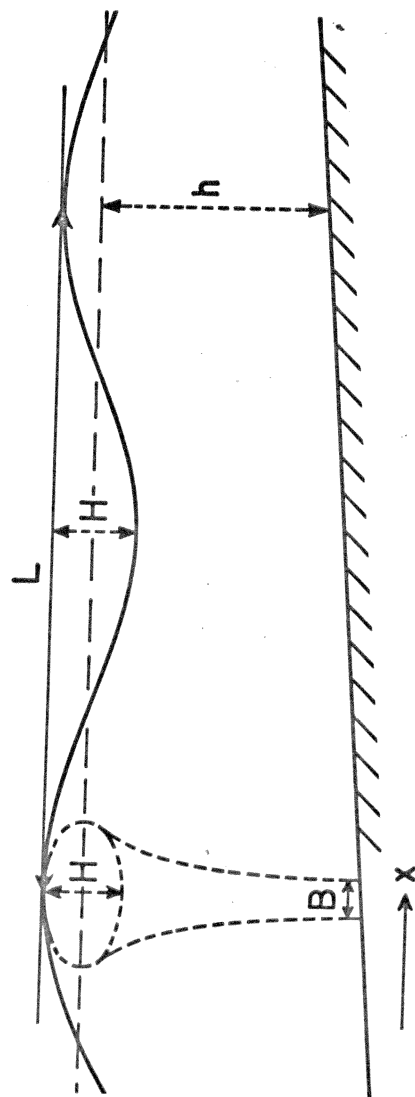
$$Z = \frac{kh \tanh kh}{2\pi} \quad (12)$$

The relation between Z and X , given implicitly by (11) and (12) is shown in figure 2 for a range of values for Z from 0.40 to 0.05 (from where the first order equations used here are supposed no longer to be valid). The profile is obviously concave, the slope increasing with decreasing depth.

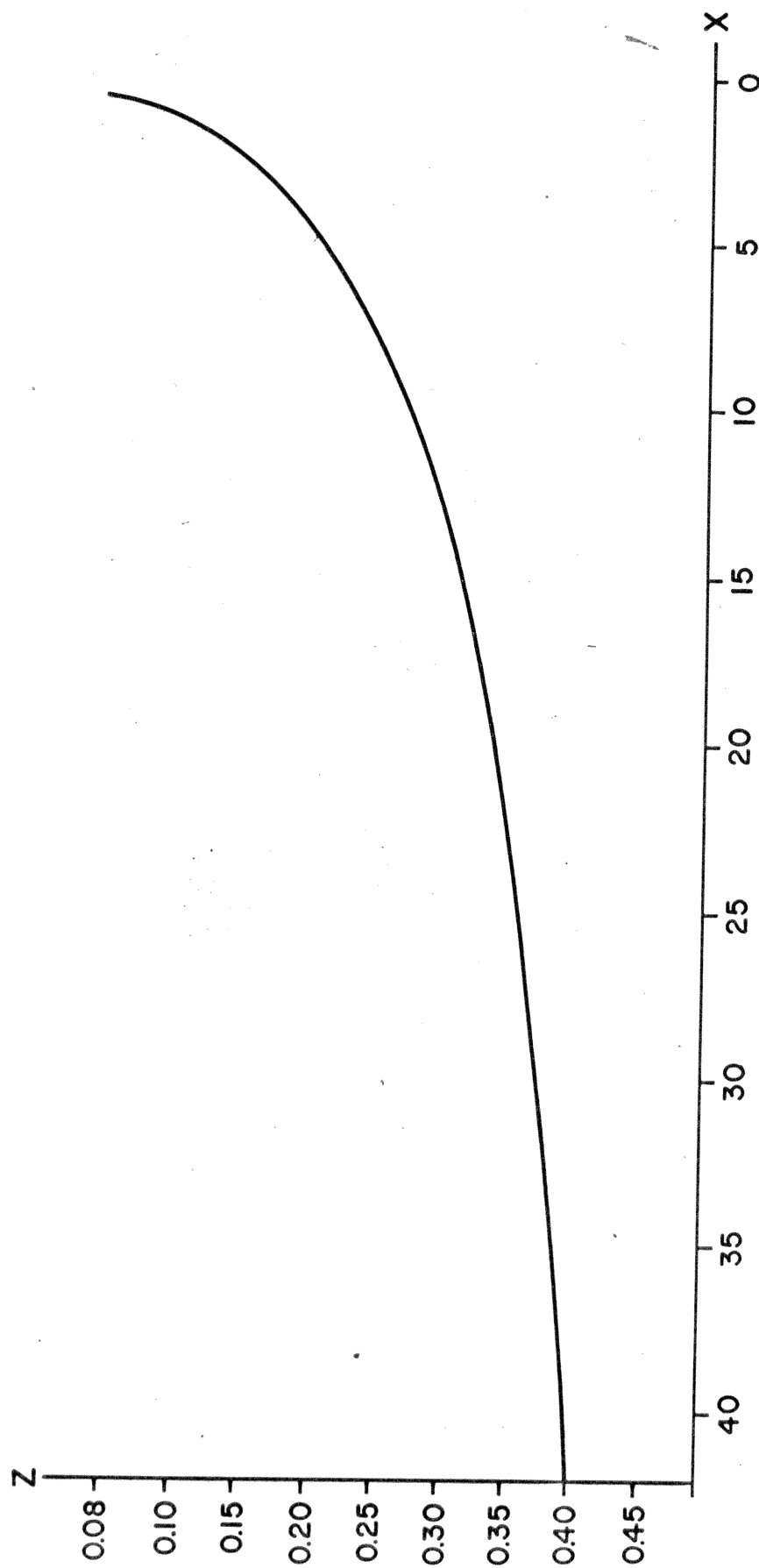
For any set of values (B , T and c_b) with the aid of figure 2, or directly from the equations (9) and (10) the bottom profile can be constructed.

Litterature

- POSTMA, H., 1957. Size frequency distributions of sands in the
Dutch Wadden Sea - Arch. Néerl. de Zöol. 13: 319-349.
- PUTNAM, J.A. & J.W. JOHNSON, 1949. The dissipation of wave energy
by bottomfriction - Transac. Amer. Geophys. Union 30: 67-74.



Bijlage. fig. 1



Bijlage. fig. 2 verband tussen X en Z

$$X = F(kh) = -b(c_b, T, H_1, k_1 h_1) x + F(k_1 h_1)$$

$$Z = \frac{2\pi h}{g T^2}$$

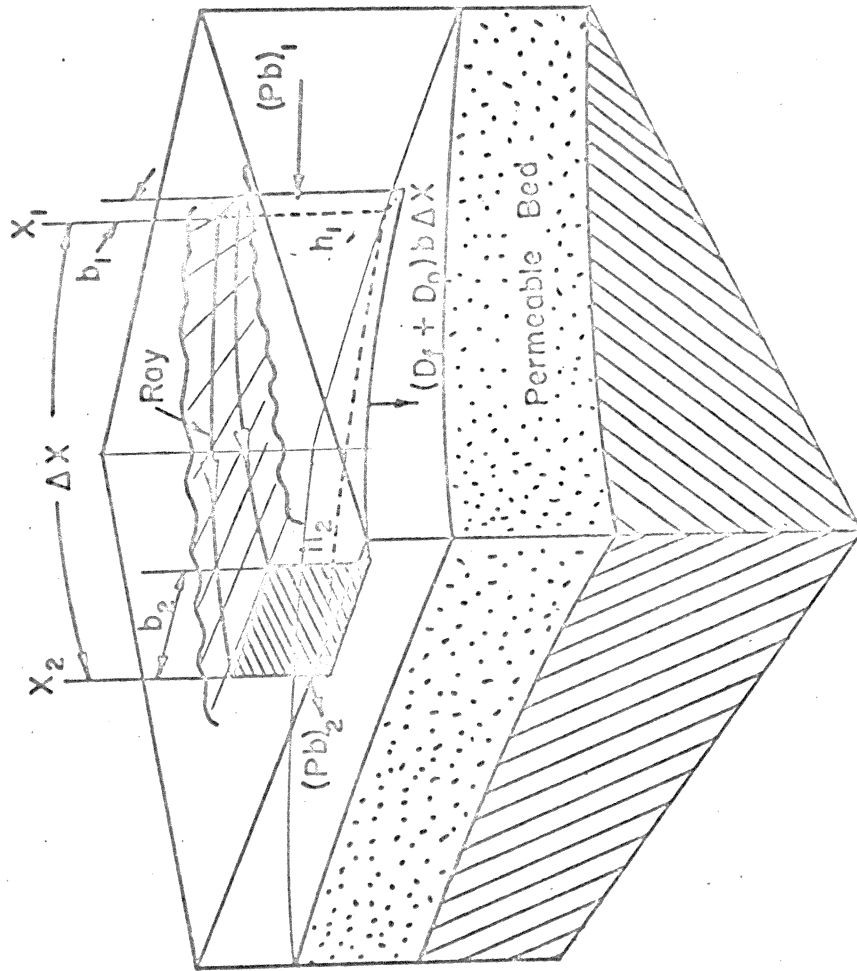


fig. 1 Schematic of energy
transfer (BRETSCHNEIDER &
REID, 1954)



fig. 2 Overzicht Grienderwaard
dieptelijnen (in m beneden LLWS),
golfmeetpunt,
golfribbel meting.
Schaal 1: 50.000

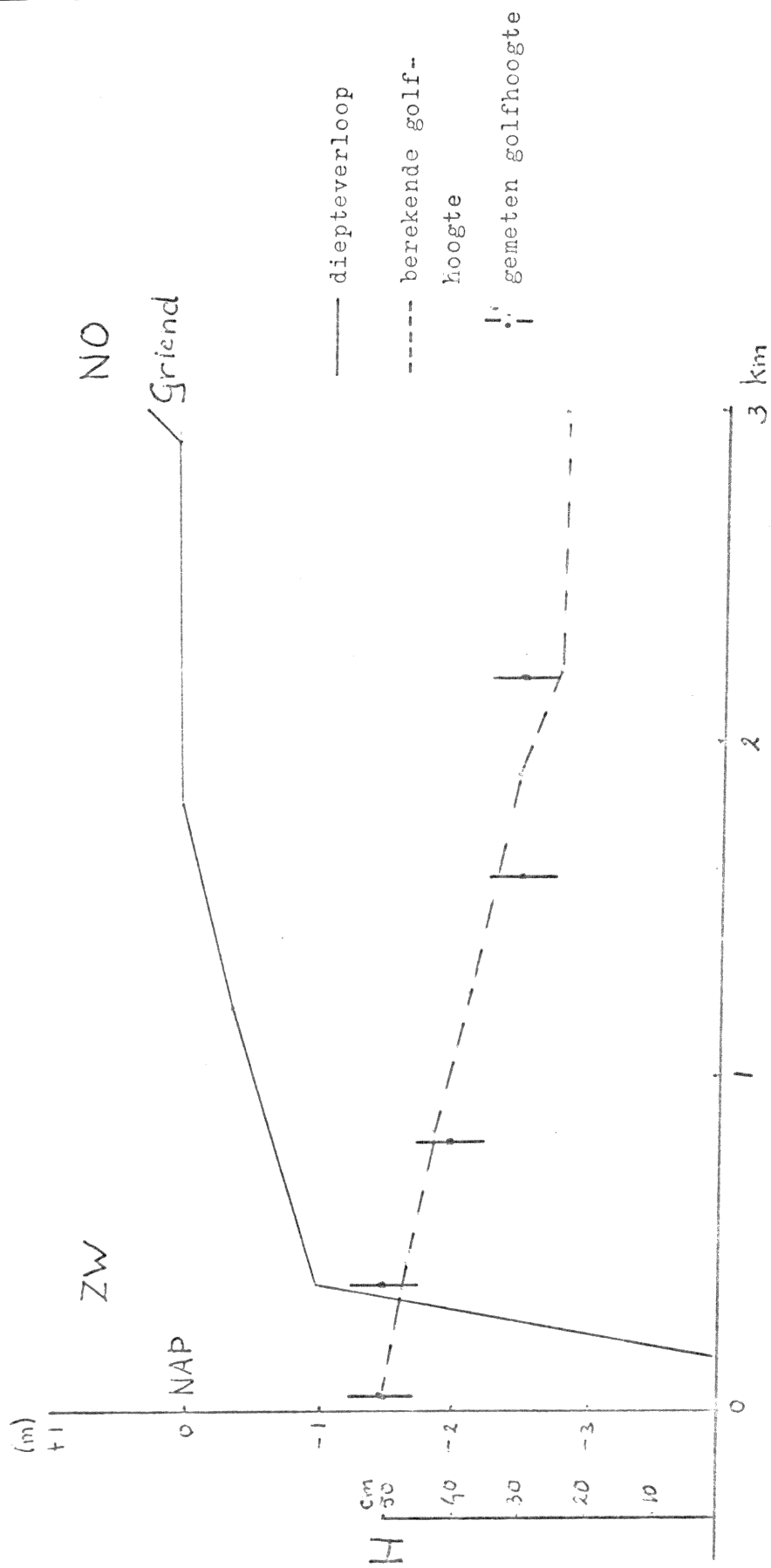
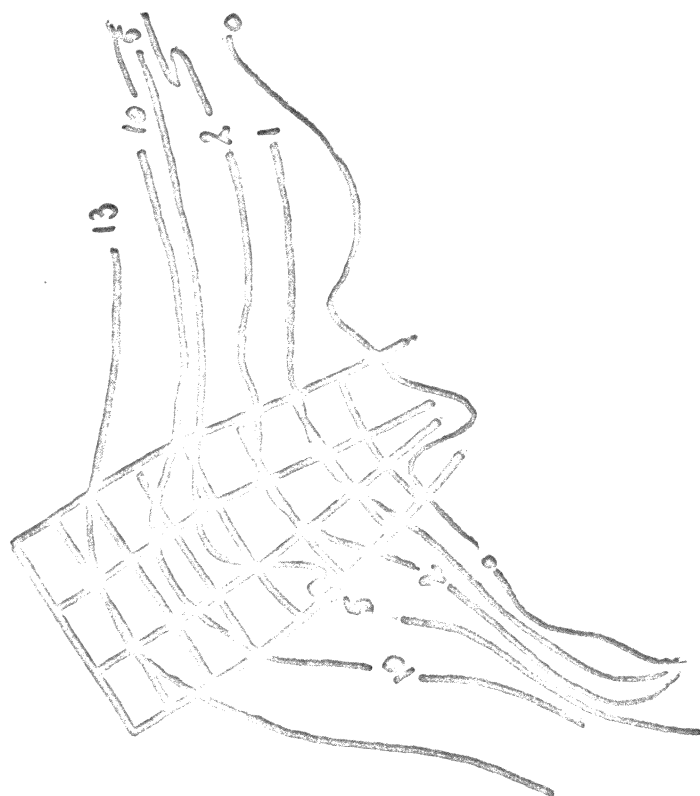


fig. 3 - Verloop van de gemeten en berekende golffhoogte langs de ZW-vaart van de Grienderwaard.
 ($H_0 = 0.5$ m, $T = 2$ s)

N
↑
1:50.000



Grond

fig. 4 Refractiekaart Pannenplaat
T=65 waterstand 3.25 + LLWS
Schaal 1: 50.000

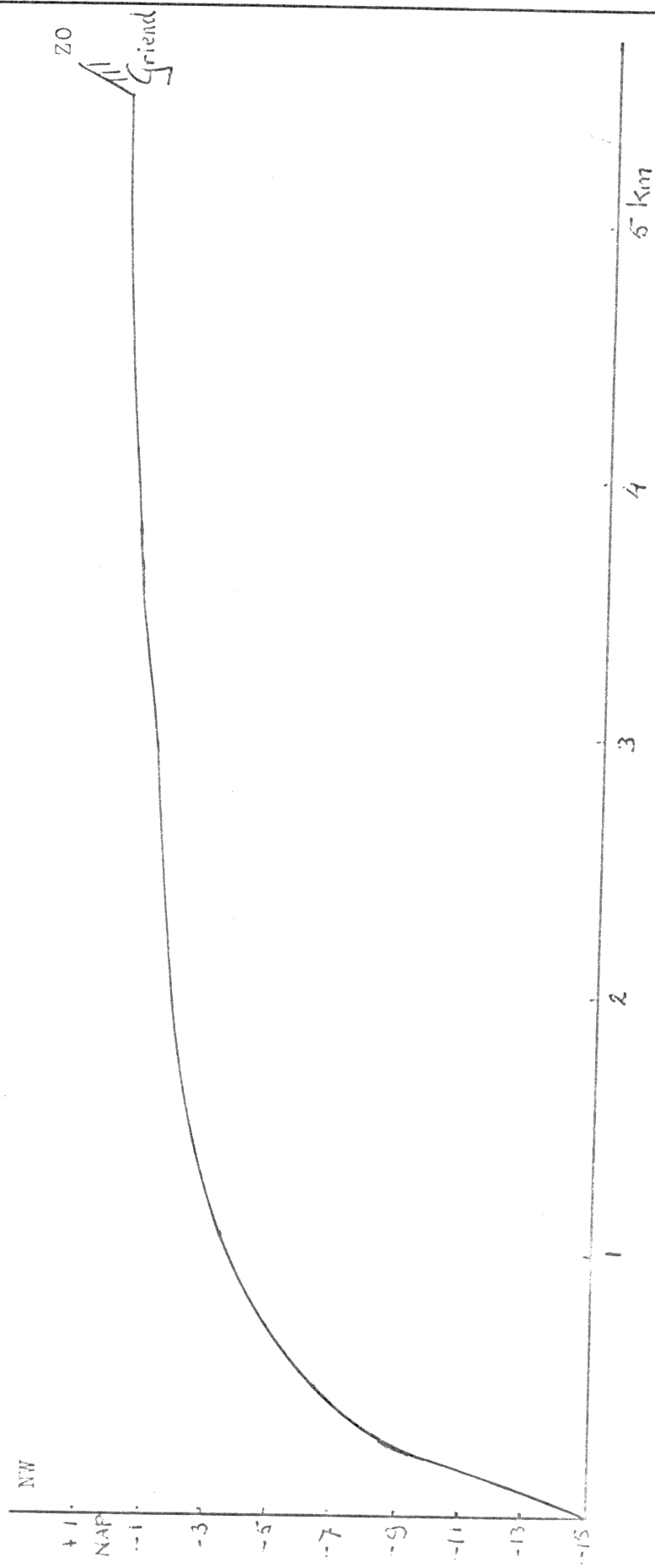


fig. 5A - NW lengteprofiel van de Grienderwaard.

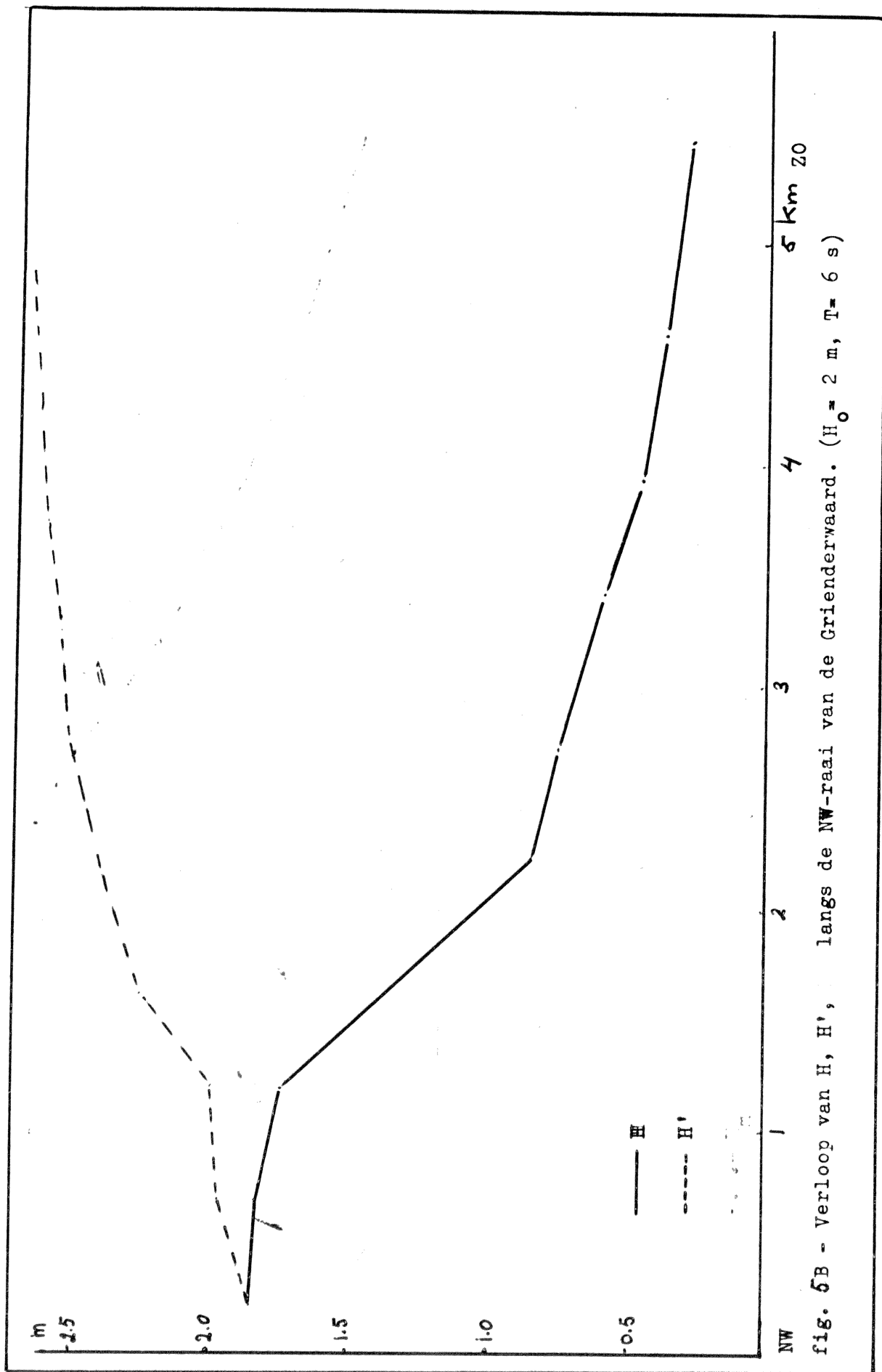


fig. 5B - Verloop van H, H', langs de NW-raai van de Grienderwaard. ($H_0 = 2$ m, $T = 6$ s)

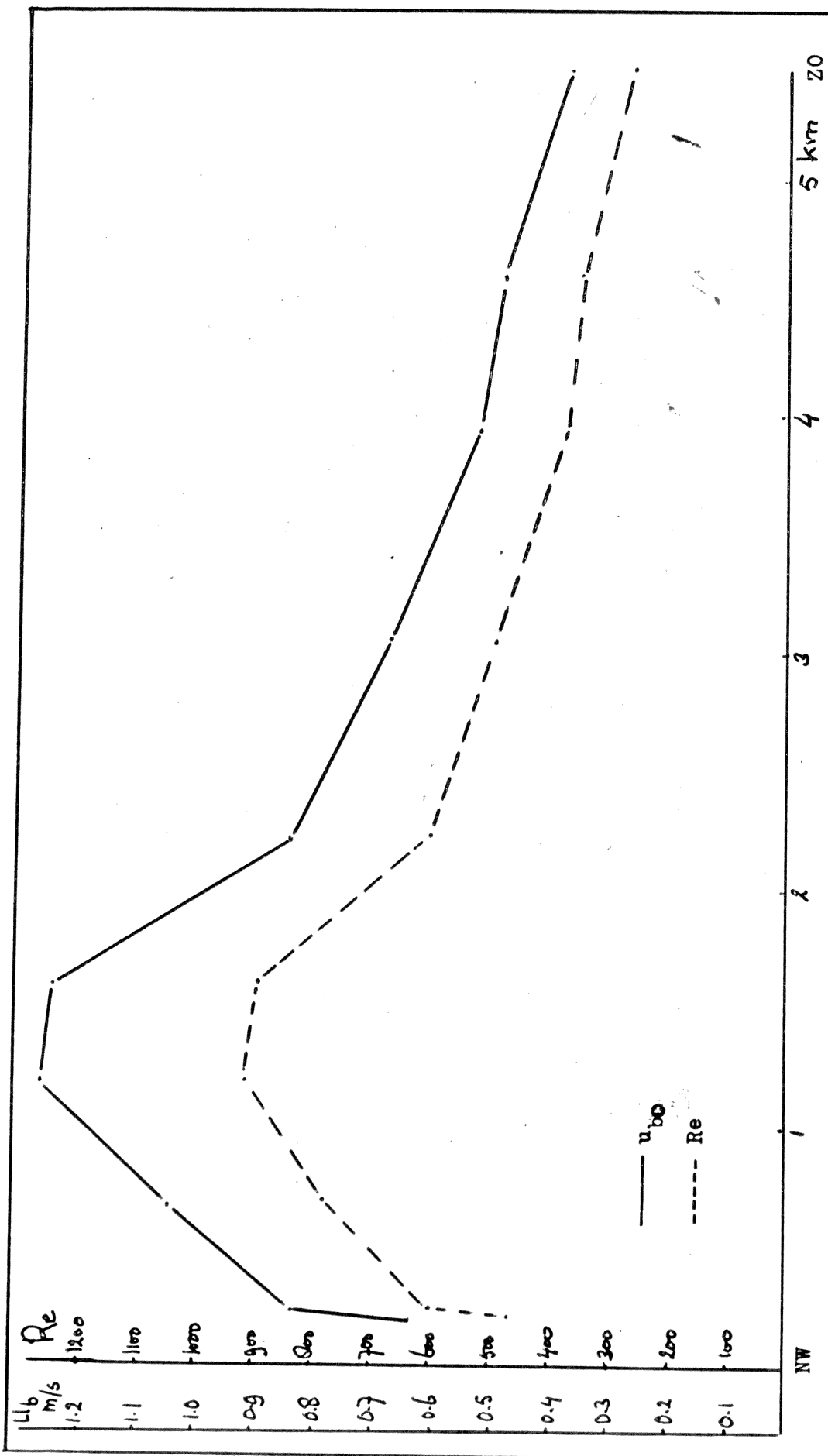


fig. 53 - Verloop van u_{bo} en Re langs de NW-raai van de Grienderwaard. ($H_o = 2$ m, $T = 6$ s)

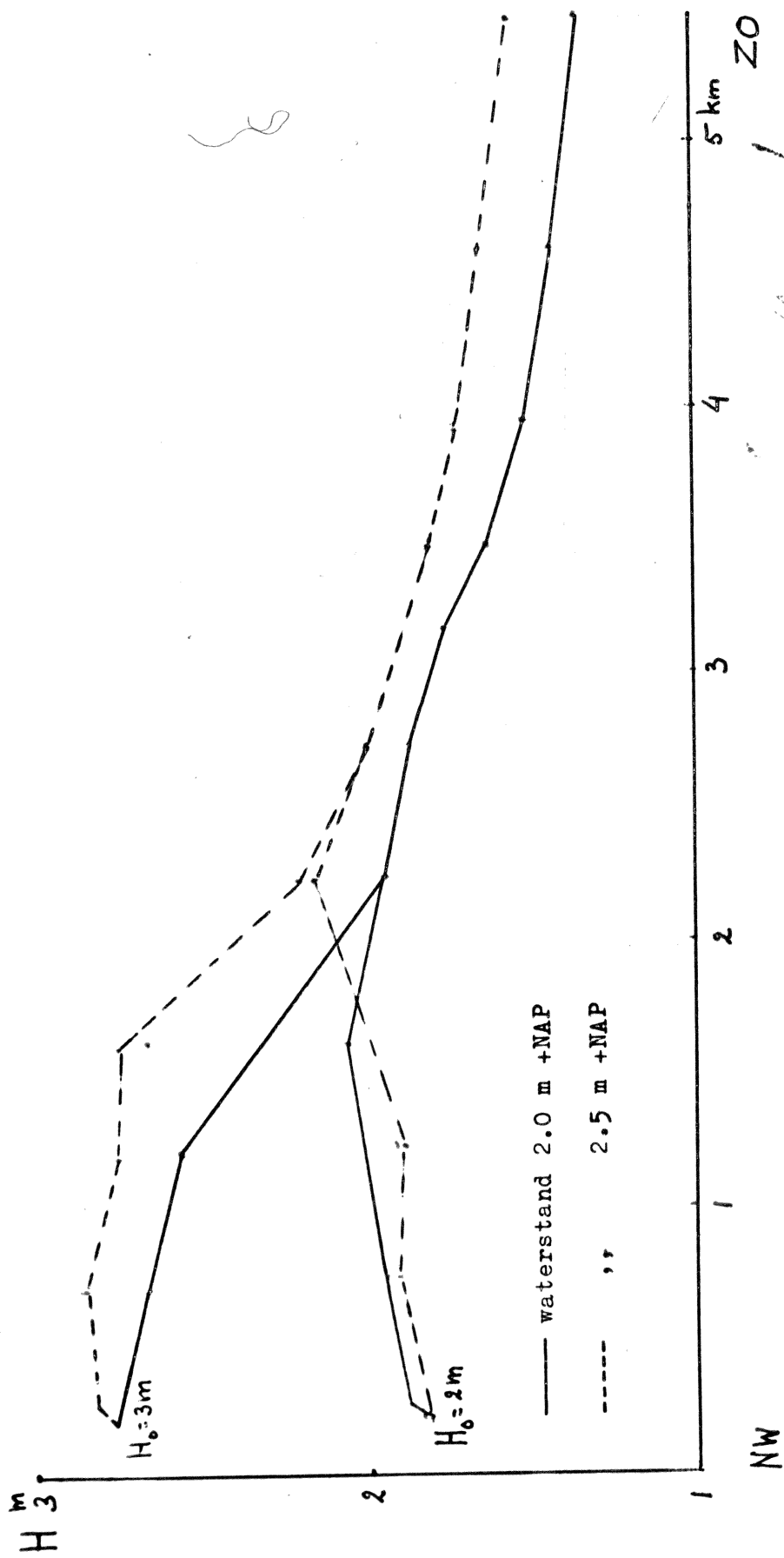


fig. 6 - Verloop van de golfhoogte langs de NW-raai van de Grienderwaard voor 2 waterstanden (2.0 en 2.5 m + NAP). ($H_0 = 3$ en 2 m, $T = 6$ s)

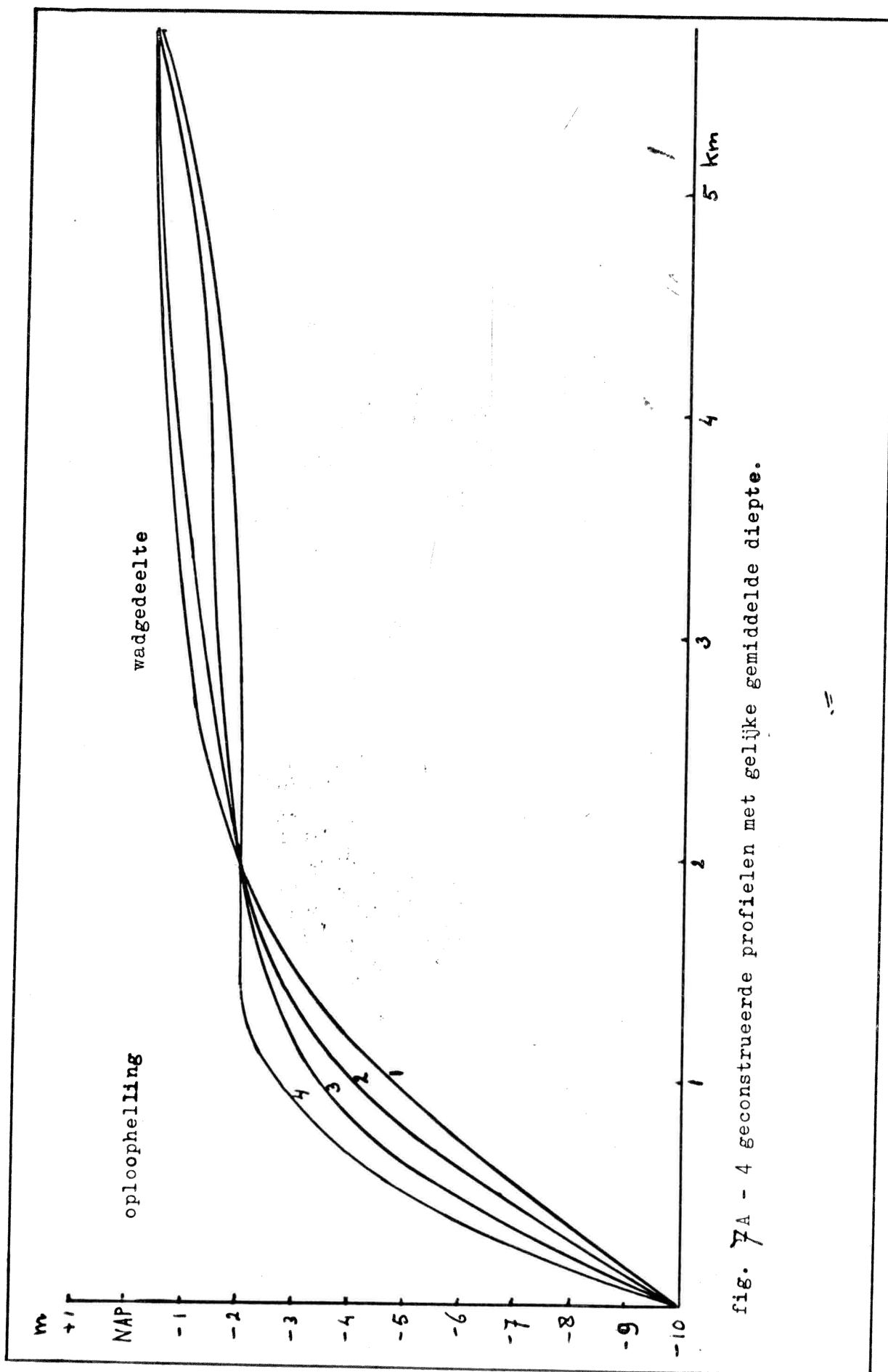


fig. 7A - 4 geconstrueerde profielen met gelijke gemiddelde diepte.

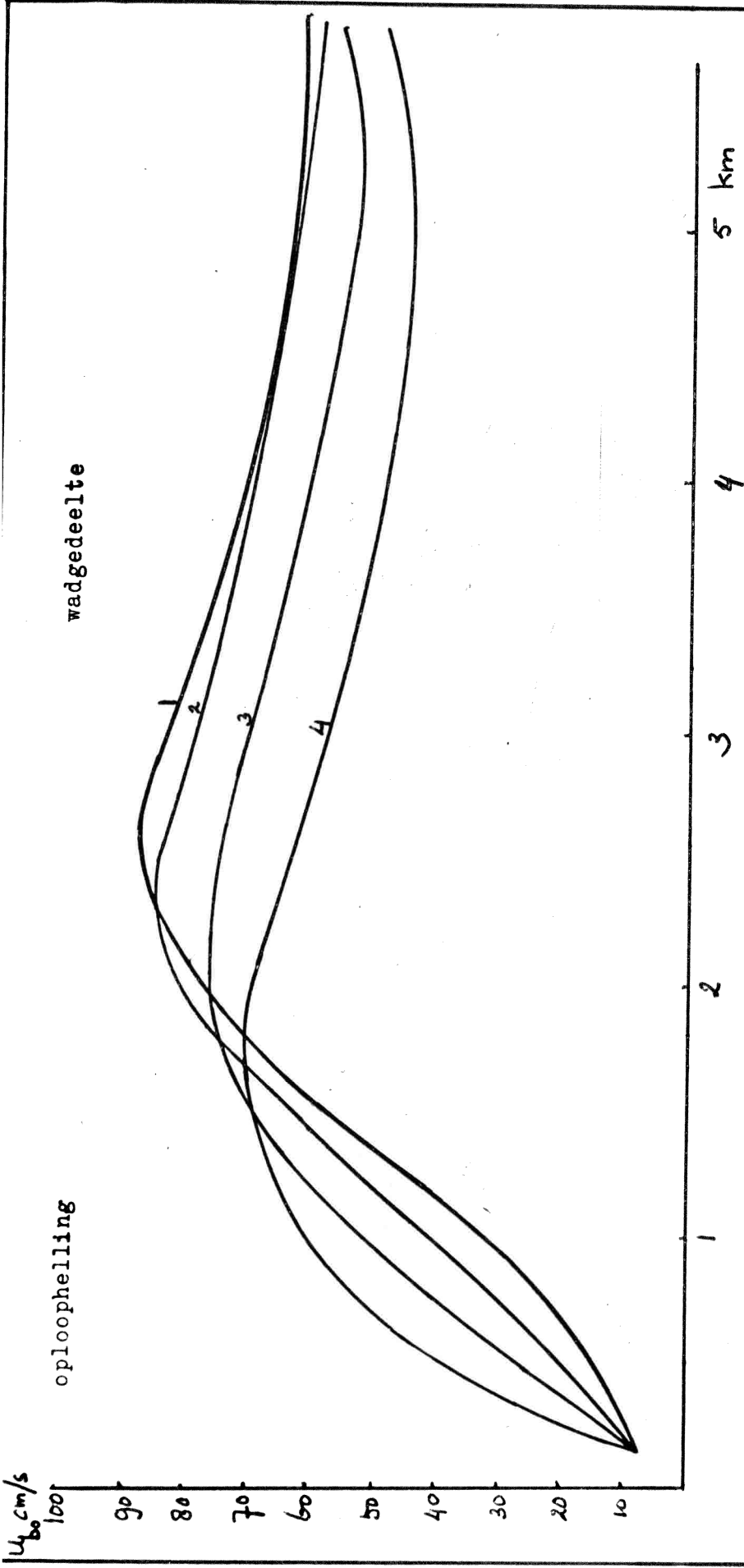


fig. 7B - Verloop van u_{b0} langs de 4 geconstrueerde profielen. ($H_0 = 1.5 \text{ m}$, $T = 3.5 \text{ s}$) /



fig. 8 - Berekende "kritische"-profielen waarlangs $u_{b0} = \text{constant}$.