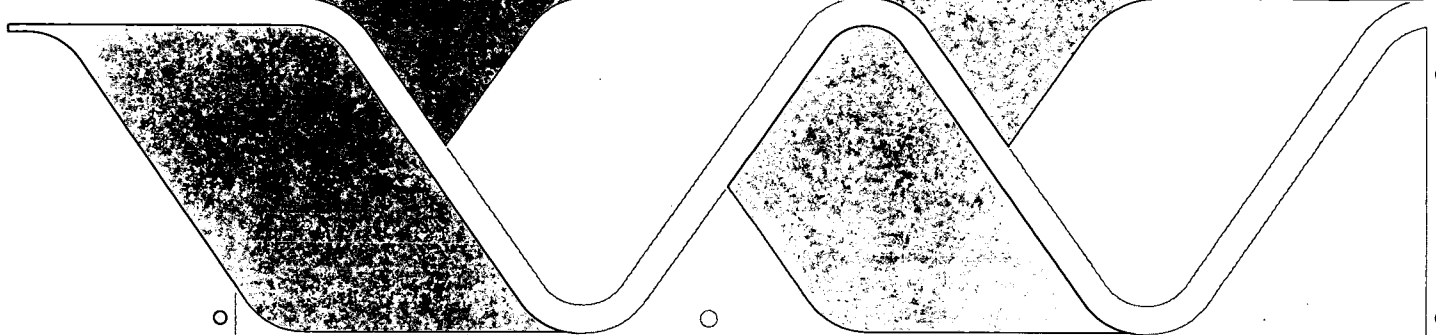


Cl. 90.07



opdrachtgever:

Technische Adviescommissie voor de
Waterkeringen; Werkgroep C

DUROSTA:
tijdsafhankelijk dwarstransportmodel
voor extreme condities.

deel III: verslag onderzoek

november 1990

DUROSTA:
tijdsafhankelijk dwarstransportmodel
voor extreme condities

H.J. Steetzel



INHOUD

SAMENVATTING

ABSTRACT

	blz.
1. <u>INLEIDING EN ACHTERGRONDEN</u>	1
2. <u>ANALYSE DWARSTRANSPORT</u>	2
2.1 Inleiding.....	2
2.2 Bijdragen aan transport.....	3
2.3 Aanpak.....	4
3. <u>ONTWIKKELING DWARSTRANSPORTCONCEPT</u>	5
3.1 Inleiding.....	5
3.2 Mogelijkheden.....	5
3.3 Theoretische afleiding.....	6
3.4 Conclusies.....	12
4. <u>CONSEQUENTIES DWARSTRANSPORTCONCEPT</u>	14
4.1 Inleiding.....	14
4.2 De tijdsgemiddelde concentratieverticaal.....	14
4.3 De tijdsgemiddelde snelheidsverticaal.....	15
4.4 Berekening transport.....	16
4.4.1 Inleiding.....	16
4.4.2 Het transport onder het golfdal.....	16
4.4.3 Het transport boven het golfdal.....	17
4.4.4 Het netto transport.....	18
4.5 Overzicht relevante parameters.....	19
5. <u>TOETSING DWARSTRANSPORTCONCEPT</u>	20
5.1 Inleiding.....	20
5.2 De gemeten transporten.....	20
5.3 De berekende transporten.....	21
5.4 Vergelijking gemeten en berekende transporten.....	23
5.4.1 Inleiding.....	23
5.4.2 Voorland.....	24
5.4.3 Afzetting.....	24

INHOUD (vervolg)

	blz.
5.4.4 Kuil.....	25
5.4.5 Glooiing.....	25
5.5 Samenvatting en conclusies.....	26
6. <u>KWANTIFICERING DWARSTRANSPORT</u>	27
6.1 Inleiding.....	27
6.2 Tijdsgemiddelde concentratieverticaal $C(z)$	27
6.2.1 Algemeen.....	27
6.2.2 De verdelingsfunctie $f_c(z)$	28
6.2.2.1 Algemeen.....	28
6.2.2.2 Kwalitatieve beschrijving.....	29
6.2.2.3 Analyse beschikbare data.....	30
6.2.2.4 Conclusies.....	31
6.3 Mengingsverdeling $\varepsilon(z)$	31
6.3.1 Algemeen.....	31
6.3.2 Resultaten relevant onderzoek.....	32
6.3.3 Menging op bodemniveau ε_o	33
6.3.4 Menging op dalniveau ε_t en mengingsgradiënt μ	35
6.4 Referentieconcentratie C_o	35
6.4.1 Algemeen.....	35
6.5 Tijdsgemiddelde van snelheidsverticaal $u(z)$	41
6.6 Massaflux en dalschuifspanning.....	46
6.6.1 Algemeen.....	46
6.6.2 Massaflux.....	46
6.6.3 Dalschuifspanning $\bar{\tau}_t$	47
6.7 Netto transport.....	48
6.8 Netto transport.....	48
6.8.1 Algemeen.....	48
6.8.2 Effecten van de lokale bodemhelling.....	48
6.8.3 Niet-lokale effecten.....	49
7. <u>DYNAMISCHE PROFIELONTWIKKELING</u>	50
7.1 Inleiding.....	50
7.2 Calibratie Deltagoot.....	51
7.2.1 Inleiding.....	51
7.2.2 Vorm afslagprofiel.....	52

INHOUD (vervolg)

	blz.
7.2.3 Kop van de afzetting.....	52
7.2.4 Omgeving waterlijn.....	53
7.2.5 Resultaten.....	54
7.2.6 Conclusies.....	54
7.3 Verificatie Deltagootprofielen.....	54
7.4 Calibratie Scheldegoot.....	55
8. <u>SYSTEMATISCH ONDERZOEK DUINAFSLAGBEPALLENDE FACTOREN</u>	58
8.1 Algemeen.....	58
8.2 Constante hydraulische condities.....	58
8.2.1 Algemeen.....	58
8.2.2 Resultaten.....	59
8.2.3 Invloed golfhoogte.....	60
8.2.4 Invloed periode.....	60
8.2.5 Invloed waterstand.....	61
8.2.6 Invloed duinhoogte.....	61
8.2.7 Samenvatting.....	62
8.3 Variërende condities.....	62
8.3.1 Algemeen.....	62
8.3.2 Resultaten.....	63
8.3.3 Invloed banken.....	64
8.3.4 Invloed troggen en geulen.....	64
8.3.5 Conclusies.....	64
9. <u>VERGELIJKING DUROS-PROFIEL</u>	65
9.1 Inleiding.....	65
9.2 DUROS-profiel.....	65
9.3 Dynamische profielontwikkeling.....	65
9.4 Effect golfhoogte en bodemmateriaal.....	66
9.4.1 Golfhoogte.....	66
9.4.2 Bodemmateriaal.....	66
10. <u>EFFECT VERDEDIGDE CONSTRUCTIES</u>	68
10.1 Inleiding.....	68
10.2 Programma aanpassing.....	68
10.3 Ontgrondingskuilen.....	68
10.4 Effect bovenaanvoer.....	69

INHOUD (vervolg)

blz.

11. CONCLUSIES EN AANBEVELINGEN..... 70

LITERATUUR

LIJST VAN FIGUREN

- 3.1 Aktief/Passief gedrag bodemrandvoorwaarde
- 3.2 Concentratie $C(z,t)$: $C(z)$ op verschillende tijdstippen
- 3.3 Concentratie $C(t,z)$: $C(t)$ op verschillende niveau's
- 3.4 Transportbijdragen $S(z)$

- 5.1 Vergelijking transporten op voorland
- 5.2 Vergelijking transporten op voorland
- 5.3 Vergelijking transporten op afzetting bij afwijkende hellingen
- 5.4 Vergelijking transporten op afzetting bij afwijkende hellingen
- 5.5 Vergelijking transporten op afzetting
- 5.6 Vergelijking transporten op afzetting
- 5.7 Vergelijking transporten op zeewaarts deelafzetting + front
- 5.8 Vergelijking transport in kuil
- 5.9 Vergelijking transport in kuil
- 5.10 Vergelijking transporten op glooiing

- 6.2.1 Analyse concentratieverticalen
- 6.2.2 Voorbeeld $C(z)$ -analyse
- 6.2.3 Invloed ϵ_0 en μ op $C(z)$

- 6.3.1 Mengingsverdeling $\epsilon(z)$
- 6.3.2 Afhankelijkheid ϵ_0 (urms)
- 6.3.3 Afhankelijkheid $\epsilon_0(\gamma)$
- 6.3.4 Menging op referentieniveau ϵ_0
- 6.3.5 Afhankelijkheid $\epsilon_t(\gamma)$
- 6.3.6 Afhankelijkheid $\mu(\gamma)$
- 6.3.7 Mengingsverdeling $\epsilon(z)$ afhankelijkheid $\mu(c)$
- 6.3.8 Mengingsgradient μ

- 6.4.1 Afhankelijkheid C_0 (Diss_{br})
- 6.4.2 Afhankelijkheid C_0 (Diss_t)
- 6.4.3 Afhankelijkheid $C_0(\gamma, \text{Diss}_t)$
- 6.4.4 Vergelijking metingen en berekeningen

- 6.5.1 Beschrijving snelheidsverticaal .

- 7.2.1 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling: M1263-T2
- 7.2.2 Detail vergelijking profielontwikkeling: M1263-T2
- 7.3.1 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling: M1263-T1
- 7.3.2 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling: M1263-T5
- 7.3.3 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling: M1263-T3
- 7.3.4 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling: M1263-T4
- 7.3.5 Ontwikkeling afslag bij vaste condities: M1263-T1/2/5
- 7.3.6 Ontwikkeling afslag T04

- 8.2.1 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling bij vaste condities: M1819-T01
- 8.2.2 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling bij vaste condities: M1819-T02
- 8.2.3 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling bij vaste condities: M1819-T03
- 8.2.4 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling bij vaste condities: M1819-T04
- 8.2.5 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling bij vaste condities: M1819-T05
- 8.2.6 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling bij vaste condities: M1819-T06
- 8.2.7 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling bij vaste condities: M1819-T07
- 8.2.8 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling bij vaste condities: M1819-T08
- 8.2.9 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling bij vaste condities: M1819-T09
- 8.2.10 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling bij vaste condities: M1819-T10
- 8.2.11 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling bij vaste condities: M1819-T11
- 8.2.12 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling bij vaste condities: M1819-T12
- 8.2.13 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling bij vaste condities: M1819-T13
- 8.2.14 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling bij vaste condities: M1819-T29
- 8.2.15 Invloed golfhoogte op afslag
- 8.2.16 Invloed periode op afslag

- 8.2.17 Invloed waterstand op afslag
- 8.2.18 Invloed duinhoogte op afslag
- 8.2.19 Vergelijking gemeten en berekende afslag bij vaste condities

- 8.3.1 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling bij variërende condities: M1819-T21
- 8.3.2 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling bij variërende condities: M1819-T22
- 8.3.3 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling bij variërende condities: M1819-T23
- 8.3.4 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling bij variërende condities: M1819-T24
- 8.3.5 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling bij variërende condities: M1819-T25
- 8.3.6 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling bij variërende condities: M1819-T26
- 8.3.7 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling bij variërende condities: M1819-T27
- 8.3.8 Vergelijking gemeten en berekende profielontwikkeling bij variërende condities: M1819-T28
- 8.3.9 Vergelijking gemeten en berekende afslag bij variërende condities

- 9.1 Standaard referentieprofiel
- 9.2 DUROS-afslagprofiel
- 9.3 Afslag bij vaste condities
- 9.4 Afslag bij variërende condities
- 9.5 Ontwikkeling waterstand en afslag
- 9.6 Effect bodemmateriaal

- 10.1 Vergelijking ontgrondingskuilontwikkeling H298-T1
- 10.2 Vergelijking ontgrondingskuilontwikkeling M2051-T2
- 10.3 Vergelijking ontgrondingskuilontwikkeling M2051-T3
- 10.4 Vergelijking ontgrondingskuilontwikkeling M2051-T1
- 10.5 Vergelijking ontgrondingskuilontwikkeling M2051-T4
- 10.6 Invloed bovenaanvoer

SAMENVATTING

In het kader van het onderzoek naar de veiligheid van de Nederlandse kust is in opdracht van Werkgroep C van de Technische Adviescommissie voor de Waterkeringen (TAW-C) onderzoek uitgevoerd naar het dwarstransportproces tijdens duinafslag. Dit onderzoek heeft geresulteerd in een beschrijving van het dwarstransport hetgeen de basis vormt voor het tijdsafhankelijke dwarstransportmodel DUROSTA.

ABSTRACT

As a part from the research programme concerning the safety of the Dutch coastline, investigations on cross-shore transport during storm surge conditions have been carried out on behalf of the Technical Advisory Committee for Sea Defence (TAW). Based on this the description of the cross-shore transport a dynamical cross-shore transport model DUROSTA has been developed.

1. INLEIDING EN ACHTERGRONDEN

Om te komen tot een rekenmodel dat de ontwikkeling van een kustprofiel tijdens een storm berekent, is het noodzakelijk dat op elke positie en op elk tijdstip de grootte van het netto (dwars)transport bekend is.

In deze notitie wordt in eerste instantie ingegaan op de berekening van dit transport, waarbij aandacht wordt geschonken aan de samenstelling van het transport en vooral aan de relatieve grootte van de verschillende bijdragen. Op basis hiervan wordt gekomen tot een dwarstransportconcept dat vervolgens getoetst wordt aan de hand van een vergelijking tussen gemeten en berekende transporten.

Na kwantificering van de voor het dwarstransport bepalende parameters is voor een aantal gevallen de dynamische dwarsprofielontwikkeling getoetst aan gemeten waarden waarbij gebruik is gemaakt van het Deltagootonderzoek M1263-III voor zowel de calibratie als de eerste verificatie. De afhankelijkheid van de voor duinafslag bepalende factoren is onderzocht door gebruikmaking van het Scheldegootonderzoek M1819. Vervolgens is een eerste vergelijking gegeven tussen het DUROS-afslagprofiel en de met het tijdsafhankelijke dwarstransportmodel berekende profielen. Tot slot is ook de invloed bekeken van verdedigingsconstructies op de profielontwikkeling (ontgrondingskuilen).

Wellicht ten overvloede kan nog worden opgemerkt dat de kwantificering van de effecten van langstransportgradiënten op de mate van duinafslag de eigenlijke aanleiding was tot de ontwikkeling van het tijdsafhankelijke dwarstransportmodel. Dit betekende echter wel dat er grote inspanningen nodig waren om met name de daartoe benodigde transportformulering in het algemeen en de sedimentconcentraties in het bijzonder op een juiste wijze te modelleren.

2. ANALYSE DWARSTRANSPOORT

2.1 Inleiding

Het instantane transport van sediment s op een zekere positie x , niveau z en tijdstip t volgt in principe uit het produkt van de instantane snelheid u en de concentratie C , volgens:

$$s(x,z,t) = u(x,z,t).C(x,z,t) \quad (2.1)$$

waarin:

s het transport [m/s]

u de snelheid [m/s]

C de concentratie [m³/m³]

Gemakshalve wordt er hierbij verondersteld dat voor de snelheid u de snelheid van de waterdeeltjes mag worden genomen (afhankelijk van relatieve dichtheid en versnelling is dit meer of minder correct [Steetzel, '85]).

Beperking tot een zekere positie x levert de volgende relatie:

$$s_x(z,t) = u(z,t).C(z,t) \quad (2.2)$$

waaruit blijkt dat voor een correcte beschrijving van het transport op een zeker niveau zowel de tijdsfluctuatie van de snelheid u als van de concentratie C belangrijk zijn.

Gelet op het nagestreefde doel, het berekenen van profielveranderingen, is de over de waterdiepte geïntegreerde tijdsgemiddelde grootte van het transport S_x van belang, volgens:

$$S_x = \int_d \left[\frac{1}{t} \int_t u(z,t).C(z,t)dt \right] dz \quad (2.3)$$

De integratie over de waterdiepte vereist dus enig inzicht in het tijdsgemiddelde transport $S(z)$.

Voor een gegeven niveau z moet nu dus worden onderzocht de relatie:

$$S_z = \frac{1}{t} \int_t u(t).C(t) dt \quad (2.4)$$

Hierin is het met name de tijdsafhankelijkheid van de concentratie $C(t)$ welke ons voor een probleem stelt.

Als eerste verkenning kan het transport als beschreven door vergelijking (2.4) nader worden uitgewerkt, waardoor inzicht wordt verkregen in de bijdragen aan dit netto transport.

2.2 Bijdragen aan transport

Het tijdsgemiddelde transport S voldoet, gebruikmakend van een overstreping om de tijdsmiddeling aan te geven, aan:

$$S = \overline{u(t) \cdot C(t)} \quad (2.5)$$

Enig inzicht in deze term wordt verkregen door de snelheid $u(t)$ op te splitsen in een gemiddeld deel \bar{u} en een fluctuerend deel $u'(t)$. Analoge opsplitsing van de concentratie $C(t)$ levert dan:

$$\begin{aligned} u(t) &= \bar{u} + u'(t) \\ C(t) &= \bar{C} + C'(t) \end{aligned} \quad (2.6)$$

Substitutie in de relatie voor het transport levert:

$$\begin{aligned} S &= \overline{(\bar{u} + u'(t)) \cdot (\bar{C} + C'(t))} \\ &= \overline{\bar{u} \cdot \bar{C} + u'(t) \cdot \bar{C} + \bar{u} \cdot C'(t) + u'(t) \cdot C'(t)} \\ &= \bar{u} \cdot \bar{C} + \overline{u'(t) \cdot \bar{C}} + \overline{\bar{u} \cdot C'(t)} + \overline{u'(t) \cdot C'(t)} \end{aligned} \quad (2.7a)$$

Omdat per definitie geldt dat $\overline{u'(t)} = 0$ en $\overline{C'(t)} = 0$, blijft er over:

$$S = \bar{u} \cdot \bar{C} + \overline{u'(t) \cdot C'(t)} \quad (2.7b)$$

Het netto transport $\bar{u}\bar{C}$ bestaat dus in principe uit twee bijdragen, te weten:

$\bar{u} \cdot \bar{C}$ - de tijdsgemiddelde bijdrage bestaande uit een produkt van gemiddelde snelheid en gemiddelde concentratie;

$\overline{u'(t) \cdot C'(t)}$ - een ingewikkelde bijdrage van de fluctuerende snelheid en concentratie; in het vervolg aangeduid met correlatiebijdrage.

Het mag duidelijk zijn dat de verhouding tussen deze bijdragen van grote invloed is op de wijze waarop het transport S_x kan worden berekend.

Als immers zou gelden dat:

$$|\overline{u'(t) \cdot C'(t)}| \ll |\bar{u} \cdot \bar{c}|$$

dan mag de tweede bijdrage worden verwaarloosd, waardoor de transportberekening aanzienlijk wordt vereenvoudigd. Kennis omtrent de flucturerende bijdragen is dan niet meer nodig; slechts de gemiddelde waarden van snelheid en concentratie zijn nog van belang.

2.3 Aanpak

In eerste instantie zal getracht worden om uitgaande van een beschrijving van de transportbijdragen op fundamentele gronden te komen tot een, voor de omstandigheden met intensief brekende golven, bruikbaar concept voor de berekening van het dwarstransport. Na uitwerking (hoofdstuk 3), gevolgen (hoofdstuk 4) en toetsing (hoofdstuk 5) zal dit concept in hoofdstuk 6 nader worden ingevuld.

3. ONTWIKKELING DWARSTRANSPORTCONCEPT

3.1 Inleiding

In dit hoofdstuk zal getracht worden een gefundeerd waardeoordeel te geven over de relatieve grootte van de verschillende transportbijdragen. De grootte van het netto transport op positie x wordt bepaald door de grootte van de integraal:

$$S_x = \int_d \frac{1}{t} \int_t u(z,t).C(z,t)dt dz = \int_d S(z) dz \quad (3.1)$$

Zoals al eerder vermeld bestaat deze integraal uit een tijdsgemiddelde bijdrage en een meer complexe correlatiebijdrage.

3.2 Mogelijkheden

Ten einde inzicht te krijgen in de samenstelling van het transport zijn er verschillende mogelijkheden, te weten

- i) Het uitvoeren van fundamenteel onderzoek waarbij zowel $u(t)$ als $C(t)$ experimenteel worden bepaald;
- ii) Het uitvoeren van theoretisch onderzoek waarbij er voor $u(t)$ en $C(t)$ aannamen worden gedaan;
- iii) Het op voorhand verwaarlozen van de correlatie-bijdrage aan de grootte van het transport en vervolgens deze aanname controleren door vergelijking met gemeten transporten.

ad i) Deze moeilijke weg zal ooit eens moeten worden ingeslagen, daar er met name met betrekking tot de concentratie $C(t)$ grote kennisleemtes aanwezig zijn. Resultaten van deze aanpak (voor brekende golven) zijn voorlopig echter niet beschikbaar.

ad ii) Deze aanpak levert, evenals de vorige, inzicht in de verschillende bijdragen aan het transport. Bovendien worden op deze wijze de relevante parametercombinaties gevonden.

Als bij het volgen van de derde aanpak blijkt dat de grootte van het transport, binnen zekere nauwkeurigheidsgrenzen, kan worden bepaald door alleen de tijdsgemiddelde bijdrage $\bar{u} \cdot \bar{C}$ mee te nemen, betekent dat in principe dat de onbekende correlatiebijdrage $\overline{u' C'}$ verwaarloosbaar (d.w.z. relatief klein) is.

Een motivering van deze verwaarlozing is mogelijk door gebruik te maken van fundamenteel of theoretisch onderzoek.

In het navolgende is uitgaande van een relatief eenvoudig concept op theoretische gronden de dan gemaakte relatieve fout afgeschat.

Bovendien zal, uitgaande van de meetresultaten, dit concept nog een worden getoetst (zie hoofdstuk 5).

3.3 Theoretische afleiding

Zonder uitgebreid in te gaan op de uitwerking van deze theoretische benadering zijn de voornaamste conclusies hieronder samengebracht.

* Uitgangspunt

Ter vergelijking van (enig) inzicht in de bijdragen aan het dieptegeïntegreerde netto transport S_x van het tijdsgemiddelde en het correlatietransport is gebruik gemaakt van (oriënterende) berekeningen met een numeriek convectie-diffusiemodel.

Uitgangspunt is hierbij de vergelijking.

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial x} + w \frac{\partial C}{\partial z} = w_s \frac{\partial C}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} (\epsilon_z \frac{\partial C}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial x} (\epsilon_x \frac{\partial C}{\partial x}) \quad (3.2)$$

waarbij (in eerste instantie) is gekeken naar de gereduceerde vergelijking volgens:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = w_s \cdot \frac{\partial C}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} (\epsilon \cdot \frac{\partial C}{\partial z}) \quad (3.3)$$

waarin:

$C(z, t)$	de concentratie	$[m^3/m^3]$
$w_s(z)$	(= w_s) de valsnelheid	$[m/s]$
$\epsilon(z, t)$	de (verticale) diffusiecoëfficiënt	$[m^2/s]$

* Suspensietraagheid

Voor een gegeven variatie van de referentieconcentratie $C(0,t)$ en een bekende relatie voor de diffusiecoëfficiënt $\varepsilon(z,t)$ is de concentratieverticaal $C(z)$ op elke tijdstip t te berekenen.

Bepalend voor de grootte van de randvoorwaarde (= referentieconcentratie) lijkt de snelheid bij de bodem (volgens een nog onbekende relatie):

$$C(0,t) = F[u(0,t)] = F[u_b(t)] \quad (3.4)$$

Onafhankelijk van de relatie voor $F[u_b(t)]$ en $\varepsilon(z,t)$ zal de concentratie op niveau $z + \Delta z$ vertraagd reageren op de concentratie op niveau z . Er is dus per definitie sprake van naijling.

Een karakteristieke waarde voor dit naijlingseffect wordt gegeven door de zogenaamde suspensietraagheidsparameter P :

$$P = \frac{\omega \cdot \varepsilon}{w_s^2} \quad [-] \quad (3.5)$$

Het effect van deze traagheid wordt groter naarmate de menging toeneemt (ε groter), de steilheid van de verticaal groter is ($r_c = \varepsilon/w_s$) en/of de fluctuaties hoogfrequenter zijn ($T = 2\pi/\omega$ kleiner).

Voor het geval dat er sprake is van oscillerende waterbeweging, en dus een periodieke fluctuatie in de randvoorwaarde $C(0,t)$, resulteert de naijling per definitie in demping van de fluctuaties op de hogere niveaus.

* Bodemrandvoorwaarde

Voor een gegeven snelheidssignaal $u(z,t)$ met $u(z,t) = \bar{u}(z) \cdot f_u(t|z)$ en een diffusiecoëfficiënt volgens $\varepsilon(z,t) = \bar{\varepsilon}(z) \cdot f_\varepsilon(t|z)$ volgt de concentratie $C(z,t) = \bar{C}(z) \cdot f_c(t|z)$ op basis van de convectiediffusievergelijking. *) De demping en naijling zijn hierbij gerelateerd aan de fluctuaties van de concentratie bij de bodem $C(0,t) = \bar{C}_0 \cdot f_c(t|0)$.

*) $x(z,t)$ is hierbij uitgedrukt als het produkt van de tijdgemiddelde waarde van x op niveau z , $\bar{x}(z)$, en een fluctuatiefunctie $f_x(t|z)$ welke, voor een gegeven niveau z , een functie is van tijd t .

Vanuit fysisch oogpunt zijn bij deze fluctuatie twee verschillende situaties aanwezig, te weten:

- toenemende concentraties,
- afnemende concentraties.

Eén en ander is aangegeven in Figuur 3.1 voor het geval dat de bodemconcentratie gekoppeld is aan het kwadraat van een sinusvormige snelheidsvariatie.

In het eerste geval met $\partial C_o / \partial t > 0$ lijkt een nagenoeg instantane reactie op de aan de waterbeweging gekoppelde referentieconcentratie een goede aanname (dus $C_o(t) = F[u_b(t)]$): Hierbij reageert de referentieconcentratie dus actief.

Bij afnemende concentraties ($\partial C_o / \partial t < 0$) wordt de referentieconcentratie niet actief maar passief bepaald en is afhankelijk van de concentratie op de hogere niveau's als gevolg van de uitzakking van de concentratieverticaal.

Dit passieve gedrag is vooral van belang bij steile concentratieverticalen (veel menging) en korte perioden. Voor $T = 10$ s, $w_s = 0,02$ m/s en $\bar{r}_c = \bar{\epsilon} / w_s = 0,05$ m ($\bar{\epsilon} = 0,001$ m²/s) (suspensietraagheidsparameter $P = \pi/2$) waarbij de concentratie nabij de bodem in principe fluctueert met een periode $\frac{1}{2}T$ (=5 s) zal de concentratie maximaal afnemen tot de waarde welke behoort bij het niveau $z_1 = T/4 w_s = 0,05$ m ofwel $C(z_1)/C_o = \exp(-z_1/\bar{r}_c) \approx 0,4$ zodat de minimaal mogelijke concentratie 40% is van de maximale waarde.

De conclusie is in ieder geval dat de fluctuaties van de referentieconcentratie beperkt zijn, waarbij $C_o(t) = \bar{C}_o \cdot f_c(t)$ met $f_c(t) > 0$.

* Concentratieverticaal

Beschouwen we nu de concentraties op de hogere niveau's dan geldt als algemene beschrijving (in geval van een periodieke fluctuatie) na opsplitsing in een tijdsgemiddeld en een fluctuerend deel:

$$\begin{aligned}
 C(z,t) &= \bar{C}(z) + C'(z,t) \\
 &= \bar{C}_o \cdot f_c(z) + \hat{C}(z) \cdot f_c(t|z) \\
 &= \bar{C}_o \cdot f_c(z) + \hat{C}_o \cdot \hat{f}_c(z) \cdot f_c(t|z)
 \end{aligned}
 \tag{3.6}$$

Hierin is:

- \bar{C}_0 de tijdsgemiddelde bodemconcentratie;
 $f_c^-(z)$ de verdelingsfunctie van de tijdsgemiddelde concentratie met $0 < f_c^-(z) \leq 1$ en $f_c^-(0) = 1$ (volgt uit analyse van $\bar{C}(z)$ zie hoofdstuk 6.2);
 \hat{C}_0 de amplitude van de fluctuatie van de bodemconcentratie;
 $f_c^{\wedge}(z)$ de dempingsfunctie van de fluctuaties met $0 < f_c^{\wedge}(z) \leq f_c^-(z)$ $f_{c,}(t|z)^*$);
 $f_{c,}(t|z)$ de fluctuatiefunctie met $-1 \leq f_{c,}(t) \leq 1$ waarbij de tijdsvertraging toeneemt met het niveau z .

In de Figuren 3.2 en 3.3 is als voorbeeld het resultaat gegeven van een berekening met het convectie-diffusie model. Hierbij is uitgegaan van $\varepsilon =$ constant (niveau en tijd). Figuur 3.2 geeft de concentratieverticaal op drie verschillende tijdstippen waaruit blijkt dat de relatieve fluctuatie van de concentratie afneemt in de hoogte (damping) waarbij bovendien de ligging t.o.v. de tijdsgemiddelde waarde bovenin de verticaal tegengesteld is aan de situatie op de lagere niveau's. Dit is nog duidelijker te zien aan de hand van Figuur 3.3, waarin voor verschillende niveaus de concentratie als functie van de tijd is gegeven. De maximale concentratie treedt naar boven toe later op (naujling), waarbij ook de grootte van de fluctuatie afneemt (damping).

* Transporten

Voor het tijdsgemiddelde transport geldt uitgaande van:

$$u(z,t) = \bar{u}(z) + \hat{u}(z) \cdot f_u(t|z) \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} \bar{s}(z) &= \bar{C}(z) \cdot \bar{u}(z) + \overline{C'(z,t) \cdot u'(z,t)} \\ &= \bar{s}_{gem}(z) + \bar{s}_{cor}(z) \end{aligned} \quad (3.8)$$

De tijdsgemiddelde bijdrage \bar{s}_{gem} is gelijk aan:

$$\bar{s}_{gem}(z) = C_0 \cdot f_c^-(z) \cdot \bar{u}(z) \quad (3.9)$$

*) zonder suspensietraagheid wordt $\hat{C}(z)$ analoog aan $\bar{C}(z)$ gedempt:

$$\text{dus } f_c^{\wedge}(z) = f_c^-(z)$$

Voor de correlatiebijdrage \bar{s}_{cor} geldt:

$$\begin{aligned}\bar{s}_{cor}(z) &= \overline{C_o \cdot \hat{f}_c(z) \cdot f_{c'}(t|z) \cdot \hat{u}(z) \cdot f_u(t|z)} \\ &= \hat{C}_o \cdot \hat{f}_c(z) \cdot \hat{u}(z) \cdot \overline{f_{c'}(t|z) \cdot f_u(t|z)}\end{aligned}\quad (3.10)$$

De grootte van \bar{s}_{cor} op niveau z is dus afhankelijk van:

\hat{C}_o	de amplitude van de fluctuaties van de referentieconcentratie
$\hat{f}_c(z)$	de fluctuatiedemping
$\hat{u}(z)$	de snelheidsamplitude
$\overline{f_{c'}(t z) \cdot f_u(t z)}$	een functie afhankelijk van het faseverschil tussen concentratie- en snelheidsfluctuaties (nader aangeduid als $\overline{f_{c'u}}$)

Met betrekking tot laatstgenoemde term geldt in het geval van een sinusvormige oscillatie bovendien, vanwege $-1 \leq f_{c'}(t|z) \leq 1$ en $-1 \leq f_u(t|z) \leq 1$, dat $-\frac{1}{2} \leq \overline{f_{c'u}} \leq +\frac{1}{2}$.

Voor $f_u(t|z) = \cos \omega t$ en $f_{c'}(t|z) = \cos(\omega t - \phi)$ geldt
 $\overline{f_{c'u}} = \overline{\cos(\omega t) \cdot \cos(\omega t - \phi)} = \frac{1}{2} \cdot \cos \phi$

Voor de dempingsfunctie $\hat{f}_c(z)$ blijkt voor $\epsilon(z,t) = \epsilon$ en $u(z,t) = u(t)$ een, analytisch te bepalen, relatie volgens een negatief exponenteel verband te gelden [Steetzel, 89]:

$$\hat{f}_c(z) = \exp(-c \cdot z) \quad (3.11a)$$

waarin c een constante [1/m] waarvoor geldt: $c \geq w_s/\epsilon$.

Rekening houdend met $\hat{f}_c(z) < f_c(z)$ is een nettere beschrijving:

$$\hat{f}_c(z) = \exp(-c' \cdot \frac{w_s \cdot z}{\epsilon}) \quad (3.11b)$$

waarin c' een dimensieloze constante met $c' = \geq 1$

Voor de faseverschuiving geldt dat deze lineair met het niveau verloopt volgens:

$$\phi = b \cdot z \quad (3.12)$$

waarin b een constante [rad/m]

zodat:

$$\overline{f_{c'u}} = \frac{1}{2} \cdot \cos(b \cdot z)$$

Zowel b (naijlingseffekten) als c' (dempingseffekten) zijn hierbij gerelateerd aan de suspensietraagheidsparameter P .

* Netto transport

Het produkt van beide termen levert (bij gegeven \hat{C}_0 en $\hat{u}(z)$) de grootte van het correlatietransport $\bar{s}_{cor}(z)$. Nabij de bodem is deze in de richting met de grootste snelheden (golfvoortplantingsrichting) en resulteert in het zogenaamde asymmetrietransport.

Dit transport neemt echter af tot nul op het niveau waarop $\phi = \pi/2$ ($\overline{f_{c'u}} = 0$) en wisselt vervolgens van teken ($\bar{s}_{cor}(z) < 0$)

Het effect van suspensietraagheid is duidelijk. De grootte van het dieptegeïntegreerde transport wordt sterk gereduceerd.

$$\begin{aligned} S_{cor} &= \int_{\hat{d}} \bar{s}_{cor}(z) dz \\ &= \hat{C}_0 \cdot \int_{\hat{d}} \hat{f}_c(z) \cdot \overline{f_{c'u}} \cdot \hat{u}(z) \cdot dz \end{aligned} \quad (3.13)$$

Bij afwezigheid van suspensietraagheid geldt

$$\begin{aligned} S_{cor} &= \hat{C}_0 \cdot \int_{\hat{d}} \hat{f}_c(z) \cdot \frac{1}{2} \cdot \hat{u}(z) dz \\ &= \hat{C}_0 \cdot \frac{1}{2} \int_{\hat{d}} \hat{f}_c(z) \cdot \hat{u}(z) dz \end{aligned} \quad (3.14)$$

(Voor $\hat{f}_c(z)$ geldt hier de bovengrens $\hat{f}_c^-(z)$).

Interessant is nu de vergelijking tussen de transportbijdragen $\bar{s}_{gem}(z)$ en $\bar{s}_{cor}(z)$.

Voor de eerstgenoemde [zie vgl. (3.9)] geldt:

$$S_{gem} = \bar{C}_o \cdot \int_d f_c^-(z) \cdot \bar{u}(z) dz \quad (3.15)$$

De verhouding tussen de transportbijdragen is:

$$\begin{aligned} R = \frac{S_{cor}}{S_{gem}} &= \frac{\hat{C}_o \cdot \int f_c^+(z) \cdot \overline{f_{c'u}} \cdot \bar{u}(z) dz}{\bar{C}_o \cdot \int f_c^-(z) \cdot \bar{u}(z) dz} \\ &= \left[\frac{\hat{C}_o}{\bar{C}_o} \right] \cdot \left[\frac{\int f_c^+(z) \cdot \overline{f_{c'u}} dz}{\int f_c^-(z) dz} \right] \cdot \left[\frac{\bar{u}}{u} \right] \end{aligned} \quad (3.16)$$

Het feit dat de retourstroom tegengesteld gericht is aan de golfvoortplantingsrichting resulteert ook al in afname van het correlatietransport. Door tegenstroom worden de positieve snelheidspieken gereduceerd en de negatieve kleinere snelheidspieken vergroot waardoor het snelheidssignaal minder asymmetrisch wordt.

Een kwalitatieve indruk van de transportverticalen is gegeven in Figuur 3.4, waarin voor $\bar{u}_1 = 1,5$ m/s, $\bar{u}_2 = 0,5$ m/s, $T = 5$ s en $\bar{u} = -0,10$ m/s de resulterende tijdsgemiddelde transportverticalen zijn gegeven. Voor S_{gem} (zie Vgl. 3.15) is deze vorm duidelijk. De verdeling van het correlatietransport S_{cor} laat zien dat deze nabij de bodem positief is maar op de hogere niveaus tegengesteld wordt. Het samenstellen van beide levert S_{netto} . De verhouding tussen de diepte-geïntegreerde transportbijdragen is hier $S_{netto} : S_{gem} : S_{cor} = -0,0055 : -0,0066 : 0,0011$ waarbij de verhouding tussen S_{cor} en S_{gem} 0,17 bedraagt. In geval van een tegenstroom $\bar{u} = -0,25$ m/s bedraagt S_{cor} slechts 5% van S_{gem} .

Eén en ander bevestigt vooralsnog de indruk dat bij situaties met veel menging en steile concentratieverticalen de bijdrage van de correlatietermen aan het transport verwaarloosbaar is. De grote tegenstroom (onderstroom) en de geringe asymmetrie (breken) ondersteunen dit.

3.4 Conclusies

Bij omstandigheden waarbij veel sediment in de verticaal aanwezig is wordt het transport in hoge mate bepaald door de gemiddelde snelheid. De bijdrage van de fluctuerende snelheden aan het transport, de zogenaamde correlatiebijdrage, is relatief klein.

Dit als gevolg van:

- a) - de beperktheid van de fluctuaties aan de bodem a.g.v. actief/passief gedrag van de randvoorwaarde (eerste term in Vgl. 3.16);
- b) - de in verticale richting steeds verder gedempte fluctuaties;
- c) - het toenemend faseverschil met de bodemfluctuaties waardoor de transportrichting van deze transportbijdrage van teken kan wisselen en derhalve de grootte van het over de verticaal geïntegreerde correlatietransport wordt gereduceerd (tweede term in Vgl. 3.16);
- d) - de netto stroom is tegengesteld aan de voortplantingsrichting waardoor het verschil in maximale snelheden wordt verminderd en dus het belang van de correlatietransporten al bij de bron (d.w.z. de bodem) wordt gereduceerd.

Dit effect is overeenkomstig het onder a) genoemde.

4. CONSEQUENTIES DWARSTRANSPORTCONCEPT

4.1 Inleiding

Op basis van de in hoofdstuk 3 gegeven overwegingen kan het transport, op een gegeven niveau z , met een redelijke mate van nauwkeurigheid worden berekend uit het produkt van de tijdsgemiddelde snelheid \bar{u} en de tijdsgemiddelde concentratie \bar{C} , volgens:

$$S(z) = \bar{u}(z) \cdot \bar{C}(z) \quad (4.1)$$

De grootte van het dieptegeïntegreerde dwarstransport, als benodigd voor de berekening van profielveranderingen, volgt uit:

$$S_x = \int_d S(z) \cdot dz = \int_d \bar{u}(z) \cdot \bar{C}(z) \cdot dz \quad (4.2)$$

De grootte van dit transport klopt zo mogelijk nog beter met het echte transport omdat over- en onderschattingen op de verschillende niveaus elkaar ten dele opheffen (zie hoofdstuk 3.3).

Deze integratie vergt dus een beschrijving van de verticale verdeling van de tijdsgemiddelde snelheid $u(z)$ en de tijdsgemiddelde concentratie $C(z)$ (gemakshalve zijn in het vervolg de overstrepingen weggelaten).

Voor de achtergronden motivering en beschrijving van de hier gepresenteerde relaties wordt verwezen naar hoofdstuk 6. In het navolgende wordt slechts volstaan met het geven van de betreffende formules, gevolgd door de daarop gebaseerde berekening van het netto transport, met als doel het dwarstransportconcept aan de hand van een vergelijking tussen gemeten en berekende transporten te toetsen.

4.2 De tijdsgemiddelde concentratieverticaal

De tijdsgemiddelde concentratieverticaal onder brekende golven kan worden beschreven door:

$$C(z) = C_0 \cdot \left(1 + \frac{\mu}{\epsilon_0} \cdot z\right)^{-w_s/\mu} \quad (4.3)$$

waarin:

C_0	de referentieconcentratie op $z=0$	$[m^3/m^3 \text{ of } kg/m^3]$
ϵ_0	de mengingscoëfficiënt op het referentieniveau $z=0$	$[m^2/s]$
μ	de verticale gradiënt van de mengingsverdeling ($= d\epsilon/dz$)	$[m/s]$
w_s	de valsnelheid van het sediment	$[m/s]$

Als gevolg van de negatieve macht neemt de concentratie in de hoogte af.

De grootte van de hoeveelheid gesuspendeerd sediment L is gelijk aan:

$$L = \int_0^d C(z) dz$$

$$= C_0 \cdot \frac{\epsilon_0}{\mu} \cdot \frac{1}{K_1} [K_2^{K_1} - 1] \quad [m^3/m^2 \text{ of } kg/m^2] \quad (4.4)$$

waarin:

$$K_1 = 1 - w_s/\mu \quad [-] \quad (4.5)$$

$$K_2 = 1 + \frac{\mu_s}{\epsilon_0} \cdot d \quad [-] \quad (4.6)$$

4.3 De tijdsgemiddelde snelheidsverticaal

Op basis van de aanname dat de mengingscoëfficiënt ϵ , voor zowel de vloeistof als voor het sediment, een lineaire functie is van het niveau z verticaal: $\epsilon(z) = \epsilon_0 + \mu \cdot z$, wordt als formulering voor de gemiddelde snelheid onder het gemiddelde golfdal ($z \leq d_t$) gevonden (zie hoofdstuk 6.5 voor afleiding en achtergronden):

$$u(z) = u_b + K_{lin} \cdot z + K_{log} \cdot \ln \left(1 + \frac{\mu}{\epsilon_0} \cdot z \right) \quad [m/s] \quad (4.7)$$

met:

$$K_{lin} = \frac{\alpha}{\mu} \quad [1/s] \quad (4.8)$$

$$K_{log} = \left(\beta - \frac{\alpha}{\mu} \cdot \epsilon_0 \right) / \mu \quad [m/s] \quad (4.9)$$

waarin:

$$u_b \text{ de (negatieve) snelheid op } z = 0 \quad [m/s]$$

$$\alpha \text{ een constante } (= (\partial \bar{\tau} / \partial z) / \rho; \text{ zie hoofdstuk 6.5}) \quad [m/s^2]$$

$$\beta \text{ een constante } (= \bar{\tau}_b / \rho; \text{ zie hoofdstuk 6.5}) \quad [m^2/s^2]$$

De grootte van de massaflux m boven het gemiddelde golfdal is uit continuïteitsoverwegingen gelijk aan:

$$-m/\rho = \int_0^{d_t} u(z) dz$$

waaruit volgt (zie hoofdstuk 6.5):

$$-m/\rho = u_b \cdot d_t + \frac{1}{2} K_{lin} \cdot d_t^2 + K_{log} \cdot I_o \quad (4.10)$$

waarin:

$$I_o = \frac{\epsilon_o}{\mu} \cdot \left[\left[1 + \frac{\mu}{\epsilon_o} \cdot d_t \right] \cdot \left[\ln \left(1 + \frac{\mu}{\epsilon_o} \cdot d_t \right) - 1 \right] + 1 \right] \quad [m] \quad (4.11)$$

4.4 Berekening transport

4.4.1 Inleiding

Gegeven de tijdsgemiddelde snelheidsverticaal onder het (gemiddelde) golfdal $u(z)$ en de tijdsgemiddelde concentratieverticaal $C(z)$ kan het transport worden berekend door uitvoering van een integratie over de hoogte.

Gezien de sterke discontinuïteit in de gemiddelde snelheid ter plaatse van het golfdal en het onbekende verloop van deze snelheid boven dit niveau is het transport opgesplitst in de twee delen, te weten:

$$S = \int_0^{d_t} u(z) \cdot C(z) dz + \int_{d_t}^{\infty} u(z) \cdot C(z) dz \\ = S_o + S_b \quad (4.12)$$

De eerste term staat voor het (zeewaarts gerichte) transport onder het golfdal. De tweede voor het (landwaarts gerichte) transport boven dit niveau.

4.4.2 Het transport onder het golfdal

Het transport onder het golfdal volgt uit:

$$S_o = \int_0^{d_t} u(z) \cdot C(z) dz \quad (4.13)$$

Uitwerking met gebruikmaking van vergelijking (4.3) en (4.7) levert als uiteindelijk resultaat:

$$S_o = C_o [u_b \cdot I_1 + K_{lin} \cdot I_2 + K_{log} \cdot I_3] \quad [m^3/m/s \text{ of } kg/m/s] \quad (4.14)$$

waarin:

$$I_1 = \frac{\epsilon_o}{\mu} \cdot \frac{1}{K_1} \cdot [K_2^{K_1} - 1] \quad [m] \quad (4.15)$$

$$I_2 = \frac{\epsilon_o}{\mu} \cdot \frac{1}{K_1} \cdot [K_2^{K_1} (d_t - \frac{\epsilon_o}{\mu} \cdot \frac{K_2}{K_1+1}) + \frac{\epsilon_o}{\mu} \cdot \frac{1}{K_1+1}] \quad [m^2] \quad (4.16)$$

$$I_3 = \frac{\epsilon_o}{\mu} \cdot \frac{1}{(K_1)^2} \cdot [K_2^{K_1} (K_1 \ln K_2 - 1) + 1] \quad [m] \quad (4.17)$$

Dit transport is opgebouwd uit een drietal componenten welke afkomstig zijn van de drie bestanddelen van de snelheidsverdeling (constant, lineair en logaritmisch deel):

$$\begin{aligned} S_o &= C_o \cdot u_b \cdot I_1 + C_o K_{lin} \cdot I_2 + C_o K_{log} \cdot I_3 \\ &= S_{o1} + S_{o2} + S_{o3} \end{aligned} \quad (4.18)$$

De eerste bijdrage is hierbij gelijk aan:

$$\begin{aligned} S_{o1} &= C_o \cdot u_b \cdot I_1 \\ &= u_b \cdot L(d_t) \end{aligned} \quad [m^3/m/s] \quad (4.18a)$$

Dit is het produkt van de snelheid u_b en de sedimentlast L onder het golfdal (zie hoofdstuk 4.2). Gezien de slechts geringe verticale gradiënten in $u(z)$ is deze bijdrage bepalend voor de grootte van het transport onder het golfdal.

4.4.3 Het transport boven het golfdal

Het (landwaarts gerichte) transport boven het (gemiddelde) golfdal volgt in principe uit:

$$S_b = \int_{d_t}^{\infty} u(z) \cdot C(z) \cdot dz \quad (4.19)$$

Ofschoon $C(z)$ in principe (uit metingen) bekend is geeft de uitwerking van de integraal toch problemen daar $u(z)$ onbekend is.

Naar verwachting zullen de grootste tijdsgemiddelde snelheden optreden op het niveau van de tijdsgemiddelde waterstand.

Mede gezien de slechts geringe verticale variatie van de tijdsgemiddelde concentraties op dit niveau lijkt de volgende benadering redelijk.

$$S_b \approx C(d) \cdot \int_{d_t}^{\infty} u(z) dz$$

De integraalterm heeft betrekking op het totale debiet boven het golfdal en is dus gelijk aan m/ρ , waarin m de massaflux in $kg/m/s$ is.

$$\begin{aligned} S_b &= C(d) \cdot m/\rho \\ &= C_o f_c(d) \cdot m/\rho \end{aligned} \quad (4.20)$$

Gebruikmakend van de relatie voor de massaflux m (vergelijking (4.10))

volgt:

$$S_b = C_o \cdot f_c(d) \cdot \left[-u_b d_t - \frac{1}{2} K_{lin} d_t^2 - K_{log} \cdot I_o \right] \quad (4.21a)$$

Ook hierin kunnen de bijdragen van de verschillende componenten van de snelheidsverticaal worden onderkend:

$$\begin{aligned} S_b &= -C_o f_c(d) \cdot u_b \cdot d_t - C_o f_c(d) \cdot \frac{1}{2} K_{lin} d_t^2 - C_o f_c(d) K_{log} \cdot I_o \\ &= S_{b,1} + S_{b,2} + S_{b,3} \end{aligned} \quad (4.21b)$$

4.4.4 Het netto transport

Het netto transport S is gelijk aan de som van het transport in de onderlaag S_o en dat in de bovenlaag S_b :

$$\begin{aligned} S &= S_o + S_b \\ &= (S_o + S_b)_1 + (S_o + S_b)_2 + (S_o + S_b)_3 \end{aligned} \quad (4.22)$$

Substitutie van de afgeleide transporten resulteert in:

$$\begin{aligned} S_1 &= C_o u_b [I_1 - f_c(d) \cdot d_t] \\ S_2 &= C_o \cdot K_{lin} [I_2 - f_c(d) \cdot \frac{d^2}{2}] \\ S_3 &= C_o \cdot K_{log} [I_3 - f_c(d) \cdot I_o] \end{aligned} \quad (4.23)$$

4.5 Overzicht relevante parameters

Het lokale netto dwarstransport wordt bepaald door:

- de referentieconcentratie C_o ;
- de menging (verdeling) onder brekende golven: $\varepsilon(z)$;
- de massaflux m

De turbulente dissipatie van de brekende golven staat hierbij centraal. Deze is enerzijds bepalend voor de verticale verdeling van zowel de concentratie als de snelheid, alsmede voor de grootte van de referentieconcentratie aan de bodem.

5. TOETSING DWARSTRANSPORTCONCEPT

5.1 Inleiding

In hoofdstuk 3 is aangegeven dat bij de berekening van dwartransport onder stormomstandigheden (met intensief brekende golven en overheersend suspensietransport) volstaan mag worden met het diepte-geïntegreerde produkt van tijdsgemiddelde snelheden en tijdsgemiddelde concentraties.

De juistheid van deze aanname wordt in dit hoofdstuk getoetst door de gemeten transporten te vergelijken met het op basis van dit dwartransportconcept berekende transporten.

Het gemeten transport is hierbij bepaald uit de gemeten profielontwikkeling en de daarop gebaseerde kuberingsverschillen.

Het berekende transport is hierbij op de in hoofdstuk 4 aangegeven wijze berekend uit de gemeten tijdsgemiddelde snelheids- en concentratieverticalen. Voor deze toetsing is gebruik gemaakt van de resultaten van modelonderzoek H298-I, daar deze in vergelijking tot ander onderzoek over een relatief grote nauwkeurigheid beschikken.

5.2 De gemeten transporten

Door voor en na elke snelheids- en concentratiemeting het dwarsprofiel op te meten kan door het naderhand uitvoeren van een kuberingsberekening de door een zekere verticaal (netto) getransporteerde hoeveelheid sediment worden bepaald. De grootte van het transport S_x volgt uit de tijdsafgeleide van de transportaccumulatie V_x .

$$V_x(t) = \int_0^t S_x(t) dt \Rightarrow S_x(t) = \frac{dV_x(t)}{dt} \quad (5.1)$$

De grootte van V_x is slechts op de tijdstippen van de profielpeilingen bekend: $V_x(t_j)$ voor $j=1$ tot j_{tot} .

Voor een dwartransportontwikkeling onder constante hydraulische condities kan het transport op tijdstip t^* echter goed worden benaderd door voor $V_x(t)$ uit te gaan van een logaritmische relatie (op half logaritmisch papier is V_x nagenoeg een rechte lijn).

Voor $V_x(t)$ kan dus worden aangenomen:

$$V_x(t) = V_{x0} + B \cdot \ln(t/t_0) \quad (5.2)$$

waarin:

$$\begin{array}{ll} V_{x0} & \text{het volume op } t=t_0 & [m^3/m^1] \\ B & \text{een factor} & [m^3/m^1] \end{array}$$

Voor de tijdstippen t_j en t_{j+1} geldt dan:

$$\begin{array}{l} V_x(t_j) = V_{x0} + B \cdot \ln(t_j/t_0) \\ V_x(t_{j+1}) = V_{x0} + B \cdot \ln(t_{j+1}/t_0) \end{array}$$

waaruit voor gegeven $V_x(t_j)$ volgt voor de factor B:

$$B = \frac{V_x(t_{j+1}) - V_x(t_j)}{\ln(t_{j+1}/t_0) - \ln(t_j/t_0)} \quad (5.3)$$

zodat, als goede benadering voor het transport op tijdstip t^* (met $t_j < t^* < t_{j+1}$), geldt:

$$S_x(t^*) = \frac{d V_x(t^*)}{dt} = B \frac{1}{t^*} \quad (5.4)$$

ofwel:

$$S_x(t^*) = \frac{V_x(t_{j+1}) - V_x(t_j)}{t^* \cdot \ln(t_{j+1}/t_j)} \quad (5.5)$$

5.3 De berekende transporten

Voor de berekening van de transporten op basis van het dwarstransportconcept is in principe gebruik gemaakt van de direct gemeten tijdsgemiddelde concentraties en snelheden.

In vergelijking met de snelheden is de verticale verdeling van de concentraties binnen nauwe grenzen bekend waardoor de beschrijving van $C(z)$ vrij goed bekend is.

De verticale verdeling van de snelheden daarentegen is veel minder duidelijk. Dit enerzijds als gevolg van het geringe aantal punten in de

verticaal en de relatief grote onderlinge afstand, anderzijds door de in het signaal aanwezige oversturingen welke het gevolg zijn van het droogvallen van de snelheidsmeter. Door oversturing geïntroduceerde fouten in de gemiddelde snelheid komen met name voor in de meetpunten die op de niveaus tussen golfdal en golftop liggen, zodat veelal alleen de meetniveau's nabij de bodem betrouwbaar zijn.

Bij de berekening van de grootte van het netto transport is tevens gebruik gemaakt van het gecalibreerde rekenmodel voor het golfhoogteverloop, op basis waarvan de waterdiepte d (stilwaterdiepte + golfopzet) en de grootte van de H_{rms} -golf (t.b.v. de bepaling van d_t) zijn berekend.

Om te komen tot een goede schatting van de massaflux uit het snelheidsprofiel is deze tevens vergeleken met het resultaat van de berekening (zie hoofdstuk 6), alsmede met de massaflux in het tijds- en plaatsdomein (resp. dezelfde positie op een eerder of later tijdstip en een nabijgelegen positie op hetzelfde tijdstip).

Ook de grootte van u_b en de "fit"-waarden α en β zijn op deze manier bekeken.

Uiteindelijk levert dit een beschrijving op van de tijdsgemiddelde snelheid $u(z)$, waarbij naast van de gemeten snelheden gebruik is gemaakt van het op basis van de gemeten concentratieverticaal bepaalde verticale verloop van de mengingscoëfficiënt.

Tot slot is gebruikmakend van de in hoofdstuk 4 gegeven formuleringen het netto transport berekend. De grootte van het transport is uitgedrukt in $m^3/m/uur$, waarbij bij de omrekening van gemeten concentraties (in kg/m^3) gebruik is gemaakt van een soortelijke dichtheid van de afzetting van $\rho_b = 1650 \text{ kg/m}^3$ *

*) Mede gelet op de resultaten van dichtheidsmetingen lijkt een porositeit van 42% achterafgezien beter, hetgeen betekent dat $\rho_b = (1-p) \cdot \rho_s = 0,58 \cdot 2650 = 1540 \text{ kg/m}^3$ zou moeten zijn. Met het oog op de transporten betekent dit een mogelijke overschatting van de gemeten transporten van ca. 7%.

5.4 Vergelijking gemeten en berekende transporten

5.4.1 Inleiding

Gezien de grote variatie in posities en hydraulische omstandigheden is er bij de vergelijking van metingen en berekeningen een onderscheid gemaakt naar specifieke lokaties zoals voorland (v-positie; zeewaarts van afslagprofiel), afzetting (a-positie, op afslagprofiel), kuil en glooiing (resp. k- en g-posities; in kuil voor verdediging en op de verdediging). Op het voorland (zeewaarts van de afzetting) is er veelal sprake van kleine transporten als gevolg van met name het feit dat de golven hier minder intensief breken.

Het gebied van de afzetting (= brekerzone) vormt de zone met de grootste transporten in combinatie met intensief brekende golven. Het is met name deze zone waarvoor het dwarstransportconcept afgeleid is. Hierbij zal het concept naar verwachting minder voldoen in de nabijheid van de waterlijn, d.w.z. op relatief ondieper water. Als gevolg van de aanwezigheid van lang-periodieke waterbewegingen (surfbeat, swash) zullen er steeds meer andere (correlatie-) bijdragen aan het transport een rol van betekenis gaan spelen. Hoewel de kwantitatieve grootten van deze transportbijdragen natuurlijk (nog) niet bekend zijn zullen deze met het oog op de gemiddelde bodemhelling (waarschijnlijk) een extra zeewaarts transport tot gevolg hebben. Hierdoor zouden dus de transporten op basis van het transportconcept een onderschatting kunnen geven van het werkelijke transport.

Bij posities in de kuil en op de glooiing is, met name in het laatste geval, sprake van een slecht gedefinieerde snelheidsverticaal waardoor er een grote spreidingsband aanwezig is. Ofschoon ook hier wel degelijk sprake is van intensief brekende golven is er toch een groot verschil ten opzicht van het afzettingsgebied, namelijk de relatief grote bodemhellingen. Hoewel het transport a.g.v. een bodemhelling in kwantitatieve zin niet bekend is, is wel duidelijk dat transporten tegen een helling op (kuil) gereduceerd worden en transporten met de helling mee (glooiing) worden vergroot.

Dit betekent ook dat, gebruikmakend van het dwarstransportconcept, de transporten in de kuil overschat en de transporten op de glooiing onderschat zouden kunnen zijn.

Op de grootte van de hellingscorrectie wordt in hoofdstuk 6.8 nog teruggekomen.

5.4.2 Voorland

Een overzicht van de vergelijking tussen de gemeten (S_p) en de berekende transporten (S_c) is gegeven in en de figuren 5.1 en 5.2.

Twee van de acht meetpunten (25%) liggen binnen de 20%-spreidingsband, terwijl de rest gelijkelijk verdeeld is in over- en onderschrijdingen. De spreiding in met name de lagere transporten is relatief groot, wat voor een deel het gevolg is van de relatief grote fout in de kuberingen maar ook een gevolg is van de hier mogelijk onterechte toepassing van het dwarstransport-concept.

Ofschoon de conclusie op basis van alleen de meetpunten 36 en 19 erg gewaagd is lijkt de afwijking bij juistheid van de metingen het gevolg van de correlatiebijdrage aan het transport. Deze geeft in deze gevallen kennelijk een landwaartse transportcomponent.

5.4.3 Afzetting

Bij de meetpunten gelegen op de afzetting is onderscheid gemaakt in lokaties met verschillende bodemhellingen.

In de figuren 5.3 en 5.4 is voor de lokaties met horizontale en negatief ($\partial z/\partial x < 0$) hellende bodem een vergelijking gegeven tussen de gemeten en de berekende transporten. Er is niet direct sprake van een perfecte overeenstemming ofschoon voor deze 12 meetpunten gemiddeld genomen er wel sprake is van een goede overeenkomst ((S_p/S_c) gemiddeld = 0,98 met spreiding 0,45).

Voor de 16 lokaties met positieve helling als gegeven in de figuren 5.5 en 5.6 is de gemiddelde overeenkomst niet aanwezig ($(\overline{S_p/S_c}) = 1,75; s = 1,06$). De sterke onderschatting van het berekende transport voor een aantal lokaties is opmerkelijk.

Punten welke tot nu toe ver buiten de aangegeven spreidingsband van $\pm 20\%$ vallen blijken, bijna zonder uitzondering afkomstig te zijn van posities op ondieper water nabij de waterlijn.

In Figuur 5.7 is een vergelijking gemaakt tussen berekende en gemeten transport op het gehele afslagprofiel, waarbij de lokaties gelegen op het

landwaartse $\frac{1}{4}$ -deel van de afzetting buiten beschouwing zijn gelaten. De maximale over- en onderschrijding bedraagt ca. 100%. Als gemiddeld resultaat geldt $(S_p/S_c) = 1,11$ waarbij de spreiding ca. 40% bedraagt (standaardafwijking = 0,44; 23 punten).

5.4.4 Kuil

Om een eventueel effect van de lokale bodemhelling te onderzoeken is bij de presentatie van de gegevens onderscheid gemaakt in posities nabij de rand (top), op de helling (flank) en op de bodem (dal) van de kuil.

De resultaten hiervan zijn gegeven in de Figuren 5.8 en 5.9.

Opvallend is de relatief grote overschatting van de meetpunten van proef T1 (nr.'s < 16).

5.4.5 Glooiing

Bij achterwege laten van de resultaten van proeven zonder bovenaanvoer en sediment (H298-T1) resten er nog slechts 3 meetpunten. Metingen uitgevoerd boven aan het talud ($x = 193$ m; punt 24 en 45) laten een grote onderschatting zien van het transport. Meting nr. 31, uitgevoerd onder in de ontgrondingskuil, geeft daarentegen een goede overeenkomst. In Figuur 5.10 is een en ander nog eens weergegeven.

Veelal worden de transporten op het steile (1:1,8) verdedigingstalud in grote mate onderschat. Dit lijkt voor een deel te verklaren uit het hellingseffect welke het netto transport significant vergroot, bijvoorbeeld als gevolg van een groter aandeel van het bodemtransport.

5.5 Samenvatting en conclusies

Samenvattend kan worden gesteld dat de grootte van het netto transport in overwegende mate wordt bepaald door het produkt van tijdsgemiddelde concentraties en tijdsgemiddelde snelheden.

Een beschrijving van de tijdsgemiddelde concentratieverticaal $C(z)$ en de tijdsgemiddelde snelheidsverticaal $u(z)$ levert direct de grootte van het netto transport op. Op ondiep water nabij de waterlijn is hierbij echter een correctiefactor nodig. De grootte van deze factor is kwalitatief bekend maar kan bij afregeling van het numerieke dwarstransportmodel kwantitatief worden bepaald door uitvoering van calibratieberekeningen. De correctiefactor lijkt afhankelijk van de lokale bodemhelling.

6. KWANTIFICERING DWARSTRANSPORT

6.1 Inleiding

Om te komen tot een kwantificering van het dwarstransport is in dit hoofdstuk de bij het concept gepresenteerde beschrijving nader uitgewerkt. Achtereenvolgens komen hierbij de tijdsgemiddelde concentratieverticaal en de tijdgemiddelde snelheidsverticaal aan de orde, waarbij de menging onderbrekende golven in beide gevallen centraal staat. Het belang van een juiste formulering van de sedimentconcentraties is al in hoofdstuk 1 aangegeven.

6.2 Tijdsgemiddelde concentratieverticaal C(z)

6.2.1 Algemeen

De tijdsgemiddelde concentratieverticaal kan in principe worden beschreven door:

$$C(z) = C_o \cdot f_c(z) \quad [m^3/m^3] \quad (6.2.1)$$

waarin:

- C_o de grootte van de referentieconcentratie
(op bodemniveau $z=0$) $[m^3/m^3]$
- $f_c(z)$ de verdelingsfunctie van C over de verticaal $[-]$

De grootte van de tijdsgemiddelde concentratie op het niveau z boven de bodem volgt dus uit het produkt van de referentieconcentratie C_o en de waarde van de verdelingsfunctie f_c op dit niveau.

De analyse van de concentratieverticalen kan dus worden opgedeeld in twee onderdelen, te weten:

- a) de referentieconcentratie C_o
- b) de verdelingsfunctie $f_c(z)$

Voor het vaststellen van de referentieconcentratie is echter eerst een beschrijving van de gemeten concentratieverticaal nodig op basis waarvan deze referentiewaarde eenduidig kan worden vastgesteld.

In eerste instantie zal de aandacht dus gericht moeten zijn op de beschrijving van $f_c(z)$.

Eén en ander is schematisch weergegeven in Figuur 6.2.1.

Vooruitlopend op de dwarstransportmodellering wordt ervan uitgegaan dat de verdelingsfunctie $f_c(z)$ lokaal bepaald is, terwijl dit voor de bodemconcentratie C_0 niet geldt (zie Hoofdstuk 6.8).

6.2.2 De verdelingsfunctie $f_c(z)$

6.2.2.1 Algemeen

De verdelingsfunctie $f_c(z)$ moet in principe voldoen aan een aantal eisen, zoals:

- a) voor $z = 0$ geldt $f_c(z) = 1$, zodat $C(0) = C_0$;
- b) de verdelingsfunctie mag geen grillig verloop vertonen;
- c) de concentraties nemen naar boven toe af.

Hierbij spelen de effecten van de tijdsmiddeling een belangrijke rol. Een te korte middelingstijd zal resulteren in een grillig concentratieverloop als gevolg van het meer instantaan (random) karakter van de dan gemeten waarden.

Uitgaande van een stationaire een-dimensionale diffusievergelijking voor de beschrijving van de vorm van de concentratieverticaal volgens:

$$\varepsilon(z) \cdot \frac{\partial C(z)}{\partial z} + w_s(z) C(z) = 0 \quad (6.2.2)$$

valt af te leiden dat moet gelden:

$$\frac{d \ln C}{dz} = - \frac{w_s(z)}{\varepsilon(z)}$$

$$\text{ofwel: } \ln C = - \int_0^z \frac{w_s(z)}{\varepsilon(z)} \cdot dz = -\sigma$$

$$\text{zodat: } C(z) = C_0 \cdot \exp(-\sigma)$$

De gezochte verdelingsfunctie $f_c(z)$ is derhalve gelijk aan:

$$f_c(z) = \exp \left[- \int_0^z \frac{w_s(z)}{\epsilon(z)} dz \right] \quad (6.2.3)$$

In principe is hierbij de valsnelheid w_s ook nog een functie van het niveau z (als gevolg van uitzeving) maar deze variatie is verwaarloosbaar klein in vergelijking tot de niveauafhankelijkheid van $\epsilon(z)$.

$$f_c(z) = \exp \left[-w_s \cdot \int_0^z \frac{dz}{\epsilon(z)} \right] \quad (6.2.4)$$

De verdelingsfunctie $f_c(z)$ is dus afhankelijk van de mengingsverdeling.

6.2.2.2 Kwalitatieve beschrijving

Er zijn 3 categoriën (brekende) golven te onderscheiden met ($\gamma = Hrms/d$):

- niet-brekende golven ($\gamma \leq 0,35$)
- "spilling" brekers ($0,35 < \gamma \leq 0,55$)
- "plunging" brekers ($\gamma > 0,55$)

Bij niet brekende golven is boven een niveau van orde 3 maal de ribbelhoogte nauwelijks meer sprake van significante concentraties. De menging bij de bodem is zeer gering.

Bij brekende golven daarentegen is er ook hoger in de verticaal sprake van relatief grote concentraties.

In geval van spilling brekers is er (in eerste instantie bij nagenoeg gelijkblijvende bodemconcentratie) sprake van een gevuldere verticaal. De menging op hogere niveau's neemt sterk toe.

Voor plunging brekers is er sprake van een nog grotere vulling van de verticaal.

Er zijn eigenlijk twee verschillende bijdragen aan de menging:

- * De niet-brekende golf welke alleen in het contactvlak bodem-water in menging resulteert; eigenlijk een effect van de orbitaalbeweging bij de bodem;
- * In geval van brekende golven is er sprake van een menging in de bovenlaag als gevolg van grootschalige wervels en ingesloten luchtbelletjes. De intensiteit van deze menging neemt af naar de bodem [Nadaoka e.a., 1982].

Ook volgens Peregrine en Svendsen (1978) is er sprake van een snelle neerwaartse verspreiding met afnemende intensiteit. De turbulentie bereikt binnen een golfperiode meestal wel de bodem maar op dat moment komt er al weer een volgende breker [Svendsen, 1984b].

Dit soort menging vindt plaats bij spilling brekers.

Bij plunging brekers ontstaat er een zeer intensieve menging over de hele verticaal waarbij ook de menging nabij de bodem wordt vergroot.

6.2.2.3 Analyse beschikbare data

Tijdens de uitvoering van modelonderzoek H298-I zijn in de brekerzone 68 concentratieverticalen gemeten waarbij per verticaal 6 tot 10 meetpunten aanwezig zijn. In eerste instantie is de vorm van deze verticalen nader onderzocht waarbij uit de lokale helling van de verticaal de grootte van de lokale menging is bepaald waarbij:

$$\epsilon(z) = \frac{-w_s C(z)}{dC(z)/dz} = -w_s \cdot [d(\ln C(z))/dz]^{-1} \quad (6.2.5)$$

De helling van de logaritme van de concentratieverticaal in punt i is bepaald uit de $\ln[C]$ -waarden in de punten $i-1$, i en $i+1$.

Per verticaal met n meetpunten worden op deze wijze $(n-2)$ ϵ -waarden gevonden. Nadere analyse van het verloop van deze ϵ -waarden als functie van het niveau z laat zien dat een lineair verband de waargenomen tendens goed weergeeft, zodat voor $\epsilon(z)$ in goede benadering geldt:

$$\epsilon(z) = \epsilon_0 + \mu \cdot z \quad (6.2.6)$$

In Figuur 6.2.2 is deze procedure toegelicht. Het betreft hier meting TlF1(6) van het Deltagoot-onderzoek [H298-I, december 1987].

De blokjes betreffen hier de gemeten concentratie (9 stuks). Op basis hiervan zijn 7 r_c -waarden ($r_c = \epsilon/w_s$) berekend welke in de figuur d.m.v. kruisjes zijn weergegeven. Lineaire regressie resulteert in een $\epsilon(z)$ -relatie met $\epsilon_0 = 0,00125 \text{ m}^2/\text{s}$ en $\mu = 0,0465 \text{ m/s}$. De best-fit van de nu bekende $f_c(z)$ -relatie met de concentratie resulteert in de waarde van de referentieconcentratie: $C_0 = 8,49 \text{ kg/m}^3$.

6.2.2.4 Conclusies

Substitutie van de beschrijving van $\varepsilon(z)$ in de relatie voor $f_c(z)$ (6.2.4) levert vervolgens:

$$\begin{aligned} f_c(z) &= \exp\left[-w_s \cdot \int_0^z \frac{dz}{\varepsilon_0 + \mu \cdot z}\right] \\ &= \exp\left[-(w_s/\mu) \cdot (\ln(\varepsilon_0 + \mu \cdot z) - \ln(\varepsilon_0))\right] \\ &= \left(1 + \frac{\mu \cdot z}{\varepsilon_0}\right)^{-w_s/\mu} \end{aligned} \tag{6.2.7}$$

zodat voor de concentratieverticaal $C(z)$ geldt:

$$C(z) = C_0 \cdot \left(1 + \frac{\mu \cdot z}{\varepsilon_0}\right)^{-w_s/\mu} \tag{6.2.8}$$

De sedimentconcentratie op niveau z is voor gegeven valsnelheid w_s dus afhankelijk van de menging(sverdeling) (ε_0 en μ) en de referentieconcentratie C_0 . Deze parameters komen respectievelijk in Hoofdstuk 6.3 en 6.4 uitgebreider aan de orde. In Fig. 6.2.3 is voor enkele karakteristieke waarden van ε_0 , μ en w_s de invloed van de ε_0 en de μ waarde op de verdelingsfunctie gegeven. Voor $\mu \rightarrow 0$ gaat de verdelingsfunctie $f_c(z)$ over in het enkel-exponentiële verband volgens: $f_c(z) = \exp(-w_s z/\varepsilon_0)$ als aangegeven in Figuur 6.2.3.

6.3 Mengingsverdeling $\varepsilon(z)$

6.3.1 Algemeen

Op basis van de in hoofdstuk 6.2 beschreven analyse van de vorm van de tijds-gemiddelde concentratieverticaal is de mengingsverdeling onder (brekende) golven te beschrijven volgens een lineaire relatie:

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 + \mu \cdot z \tag{6.3.1}$$

waarin ε_0 de menging bij de bodem ($\varepsilon_0 > 0$) en μ de positieve mengingsgradiënt.

Als karakteristieke waarde voor de menging in de bovenlaag kan de grootte van de mengingscoëfficiënt op het gemiddelde dalniveau worden aangehouden:

$$\varepsilon(d_t) = \varepsilon_t = \varepsilon_0 + \mu \cdot d_t \quad (6.3.2)$$

Een en ander is toegelicht in Figuur 6.3.1.

De grootte van de menging wordt veelal uitgedrukt als produkt van een snelheidsmaat en een lengtemaat.

$$\varepsilon = U \cdot L \quad (6.3.3)$$

Een minder gebruikelijke maar evenwel inzichtelijke relatie is de aan een verticale lengtemaat gerelateerde concentratieafnamelengte [Steetzel, '85] volgens:

$$r_c = \frac{\varepsilon}{w_s} \quad (6.3.4)$$

Nabij de bodem is deze gerelateerd aan de ribbelhoogte, hogerop in de verticaal aan de golfhoogte.

6.3.2 Resultaten relevant onderzoek

Het feit dat de menging in de verticaal naar boven toe toeneemt is overeenkomstig de resultaten van andere onderzoekers. In dit kader kunnen daarbij de ε -verdelingen van v.d. Graaff (1988) en v. Rijn (1989) worden genoemd. Verder is de IAHR-bijdrage van Songvisessomja e.a. (1988) te noemen waarin de verticale verdeling van het concentratieprofiel onder prototypegolven, als gemeten door Nielsen (1984), is onderzocht. Op basis van regressie-analyse zijn de correlatieresultaten voor een constante, een parabolische en een lineaire $\varepsilon(z)$ -verdeling gegeven waaruit blijkt dat de relatie $\varepsilon(z) = \mu \cdot z$ het best voldoet. Hierbij is dus uitgegaan van $\varepsilon(0) = 0$, hetgeen niet realistisch lijkt ($C(0)$ oneindig?).

Op basis van het werk van Songvisessomja valt voor de mengingsgradiënt de volgende relatie af te leiden:

$$\mu = \hat{u} \cdot b_0 \cdot \left(\frac{\hat{u}^2}{(s-1)gD} \right)^{b_1} \cdot \left(\frac{\hat{a}}{D} \right)^{b_2} \cdot \left(\frac{w_s}{\hat{u}} \right)^{b_3} \quad (6.3.5)$$

met:

$$\begin{aligned} b_0 &= 2,45 \\ b_1 &= -0,49 \\ b_2 &= 0,63 \\ b_3 &= 2,59 \end{aligned}$$

Substitutie van $\hat{a} = \hat{u} \cdot T / 2\pi$ levert na omwerking dat de mengingsgradiënt evenredig is met $\hat{u}^{-1,94} \cdot T^{0,63} \cdot (D^{-0,14} \cdot w_s^{2,59})$ en de mengingsgradiënt dus afneemt bij toenemende snelheden!

Deze opmerkelijke conclusie kan nog worden verduidelijkt door de ondiep-waterrelatie voor de snelheid te substitueren ($\hat{u} = \frac{H}{2} \cdot \sqrt{g/d}$) zodat:

$$\mu \sim \hat{u}^{-2} = \frac{d}{H^2} = \frac{1}{H} \cdot \frac{1}{y} \quad (6.3.6)$$

waarin y de brekerindex.

Voor een gegeven golfhoogte is de grootte van de mengingsgradiënt omgekeerd evenredig met de brekerindex. Voor de menging boven in de verticaal geldt zelfs:

$$\varepsilon(d) = \mu \cdot d \sim \frac{1}{y} \cdot \frac{1}{H} \cdot d = \frac{1}{y^2} \quad (6.3.7)$$

waarbij een lagere brekerindex in een grotere menging resulteert, iets wat nogal vreemd lijkt.

De invloed van het korrelmateriaal (D) is minimaal. De invloed van de val-snelheid lijkt groot maar de fysische achtergrond hiervan is onduidelijk.

6.3.3 Menging op bodemniveau ε_0

De grootte van de menging op bodemniveau is bij afwezigheid van brekende golven gerelateerd aan de grootte van de bodemoneffenheden (en korrel-diameter) en de snelheid bij de bodem.

Een vergelijking met de gangbare formuleringen laat zien dat de hier berekende ε_0 -waarden verregaand onderschat worden (let op: brekende golven).

In Figuur 6.3.2 is ε_0 gegeven als functie van de U_{rms} -snelheid bij de bodem. In de veronderstelling dat de orbitaalbeweging ook bij brekende golven (nog) van belang is, zou moeten gelden:

$$\varepsilon_o = F(D) \cdot U_{rms} \quad (6.3.8)$$

Op grond van de beschikbare data zou echter:

$$\varepsilon_o \sim F(D) \quad (6.3.9)$$

net zo goed te verdedigen zijn (dus geen functie van U_{rms}).

Een relatie met de turbulente snelheden bij de bodem lijkt fysisch gezien te prevaleren. De relatie is echter vooralsnog onbekend.

In Figuur 6.3.3 is ε_o gegeven als functie van de brekerindex H_{rms}/d . Ofschoon hierbij ook niet echt sprake is van een duidelijke trend waarbij de menging toeneemt bij grotere brekingsindex is met het oog op de aansluiting met bekende ε_o -relaties toch gekozen voor een formulering volgens:

$$\varepsilon_o = F(D) F(\gamma) \cdot u_{rms} \quad (6.3.10)$$

Hierin is $F(D)$ een onbekende functie van het aanwezige bodemmateriaal en $F(\gamma)$ een nog te bepalen relatie.

Op basis van Figuur 6.3.4, waarin de verhouding ε_o/U_{rms} is uitgezet als functie van de brekingsindex, is gekozen voor een beschrijving volgens:

$$F(D)F(\gamma) = K_\varepsilon \cdot \gamma \quad (6.3.11)$$

De constante K_ε [m] is nu dus gelijk aan $F(D)$.

Omdat er bij brekende golven geen sprake meer is van bodemribbels maar meer van een aan de korreldiameter gerelateerde dikte van de grenslaag is gekozen voor een formulering volgens:

$$K_\varepsilon = K_{\varepsilon_o} \cdot D_{50} \quad (6.3.12)$$

zodat de ε_o -relatie wordt:

$$\varepsilon_o = K_{\varepsilon_o} \cdot D_{50} \cdot u_{rms} \cdot \gamma \quad [m^2/s] \quad (6.3.13)$$

Voor $D_{50} = 210 \mu m$ is de dimensieloze constante K_{ε_o} gelijk aan 21,9.

6.3.4 Menging op dalniveau ϵ_t en mengingsgradiënt μ

De menging op dalniveau ϵ_t is veel groter dan de ϵ_0 -waarde. In Figuur 6.3.5 is ϵ_t gegeven als functie van de brekingsindex. Overeenkomstig literatuuronderzoek (zie hoofdstuk 6.3.2) neemt de menging af bij toenemende brekingsindex. Deze afname geldt eveneens voor de mengingsgradiënt μ als aangegeven in Figuur 6.3.6.

Een veel gebruikte relatie voor de menging onder golven luidt (Stive en Wind '86)

$$\epsilon \sim c \cdot d \quad [\text{m/s}] \quad (6.3.14)$$

zodat voor de mengingsgradiënt een relatie met de golfvoortplantingssnelheid redelijk lijkt. Deze relatie is gegeven in Figuur 6.3.7.

Een verband met de brekingsindex H_{rms}/d is gegeven in Figuur 6.3.8.

$$\mu = F_{\mu}(\gamma) \cdot c \quad [\text{m/s}] \quad (6.3.15)$$

De functie is hierbij beschreven door

$$F_{\mu}(\gamma) = K_{\mu}/\gamma \quad (6.3.16)$$

waarin K_{μ} een dimensieloze constante, welke bij intensief brekende golven onafhankelijk is verondersteld van het bodemmateriaal.

De μ -relatie is dus:

$$\mu = K_{\mu} \cdot c \cdot 1/\gamma \quad [\text{m/s}] \quad (6.3.17)$$

waarin K_{μ} een dimensieloze constante ($K_{\mu} = 0,0085$).

6.4 Referentieconcentratie C_0

6.4.1 Algemeen

Over de opwoeling van sediment in de brekerzône is nog niet erg veel bekend. In geval van niet-brekende golven is er duidelijk meer voorhanden. De concentratie aan de bodem wordt hierbij gerelateerd aan de snelheid nabij de

bodem en de daardoor veroorzaakte effectieve bodemschuifspanning $C_o = F(\tau_b(\hat{u}_b, \dots))$.

Bij brekende golven wordt de mate van suspensie en dus ook de referentieconcentratie vooral beheerst door de turbulentie welke ontstaat door het breken van golven.

Nadaoku e.a. (1988) geeft op basis van een experimenteel onderzoek een kwalitatieve beschrijving van de wijze waarop sediment in suspensie wordt gebracht.

In principe is het zo dat er als gevolg van het breken van golven sprake is van een hoeveelheid turbulente energie welke, afhankelijk van de wijze van breken (brekerindex), voor een bepaald deel de bodem bereikt en daar actief een hoeveelheid sediment opwoelt.

De hoeveelheid gesuspendeerd sediment is hierbij afhankelijk van zowel de mate van breken als de wijze waarop dit gebeurt.

Analyse van de referentieconcentraties als bepaald voor modelonderzoek H298-I laten in ieder geval geen duidelijke relatie zien tussen C_o en de u_{rms} bodemsnelheden. Ook de relatie met de hoeveelheid dissipatie door golfbreking lijkt minder duidelijk als mag blijken uit Figuur 6.4.1.

Een duidelijke verbetering wordt gevonden door niet de dissipatieterm, D_{br} ($= \partial P / \partial x$), maar de turbulente energie dissipatie te gebruiken.

Voor de golfenergiebalans geldt bij verwaarlozing van wrijvingsbijdragen:

$$\frac{\partial P}{\partial x} + D_{br} = 0 \quad (6.4.1)$$

waarin D_{br} de dissipatieterm a.g.v. golfbreking.

Deze dissipatieterm in de golfenergiebalans is te zien als een produktieterm voor de turbulente energie. Er is tijd nodig om de georganiseerde potentiële en kinetische energie om te zetten in kleinschalige (dissipatieve) turbulente bewegingen. Deze kleinschalige energiedissipatie loopt dan ook iets achter op de energiedissipatie welke verantwoordelijk is voor de golfhoogteafname.

Bekijken we nu de tijdsgemiddelde turbulente energieflex P_t dan geldt:

$$\frac{\partial P_t}{\partial t} + \text{Diss} = \text{Prod} \quad (6.4.2)$$

waarin:

P_t	de tijdsgemiddelde turbulente energieflex	[W/m ¹]
Diss	de dissipatie van turbulente energie	[W/m ²]
Prod	de produktie van turbulente energie	[W/m ²]

De produktieterm is hierbij gelijk aan golfbrekingsdissipatie D_{br} .

Voor de turbulente dissipatie geldt:

$$\text{Diss} = \rho \cdot (\bar{K})^{3/2} \quad (6.4.3)$$

Hierin is \bar{K} de (dieptegemiddelde) turbulente energie per eenheid van massa.

Voor de turbulente energieflex geldt:

$$\frac{\partial P_t}{\partial x} = \rho \cdot \frac{\partial}{\partial x} (\text{c.d.} \bar{K}) \quad (6.4.4)$$

Numerieke oplossing van (6.4.2) levert een naijling in de plaats van de turbulente dissipatie t.o.v. het eigenlijke breken op (breaker travel).

De effecten van het breken van een golf zijn iets landwaarts van de brekingspositie pas merkbaar.

In Figuur 6.4.2 is de relatie aangegeven tussen de op deze wijze bepaalde dissipatie en de referentie concentratie C_0 . Hierbij lijkt wel duidelijk sprake van een lineaire relatie. De concentratie onder brekende golven is dus gerelateerd aan de mate van breken.

In hoeverre er nog een invloed is van de wijze waarop de golven breken mag blijken uit Figuur 6.4.3.

Zoals vermeld is de gemiddelde turbulente kinetische energie K gerelateerd aan de dissipatie Diss volgens:

$$K = \left[\frac{\text{Diss}}{\rho} \right]^{2/3} \quad (6.4.5)$$

Over de verticale verdeling van k is kwantitatief weinig bekend.

Er moet echter gelden:

$$K = \frac{1}{d} \int_d k(z).dz \quad (6.4.6)$$

Aangezien de turbulentie op golfniveau wordt opgewekt zal ook hier de meeste turbulentie aanwezig zijn. De verdeling over de verticaal zal meer uniform zijn naar mate de golven heftiger breken.

Uitgaande van een negatief exponentiele afname van het turbulentieniveau volgens:

$$k(y) = k_0 \cdot \exp(-y/y^*) \quad (6.4.7)$$

waarbij:

y de verticale afstand t.o.v. de waterspiegel

y* een karakteristieke lengtemaat (indringdiepte)

met:

$$\begin{aligned} y^* &= \alpha_k \cdot y \cdot d \\ &= \alpha_k \cdot H_{rms} \end{aligned}$$

valt af te leiden dat voor de turbulentie op bodemniveau geldt:

$$k_b = K \cdot F_k(y|\alpha_k) \quad (6.4.8)$$

met:

$$F_k(y|\alpha_k) = [\alpha \cdot y (\exp(1/\alpha y) - 1)]^{-1}$$

Een kwalitatief beeld van deze functie is gegeven in Figuur 6.4.3.

Voor $\alpha_k = \frac{1}{2}$ (karakteristieke indringdiepte is gelijk aan de halve golfhoogte) geldt in goede benadering:

$$F_k(y) = \begin{cases} 0 & y < 0,33 \\ 0,47(y-0,33) & y > 0,33 \end{cases} \quad (6.4.9)$$

Dit betekent in feite dat er geen bijdrage is aan de concentratie aan de bodem voor $y < 0,33$. Deze overgang komt overeen met de overgang van niet naar wel breken ("spilling" brekers).

Uitgaande van het concept dat de referentieconcentratie onder brekende golven gerelateerd is aan de turbulente energie bij de bodem, geldt:

$$C_o = F(k_b) \quad (6.4.10)$$

Analoog aan de situatie bij niet-brekende golven geldt dan:

$$C_o = F(\bar{\tau}_b(\hat{u}_{bt}(k_{tb}), \dots)) \quad (6.4.11)$$

waarbij de turbulente snelheid gerelateerd is aan de turbulente kinetische energie. Voor de effectieve bodemschuifspanning geldt, analoog aan de situatie bij niet-brekende golven:

$$\bar{\tau} = \frac{1}{2} \cdot f_w \cdot \rho \cdot \overline{u^2} \quad (6.4.12)$$

Afgezien van evenredigheidsconstanten gaat, dat, na substitutie van de turbulente snelheidsfluctuaties, over in:

$$\bar{\tau} \sim f_w \cdot \rho \cdot k_b \quad (6.4.13)$$

Verwaarlozing van enige variatie in de f_w -waarde (voor deze kan gezien de kleine lengteschaal van de turbulente fluctuaties waarschijnlijk de maximale waarde worden aangehouden) levert:

$$\bar{\tau} \sim \rho \cdot k_b \quad (6.4.14)$$

De bodemconcentratie is gerelateerd aan deze schuifspanning volgens:

$$C_o \sim \left(\frac{\bar{\tau} - \bar{\tau}_{cr}}{\bar{\tau}_{cr}} \right)^{3/2} \quad (6.4.15)$$

De kritieke schuifspanning is verregaand overschreden zodat als goede benadering geldt:

$$C_o \sim (\bar{\tau}_{cr})^{-3/2} \cdot (\bar{\tau})^{3/2} \quad (6.4.16)$$

Voor de kritieke schuifspanning geldt per definitie:

$$\bar{\tau}_{cr} = \theta_{cr} \cdot (s-1)\rho g \cdot D_{50} \quad (6.4.17)$$

waarbij $\theta_{cr} \approx 0,05$

Nadere uitwerking van de bodemconcentratiefunctie levert uiteindelijk als formulering voor de referentieconcentratie:

$$C_o = \rho_s \cdot K_c \cdot F_D \cdot \left(\frac{\rho}{\tau_{cr}}\right)^{3/2} \cdot [F_k(\gamma|\alpha_k)]^{3/2} \cdot \left(\frac{Diss}{\rho}\right) \quad (6.4.18)$$

Hierin is K_c een dimensieloze constante.

$F(D)$ is een nog onbekende functie van de korreldiameter. Deze is vooralsnog zodanig gekozen dat deze dimensieloze functie voor het Deltagootonderzoek gelijk aan de eenheid is:

$$F_D = \left(\frac{0,000225}{D_{50}}\right)^{\alpha_D} \quad (6.4.19)$$

De fysische afhankelijkheid van de korreldiameter is deels al ondergebracht in de kritieke schuifspanning. De rest-afhankelijkheid kan worden afgeregeld door een geschikte keuze van de macht α_D (zie hoofdstuk 7.4).

Op basis van de afhankelijkheid van het korrelmateriaal zoals dit van toepassing is op de veelheid van formules welke deze concentratie onder niet brekende golven beschrijven lijkt een relatie met de 3e macht van de korreldiameter redelijk, hetgeen duidt op $\alpha_D \approx 1,5$.

Als C_o -relatie tijdens situaties met intensief brekende golven ($\gamma > 0,33$) geldt dus:

$$C_o = K_c \cdot \rho_s / \rho \cdot F_D \cdot \left(\frac{\rho}{\tau_{cr}}\right)^{3/2} \cdot [0,47(\gamma - 0,33)]^{3/2} \cdot Diss \quad [kg/m^3] \quad (6.4.20)$$

waarin:

- K_c een dimensieloze constante ($= 1,2 \cdot 10^{-6}$)
- F_D een dimensieloze functie van het bodemmateriaal (Vgl. 6.4.19)
- τ_{cr} de kritieke schuifspanning [N/m^2] (Vgl. 6.4.17)
- γ de brekerindex H_{rms}/d [-]
- Diss de turbulente dissipatie [W/m^2]

In Figuur 6.4.4 is een vergelijking gegeven tussen de gemeten en de op deze wijze berekende concentraties.

6.5 Tijdsgemiddelde snelheidsverticaal u(z)

Uitgangspunt voor de beschrijving van de tijdsgemiddelde snelheidsverticaal onder het golfdal u(z) is de veronderstelling dat, analoog aan de situatie met periodieke golven [Stive en Wind '86; Okayasu e.a. '88], er een constante verticale gradiënt in het tijdsgemiddelde schuifspanningsverloop aanwezig is. Voor de schuifspanning geldt per definitie:

$$\bar{\tau}(z) = \rho \cdot \varepsilon(z) \cdot \frac{\partial u}{\partial z} \quad (6.5.1)$$

waarbij derhalve als uitgangspunt geldt:

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \bar{\tau}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} (\varepsilon(z) \cdot \frac{\partial u}{\partial z}) = \alpha \quad (6.5.2)$$

ofwel:

$$\bar{\tau}(z) = \bar{\tau}_b + \alpha \cdot \rho \cdot z \quad (6.5.3)$$

De bodemschuifspanning $\bar{\tau}_b$ is hierbij negatief.

Naast de tijdsgemiddelde bodemschuifspanning $\bar{\tau}_b$ is de tijdsgemiddelde schuifspanning op dalniveau $\bar{\tau}_t$ (trog) als karakteristieke waarde van belang:

$$\bar{\tau}_t = \bar{\tau}_b + \alpha \cdot \rho \cdot d_t \quad (6.5.4)$$

Voor de aan de gradiënt van de schuifspanning gerelateerde parameter α geldt:

$$\alpha = \frac{\bar{\tau}_t - \bar{\tau}_b}{\rho \cdot d_t} \quad [\text{m/s}^2] \quad (6.5.5)$$

Uitgaande van relatie (6.5.2) volgt de snelheid u(z) na integratie volgens:

$$\varepsilon(z) \cdot \frac{\partial u}{\partial z} = \alpha \cdot z + \beta$$

zodat:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \alpha \frac{z}{\varepsilon(z)} + \beta \cdot \frac{1}{\varepsilon(z)}$$

en dus:

$$u(z) = \alpha \cdot \int \frac{z}{\epsilon(z)} dz + \beta \cdot \int \frac{1}{\epsilon(z)} \cdot dz + \gamma \quad (6.5.6)$$

In deze uitdrukking zijn β en γ integratieconstanten waarvoor geldt:

$$\begin{aligned} \beta &= \overline{\tau_b} / \rho && [\text{m}^2/\text{s}^2] \\ \gamma &= u_b \quad (\text{snelheid bij de bodem}) && [\text{m/s}] \end{aligned}$$

De snelheid voldoet dus aan:

$$u(z) = u_b + \alpha \cdot \int_0^z \frac{z}{\epsilon(z)} dz + \beta \cdot \int_0^z \frac{1}{\epsilon(z)} dz \quad [\text{m/s}] \quad (6.5.7)$$

waarin:

$$\alpha = \frac{\overline{\tau_t} - \overline{\tau_b}}{\rho \cdot d_t} \quad [\text{m/s}] \quad (6.5.8)$$

$$\beta = \frac{\overline{\tau_b}}{\rho} \quad [\text{m}^2/\text{s}^2] \quad (6.5.9)$$

Voor de mengingsverdeling $\epsilon(z)$ wordt nu het resultaat van de analyse van de concentratieverticaal gebruikt.

Uitgaande van de mengingsverdeling volgens $\epsilon(z) = \epsilon_0 + \mu \cdot z$ volgt dan voor de snelheidsverticaal $u(z)$:

$$u(z) = u_b + \alpha \int_0^z \frac{z}{\epsilon_0 + \mu \cdot z} dz + \beta \int_0^z \frac{1}{\epsilon_0 + \mu \cdot z} dz \quad (6.5.10)$$

Na enige uitwerking resulteert dit in:

$$u(z) = u_b + K_{\text{lin}} \cdot z + K_{\text{log}} \cdot \ln \left(1 + \frac{\mu z}{\epsilon_0} \right) \quad [\text{m/s}] \quad (6.5.11)$$

$$K_{\text{lin}} = \alpha / \mu \quad [\text{s}^{-1}] \quad (6.5.12)$$

$$K_{\text{log}} = \frac{1}{\mu} \cdot \left(\beta - \frac{\alpha}{\mu} \cdot \epsilon_0 \right) \quad [\text{m/s}] \quad (6.5.13)$$

Deze verticale variatie in de mengingscoëfficiënt is niet in overeenstemming met veel literatuur (Stive & Wind 1986; Svendsen e.a. (1988)). Hierin wordt veelal uitgegaan van één of twee lagen met een constante ϵ -waarde, maar wordt wel melding gemaakt van het feit dat de werkelijke $\epsilon(z)$ -verdeling een positieve verticale gradiënt heeft.

Voor $\mu \neq 0$ gaat deze vergelijking over in:

$$u(z) = u_b + \beta/\epsilon_0 \cdot z + \frac{1}{2} \alpha/\epsilon_0 \cdot z^2$$

Het snelheidsprofiel is samengesteld uit drie bijdragen, te weten:

- een uniforme bijdrage : $u_1(z) = u_b$ met $u_b < 0$;
- een lineaire bijdrage : $u_2(z) = K_{lin} \cdot z$ met $K_{lin} > 0$;
- een logaritmische bijdrage: $u_3(z) = K_{log} \cdot \ln \left(1 + \frac{\mu z}{\epsilon_0} \right)$ met $K_{log} < 0$

De dikte van de oscillerende grenslaag is erg klein in vergelijking tot de grenslaagdikte bij een stationaire situatie, zodat er sprake zal zijn van een zeer sterke snelheidsgradiënt bij de bodem.

Het geheel buiten beschouwing laten van deze grenslaag (met $u=0$ op $z=0$) lijkt bij overheersend suspensietransport dan ook geen bezwaar, zodat de aanname $u \neq 0$ op $z=0$ gerechtvaardigd lijkt.

Voor de vorm van het snelheidsprofiel is de snelheidsgradiënt van belang, waarvoor geldt:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\beta + \alpha \cdot z}{\epsilon_0 + \mu \cdot z} = \frac{\bar{\tau}(z)}{\rho \cdot \epsilon(z)} \quad (6.5.14)$$

Op bodemniveau $z=0$ geldt voor deze gradiënt:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_0 = \frac{\beta}{\epsilon_0} = \frac{\bar{\tau}_b}{\rho \epsilon_0} < 0 \quad (6.5.15)$$

Gegeven $\epsilon(z) = \epsilon_0 + \mu \cdot z$ is de snelheidsverticaal volledig beschreven als u_b , $\bar{\tau}_b$ (en dus β) en $\bar{\tau}_t$ (en dus ook α) bekend zijn.

Een nadere voorwaarde welke (in ieder geval) van toepassing is betreft de continuïteitsvoorwaarde volgens:

$$\int_0^{d_t} u(z) dz = -m/\rho \quad (6.5.16)$$

waarin:

m de massaflux boven het dalniveau [kg/m'/s]

Het oppervlak van de snelheidsverticaal onder het (gemiddelde) golfdal is hierbij dus gelijk aan het debiet boven het golfdal.

Nadere uitwerking van deze relatie resulteert uiteindelijk in:

$$-m/\rho = u_b \cdot d_t + \frac{1}{2} \cdot K_{lin} \cdot d_t^2 + K_{log} \cdot I_o \quad (6.5.17)$$

waarin:

$$I_o = \frac{\epsilon_o}{\mu} \left[\left(1 + \frac{\mu d_t}{\epsilon_o}\right) \left(\ln\left(1 + \frac{\mu d_t}{\epsilon_o}\right) - 1\right) + 1 \right] \quad [m] \quad (6.5.18)$$

De integraal I_o is een functie van ϵ_o , μ en d_t .

De onderlinge afhankelijkheid u_b , $\bar{\tau}_b$, $\bar{\tau}_t$ en m volgt na substitutie van de relaties voor K_{lin} en K_{log} . Substitutie levert:

$$-m/\rho = u_b \cdot d_t + \frac{1}{2}[\alpha/\mu] \cdot d_t^2 + 1/\mu \left(\beta - \frac{\alpha}{\mu} \cdot \epsilon_o\right) \cdot I_o \quad (6.5.19)$$

Substitutie van de relaties voor α en β levert dan:

$$-m/\rho = u_b \cdot d_t + \frac{d_t^2}{2\mu} \left[\frac{\bar{\tau}_t - \bar{\tau}_b}{\rho d_t} \right] + \frac{1}{\mu} \left[\frac{\bar{\tau}_b}{\rho} - \frac{\epsilon_o}{\mu} \left(\frac{\bar{\tau}_t - \bar{\tau}_b}{\rho d_t} \right) \right] I_o \quad (6.5.20)$$

Na enige uitwerking:

$$-m/\rho = u_b \cdot d_t + K_t \cdot \frac{\bar{\tau}_t}{\rho} + K_b \cdot \frac{\bar{\tau}_b}{\rho} \quad (6.5.21)$$

ofwel:

$$u_b \cdot \rho \cdot d_t + K_t \cdot \bar{\tau}_t + K_b \cdot \bar{\tau}_b + m = 0$$

$$K_t = \frac{1}{\mu} \cdot (d_t/2 - \frac{\epsilon_o}{\mu d_t} \cdot I_o)$$

$$K_b = I_o/\mu - K_t \quad (6.5.22)$$

Evenals I_o zijn K_t en K_b slechts functies van ϵ_o , μ en d_t .

Het mag duidelijk zijn dat de onderlinge relatie tussen u_b , $\bar{\tau}_b$, $\bar{\tau}_t$ en m niet geheel onafhankelijk is. Uitgaande van een beschrijving van zowel de schuifspanning op dalniveau $\bar{\tau}_t$ en de massaflex m blijven er nog twee niet-onafhankelijke parameters over: $\bar{\tau}_b$ en u_b . Eén en ander is toegelicht in Figuur 6.5.1.

De tijdsgemiddelde schuifspanning $\bar{\tau}_b$ is hierbij gerelateerd aan de snelheid u_b volgens:

$$\bar{\tau}_b = F(u_b) \quad (6.5.23)$$

Gegeven m en $\bar{\tau}_t$ kan u_b nu (eenvoudig) worden opgelost.

Voor het geval dat de schuifspanningsrelatie te schrijven is als:

$$\bar{\tau}_b = F_o + F_1 \cdot u_b + F_2 \cdot u_b^2 \quad (6.5.24)$$

geldt zelfs:

$$[K_b F_2] \cdot u_b^2 + [K_b \cdot F_1 + \rho \cdot d_t] \cdot u_b + [K_b \cdot F_o + \rho \cdot d_t + m] = 0 \quad (6.5.25)$$

ofwel:

$$u_b = \frac{-B + \sqrt{B^2 - 4 \cdot A \cdot C}}{2 \cdot A} \quad (6.5.26)$$

waarin:

$$A = K_b \cdot F_2$$

$$B = K_b \cdot F_1 + \rho \cdot d_t$$

$$C = K_b \cdot F_o + \rho \cdot d_t + m$$

In afwijkende gevallen kan u_b numeriek worden bepaald.

Samenvattend kan het snelheidsprofiel $u(z)$ worden bepaald uitgaande van de volgende noodzakelijke randvoorwaarden:

$$\bar{u}_b = F(u_b) \text{ als bekende relatie}$$

$$\left. \begin{array}{l} \bar{u}_t \\ m \end{array} \right\} \text{ als randvoorwaarde lokaal opgeven}$$

Voorlopig is uitgegaan van een aangepaste relatie voor stationaire stroming volgens:

$$\bar{u}_b = \rho \cdot g/C^2 \cdot u_b \cdot |(u_b^2 + u_{rms}^2)^{1/2}| \quad (6.5.27)$$

Uit ε_0 , μ en d_t volgen de constanten I_0 , K_t en K_b . Vervolgens volgt u_b uit de gegeven relatie. Achtereenvolgens kan, na berekening van \bar{u}_b , α en β worden berekend waarna de beschrijvende parameters K_{lin} en K_{log} kunnen worden bepaald.

De effecten van de waterbeweging boven het golfdal worden dus verdisconteerd via een effectieve schuifspanning op de onderlaag \bar{u}_t en een gegeven grootte van het circulatiedebiet m/ρ (zie ook Figuur 6.5.1). Beide zijn afhankelijk van de golfgerelateerde parameters zoals energie en dissipatie en komen in hoofdstuk 6.6 nader aan de orde.

6.6 Massaflux en dalschuifspanning

6.6.1 Algemeen

Zoals beschreven in hoofdstuk 6.5 wordt de tijdsgemiddelde snelheidsverticaal mede bepaald door fysische kenmerken van de waterbeweging boven het golfdal, te weten de zich hier bevindende massaflux en de grootte van de schuifspanning zoals deze wordt uitgeoefend op het grensvlak met de onderlaag (zie Figuur 6.5.1).

6.6.2 Massaflux

De massaflux m is samengesteld uit twee bijdragen, te weten:

- een golfbijdrage m_g
- een rollerbijdrage m_r

Voor beide bijdragen zijn relaties bekend voor regelmatige golven, welke bij gebrek aan beter ook hier zullen worden toegepast.

De golfbijdrage is zowel bij niet breken als bij breken van belang en volgt uit:

$$m_g = E/c \quad (6.6.1)$$

De rollerbijdrage verrekent de effecten van het watervolume dat wordt meegevoerd in de kop van een brekende golf.

Als relatie is hierbij gekozen voor:

$$m_r = P_{br} \cdot K_r \cdot \rho H_{rms}^2 / T_p \quad (6.6.2)$$

waarin:

P_{br} de fractie brekende golven.

De verhouding tussen het rolleroppervlak en het kwadraat van de golfhoogte K_r bedraagt ca. 0,9 [Svendsen, '88]:

$$K_r = A_r / H^2 = 0,9 \quad (6.6.3)$$

Zoals vermeld zijn deze relaties in principe afgeleid voor situaties met regelmatige golven.

Op basis van gemeten onderstroomsnelheden en de daaruit afgeleide verdeling van de massa-flux over het dwarsprofiel blijkt dat er sprake is van een grote continuïteit in de totale massa-flux.

Deze continuïteit is bereikt door in eerste instantie de bijdragen van zowel de golf als de roller te berekenen en deze resultaten vervolgens over een zekere afstand te middelen.

De dimensieloze middelingsafstand K_m is hierbij gelijk genomen aan de lokale golflengte, zodat:

$$K_m = \Delta x_m / \lambda = 1.$$

6.6.3 Dalschuifspanning $\bar{\tau}_t$

De grootte van de tijdsgemiddelde schuifspanning op dalniveau is mede bepalend voor de vorm van het snelheidsprofiel. Analoog aan de beschrijving van de massaflux is ook bij de dalschuifspanning sprake van bijdragen van de golf $\bar{\tau}_{tg}$ en van de roller $\bar{\tau}_{tr}$.

Voor de golfbijdrage $\bar{\tau}_{tg}$ geldt op basis van de lineaire golftheorie [Stive en Wind '86]

$$\bar{\tau}_{tg} = \frac{1}{2} \cdot \text{Diss}/c \quad (6.6.4)$$

Voor het geval van niet-brekende golven geldt $\partial E/\partial x = 0$ zodat $\bar{\tau}_{tg} = 0$ en is er dus sprake van zeer scherpe snelheidsgradiënt op het dalniveau.

De bijdrage van de roller is relatief klein en mede gelet op de noodzakelijke middeling is deze verder niet meegenomen.

6.7 Netto transport

Voor de beschrijving van het netto resulterende transport kan verwezen worden naar de in reeds Hoofdstuk 4.4 gegeven formuleringen.

6.8 Transportcorrecties

6.8.1 Algemeen

De grootte van het transport kan in eerste instantie worden berekend aan de hand van de in de vorige hoofdstukken gegeven formuleringen.

Er blijken hierbij echter twee correcties nodig. Deze hebben betrekking op:

- hellingseffecten (zwaartekracht);
- naijling (niet lokale effecten).

Effecten van door golfasymmetrie veroorzaakte kustwaartse sedimenttransporten blijven buiten beschouwing, daar deze, zeker in perioden met duinafslag en brekende golven, ondergeschikt zijn.

De andere correcties komen in de volgende paragrafen aan de orde.

6.8.2 Effecten van de lokale bodemhelling

Als gevolg van de gravitatie zal er altijd sprake zijn van een extra hellingafwaarts gericht transport. Dit transport is in ieder geval evenredig met de grootte van de lokale bodemhelling. Bovendien wordt een evenredigheid verondersteld met de grootte van het al aanwezige transport.

Als gebruikte formulering geldt dan ook:

$$S_{xhel} = -K_{hel} \cdot (\partial z / \partial x) \cdot |S_x| \quad (6.8.1)$$

waarin:

K_{hel} een dimensieloze constante

$\partial z / \partial x$ de lokale bodemhelling

$|S_x|$ de absolute waarde van het netto transport [$m^3/m/u$]

De grootte van de coëfficiënt is bepaald aan de hand van de in Hoofdstuk 5.4 gegeven vergelijking tussen de gemeten en de berekende transporten (resp. S_p en S_c).

In dit geval geldt de volgende relatie:

$$\begin{aligned} S_p &= S_c + S_{chel} \\ &= S_c + K_{hel} \cdot (\partial z / \partial x) \cdot S_c \\ &= [1 + K_{hel} (\partial z / \partial x)] \cdot S_c \end{aligned} \quad (6.8.2)$$

Hierbij wordt verondersteld dat de gemeten transporten (S_p) wel en de berekende transporten (S_c) de hellingseffecten (nog) niet bevatten.

De transportverhouding is nu gelijk aan:

$$S_p / S_c = 1 + K_{hel} \cdot (\partial z / \partial x) \quad (6.8.3)$$

Voor de hellingsfactor is $K_{hel} = 4$ aangehouden, hetgeen voor een bodemhelling 1:40 duidt op een correctie van 10%.

6.8.3 Niet-lokale effecten

In geval van grote discontinuïteiten in het dwarstransport is het dwarstransport niet meer lokaal bepaald. Voor het geval van plotselinge afname van transporten wordt de optredende reductie vergeleken met de maximaal mogelijke uitzakking van de concentratieverticaal tijdens de (zeewaartse) verplaatsing. Voor het geval dat deze de benodigde concentratieafname niet kan volgen worden zowel de referentie-concentratie C_0 als het dwarstransport S_x aangepast aan de minimaal mogelijke waarde.

Deze situatie doet zich met name voor bij de kop van de afzetting (zie hoofdstuk 7.2.3) en bij de aanvang van een modelproef met constante hydraulische condities.

7. DYNAMISCHE PROFIELONTWIKKELING

7.1 Inleiding

Bij de berekening van de dynamische profielontwikkeling is in eerste instantie een (nadere) calibratie uitgevoerd voor de Deltagootproef T2 van het M1263-III onderzoek (overeenkomstig H298-I-T5).

Het nog onbekende effect van de korrelgrootte van het bodemmateriaal op de transporten (macht α_D) is in een later stadium nader afgeregeld door calibratie aan Scheldegootproef M1819-I-T04. Dit komt aan de orde in hoofdstuk 7.4.

Verificatie vindt plaats aan de hand van de vaste waterstandproeven T1 en T5 alsmede de proeven T3 en T4 waarbij er sprake is van variërende hydraulische condities (zie hoofdstuk 7.3). Een overzicht van deze proeven is gegeven in Tabel 7.1.

proef	hydr. cond.	h [m]	H _s [m]	T _p [s]	toepassing
T2	vast	+4,2	1,70	5,4	calibratie
T1	vast	+4,2	1,72	5,4	verificatie
T5	vast	+5,0	2,88	7,6	"
T3	variërend	+4,2(max)	1,50(max)	5,4(max)	"
T4	variërend	+4,2(max)	1,85(max)	7,6(max)	"

Tabel 7.1: Overzicht Deltagoot proeven [M1263-III] ($w = 0,0268$ m/s; $D_{50} = 225$ μ m)

In hoofdstuk 8 is voor het Scheldegoot onderzoek M1819-I een uitgebreide vergelijking gemaakt tussen gemeten en berekende profielontwikkelingen waarbij op systematische wijze de voor duinafslag bepalende factoren aan de orde komen, zoals het effect van de golfhoogte, de waterstand, de duinhoogte en het beginprofiel.

Bij de berekening van de profielontwikkeling is gebruik gemaakt van de continuïteitsvergelijking.

$$\frac{\partial S}{\partial x} + (1-p) \frac{\partial z}{\partial t} = 0$$

waarin:

S_x het dwarstransport	[m ³ /m/u]
p het poriegehalte	[-]
z het bodemniveau	[m t.o.v. Ref.niv.]
t de tijd	[u]

Voor het poriegehalte is 42% aangehouden als gemiddelde van relevante waarnemingen.

Het dwarstransport S_x is in principe beschreven door de in hoofdstuk 6 gegeven relaties.

7.2 Calibratie Deltagootprofiel

7.2.1 Inleiding

Een nadere calibratie van de dwarsprofielontwikkeling is in eerste instantie uitgevoerd aan de hand van de basisproef (M1263-III-T2 en/of H298-I-T5). De transportbeschrijving is intern al zoveel mogelijk gecalibreerd (zie hoofdstuk 6) door afregeling van de deelprocessen (concentratie- en snelheidsprofielen). De hier benodigde calibratie kan dan ook beperkt blijven tot het toevoegen van:

- een correctiefactor op het berekende transport (orde 1) K_{cor} ;
- een hellingscorrectie (zie hoofdstuk 6.8) K_{hel} ;
- een ondiepwater/strandcorrectie K_{sw} .

Het is hierbij met name de modellering van de transporten in de omgeving van de waterlijn welke bijzondere aandacht vraagt.

Bij de calibratie is getracht een zo goed mogelijke overeenkomst te krijgen tussen de gemeten en de berekende profielontwikkeling, waarbij in eerste instantie het onderwaterprofiel is bekeken. Er is gestreefd naar een goede overeenkomst in vorm en hoeveelheid van deze afzetting.

Bij de profielontwikkeling zijn een drietal verschillende zone's te onderscheiden, te weten:

- de kop van de afzetting;
- het profiel van de afzetting (afslagprofiel);
- de omgeving van de waterlijn.

In de volgende paragrafen zal hierop nader worden ingegaan.

7.2.2 Vorm afslagprofiel

De in hoofdstuk 6 beschreven transportmodellering geeft in principe de ontwikkeling van het afslagprofiel goed weer. Dit betreft met name het gedeelte zeewaarts van de waterlijn (zie Hoofdstuk 7.2.4).

Het transportverloop over het profiel is zodanig dat er sprake is van een nagenoeg constant transport met scherpe gradienten t.p.v. de kop van de afzetting en de waterlijn.

Dit transportverloop resulteert in een verdergaande verflauwing en verlenging van het afslagprofiel welke op zich weer resulteert in een afnemende brekerintensiteit en daarmee een afnemend transport. Als gevolg hiervan neemt de snelheid waarmee de verlenging van het afslagprofiel optreedt sterk af in de tijd.

Als gevolg van kleine bodemoneffenheden zal, door de grote afhankelijkheid van het breken, er soms sprake zijn van een rond een gemiddelde waarde fluctuerend transport. Door het rekenen met kleine tijdstapjes heeft dit echter geen verdere effecten.

7.2.3 Kop van de afzetting

Nabij de kop van de afzetting vindt in landwaartse richting een snelle afname plaats van de golfhoogte waarbij het sediment zeewaarts van de kop wordt afgezet en als zodanig resulteert in een zeewaartse verplaatsing van deze kop. Het niveau van de kop van de afzetting is afhankelijk van de inkomende golfhoogte (met name via referentieconcentratie-model) en zal, bij maximale golfcondities, bij een verdere zeewaartse verplaatsing, lager worden.

De zeewaartse afzetting wordt voor een deel bewerkstelligd door het optreden van naijling in het transport. De grote sedimentconcentraties welke zich boven de afzetting bevinden zullen immers ook nog zeewaarts hiervan merkbaar zijn door een combinatie van onderstroom en de tijd welke nodig is om de concentratieverticaal te laten uitzakken.

Het transportverloop vertoont soms een lokale afname landwaarts van de kop van de bank hetgeen resulteert in een kleine verdieping van het profiel. Deze verdieping is ook in modelonderzoek waargenomen [H298-I].

Verder moet nog worden opgemerkt dat het effect van de lokale bodemhelling via de hellingscorrectie mede bepalend is voor de vorm van de kop. Bij de verdere afregeling is uitgegaan van $K_{hel} = 4$ (zie hoofdstuk 6.8).

7.2.4 Omgeving waterlijn

Hadden de vorige zone's nog betrekking op een situatie waarbij het dwarstransport relatief eencoudig te modelleren is (verwaarlozing correlatie bijdragen), in de omgeving van de waterlijn is dit zeker niet zo. Zoals al werd geconstateerd in hoofdstuk 5 is er op het volgens het dwarstransport concept berekende transport nog een forse correctie nodig. Feitelijk kan het dwarstransportconcept hier worden verlaten daar hier niet gemodelleerde en onbegrepen fysische effecten een rol spelen (surfbeat, golfoploop).

Het effect (bij constante condities) is een glad strand en een sterke transport gradiënt, t.p.v. de duinvoet.

Bij het hier gepresenteerde model is de modellering van het transport nabij de waterlijn gebaseerd op de volgende uitgangspunten:

- Het transport in een "randpositie" zeewaarts van de waterlijn voldoet nog aan het concept.
- De transportverdeling over het landwaartse deel is zodanig dat de gewenste hoeveelheid sediment afkomstig is van de hogere niveau's.
- Het stranddeel tussen de "randpositie" en de duinvoet verloopt onder een vlakke helling.

Het transport op ondieper water ("landwaarts van de randpositie") is aangepast door gebruikmaking van de volgende formulering, waarin naast de hellingseffecten tevens een maat voor de relatieve diepte is meegenomen.

$$S_x = S_x - K_{sw} \cdot (\partial x / \partial x) \cdot \gamma \cdot |S_x|$$

De "gladheid" van het strand is in het model ingebracht door gebruikmaking van lokale extra numerieke diffusie (bodemmiddeling).

Er kan nog worden opgemerkt dat er bij de modellering van de transport (verdeling) op het strand meerdere mogelijkheden zijn onderzocht. Voor het geval van constante hydraulische condities kan zelfs door het opleggen van

de strandhelling en het principe van vraag en aanbod t.p.v. de randpositie een redelijke nabootsing van de achteruitgang van de duinvoet worden verkregen. Deze truc gaat echter bij toepassing bij variërende hydraulische condities en/of andere dwarsprofielen niet goed. De hier gebruikte modellering waarbij de transportafbouw is gekoppeld aan de relatieve golfoploop heeft deze problemen niet.

7.2.5 Resultaten

Figuur 7.2.1 geeft de vergelijking tussen de gemeten en de berekende profielontwikkeling. Figuur 7.2.2 geeft de ontwikkeling van de afzetting. Uitgaande van $K_{net} = 4$ bleek een correctiefactor voor het transport nodig ($K_{cor} = 1,6$) om de profielontwikkeling van de afzetting goed te kunnen weergeven.

Met betrekking tot de problematische modellering van het gebeuren rond de waterlijn is gekozen voor een correctiefactor $K_{sw} = 2$.

De hoeveelheid afslag wordt enigszins onderschat. Naast de al genoemde oorzaak is dit mede het gevolg van het feit dat in de praktijk het afgezette materiaal een veel grotere dichtheid heeft dan het uit het duinfront geërodeerde materiaal. In het rekenmodel is de porositeit constant.

7.2.6 Conclusies

Het mag duidelijk zijn dat het duinafslagproces en de ontwikkeling van het afslagprofiel voor wat betreft de fysische achtergronden het best gemodelleerd zijn voor het zeewaartse deel van het afslagprofiel (incl. kop afzetting). Landwaarts hiervan zijn er vooralsnog fysische kennisleemtes aanwezig, welke er dan ook toe leiden dat er een minder goede overeenkomst bestaat tussen de gemeten en de berekende profielontwikkelingen.

7.3 Verificatie Deltagootprofielen

Voor de eerste verificatie is gebruik gemaakt van de vier resterende proeven van het M1263-III-onderzoek.

De vergelijking tussen metingen en berekeningen is gegeven in Figuren 7.3.1. t/m 7.3.4.

Dit betreft in eerste instantie proef T1 (profiel is hierbij een factor 1,5 steiler dan bij T2). De verschillen in met name het bovenwaterdeel zijn overeenkomstig.

De vorm van het uiteindelijk afslagprofiel blijkt nauwelijks afhankelijk van het uitgangsprofiel (hoogstens indirect via de relatief grotere golfaanval). De tweede proef betreft T5 (overeenkomstig T2 maar nu met hogere waterstand en grotere golfaanval).

De ontwikkeling van de afslag voor beide proeven is gegeven in Figuur 7.3.5.

Proef T3 is overeenkomstig T2 maar nu met variërende hydraulische condities. Figuren 7.3.3 en 7.3.6 geven de vergelijking tussen respectievelijk profielontwikkeling en hoeveelheid afslag.

Vergelijking van de afslagresultaten van T2 en T3 laat zien dat voor een situatie met constante golfaanval (T2) gedurende ca. 2 uur een zelfde hoeveelheid materiaal wordt afgeslagen als bij een volledige storm (T3). Deze overeenkomst is ook bij de berekeningen aanwezig.

Proef T4 is uitgevoerd voor de 1953-storm. De vergelijking tussen metingen en berekeningen is gegeven in de Figuren 7.3.4 en 7.3.6

Naar aanleiding van deze resultaten kunnen de volgende opmerkingen worden gemaakt.

Ten eerste met betrekking tot de nog niet correct gemodelleerde transporten op het strand hetgeen met name voor de situatie met constante hydraulische condities sterk afwijkende resultaten oplevert.

Daar de vorm van de onderwaterafzetting wel goed wordt beschreven zou er achteraf nog een handmatige correctie kunnen plaatsvinden waarbij een deel van het materiaal uit het duinfront wordt gebruikt om alsnog een netto strandhelling te verkrijgen.

Hierdoor neemt de hoeveelheid afslag boven stormvloedpeil iets toe.

Voor de proeven met variërende condities (T3 en T4) wordt de ontwikkeling redelijk beschreven, dit afgezien van de (hier minder ernstige) problemen bij de waterlijn. Opvallend goed is hierbij de ligging van de kop van de afzetting.

Het verloop van de hoeveelheid afslag wordt (kwalitatief) goed beschreven.

7.4 Calibratie Scheldegoot

In de veronderstelling dat de aan de waterbeweging gerelateerde parameters ook op andere schalen goed worden weergegeven rest alleen nog de afhankelijkheid van het bodemmateriaal.

De in hoofdstuk 6.7 gebruikte transportmodellering is primair afhankelijk van de grootte van de referentieconcentratie.

Bij gebrek aan voldoende kennis over de invloed van het bodemmateriaal op de concentraties onder brekende golven is overeenkomstig de in hoofdstuk 6.4 gegeven formulering het effect van de korreldiameter verwerkt m.b.v. een correctiefunctie F_D welke luidt:

$$F_D = \left(\frac{0,000225}{D_{50}} \right)^{\alpha_D}$$

Voor het Deltagootonderzoek is deze gelijk aan de eenheid.

De grootte voor de macht α_D is het bepalend voor de korreldiameter afhankelijke transportcorrectie.

Voor het bodemmateriaal van de Scheldegoot geldt $D_{50} = 90 \mu\text{m}$ zodat;

$$F_D = (2,5)^{\alpha_D}$$

Afhankelijk van de grootte van de correctiefactor F_D verloopt het afslagproces sneller of minder snel.

De F_D -waarde zit immers lineair in de concentratieformulering en daarmee ook in de transportmodellering.

Een juiste afstemming van de snelheid van het afslagproces levert dus een schatting voor de F_D -waarde en daarmee een grootte van de α_D -factor op.

Analoog aan de calibratie van het Deltagootprofiel is ook hier de profielontwikkeling afgeregeld op de onderwaterprofielen. Het proces wordt qua snelheid in het beginstadium sterk onderschat terwijl er tegen het eind van de proef duidelijk sprake is van een overschatting.

De sterke onderschatting van het dwarstransport in de beginfase van het afslagproces heeft vooral te maken met het feit dat hier andere, niet gemodelleerde, processen een belangrijke rol spelen. Waarschijnlijk zal er

bij de eerste golf welke tegen het duinfront loopt, al een grote hoeveelheid zand gewoonweg onderuitzakken!

Uitgaande van een toepassing van het model voor situaties met variërende condities en het feit dat de hoeveelheid afslag dan globaal gelijk is aan de situatie na ca. 5 uur constante condities (prototypetijd) is hier de snelheid van het proces zo afgeregeld dat het onderwaterprofiel na 1 uur (modeltijd) overeenkomstig was.

De hiervoor benodigde correctiefactor F_D bedraagt ca. 4 zodat voor de macht blijkbaar een waarde $\alpha_D = 1,2$ een goed resultaat geeft.

Deze waarde sluit redelijk aan bij de in hoofdstuk 6.4 gegeven α_D -waarde.

In Figuur 7.4.1 is een vergelijking gegeven tussen de gemeten en de berekende afslagprofielen (na 0,1, 0,3, 1,0, 3,0 en 6 uur).

De ontwikkeling van de afslag (boven stormvloedpeil) is gegeven in Figuur 7.4.2.

8. SYSTEMATISCH ONDERZOEK DUINAFSLAGBEPALLENDE FACTOREN

8.1 Algemeen

Aan de hand van het in de Scheldegoot uitgevoerde modelonderzoek naar kenmerkende factoren voor duinafslag [onderzoek M1819-I] zal de transportmodellering worden getoetst voor zowel vaste als variërende hydraulische condities door vergelijking van gemeten en berekende dwarsprofielontwikkelingen.

De vaste waterstandsproeven hebben betrekking op situaties met verschillende golfhoogten, golfperioden, stormvloedstanden en duinhoogten (zie paragraaf 8.2).

Bij de proeven met variërende hydraulische condities (stormvloed) is gekeken naar effecten van verschillende strandprofielvormen op de mate van duinafslag: banken, troggen en geulen (zie paragraaf 8.3).

8.2 Constante hydraulische condities

8.2.1 Algemeen

Er zijn een 14-tal proeven beschikbaar met constante hydraulische condities. Het uitgangsprofiel is met uitzondering van de duinhoogte voor alle gevallen identiek.

Een overzicht van de modelcondities is gegeven in Tabel 8.1. De golfcondities zijn overeenkomstig het gefitte golfhoogteverloop als beschreven in de deelstudie naar het golfhoogte-afnamemodel en hebben betrekking op de situatie t.p.v. het golfschot. De in te stellen maximale brekerindex is vermeld voor de gevallen dat deze afwijkt van de standaardwaarde ($\gamma = 0,85$).

proef	H _{si} [m]	T _p [s]	h [m]	opm.
T01	0,164	1,588	0,700	
T02	0,220	1,807	0,700	y = 0,95
T03	0,272	2,008	0,700	y = 0,95
T04	0,297	2,191	0,700	
T05	0,305	1,826	0,700	y = 0,95
T06	0,304	2,008	0,700	y = 0,90
T07	0,282	2,191	0,667	
T08	0,280	2,191	0,683	
T09	0,295	2,191	0,717	
T10	0,163	1,588	0,717	
T11	0,299	2,191	0,700	
T12	0,294	2,191	0,700	
T13	0,163	2,191	0,700	y = 0,80
T29	0,321	2,191	0,750	

Tabel 8.1: Overzicht Scheldegootproeven bij constante condities
[M1819-I] ($D_{50} = 90 \mu\text{m}$; $w = 0,0083 \text{ m/s}$)

Wat betreft deze proevenserie kunnen de volgende combinaties worden onderscheiden:

- . T01, T02, T03, T04 : onderzoek naar de invloed van de golfhoogte, waarbij in alle proeven de golfsteilheid dezelfde is;
- . T01, T13 en T04, T05, T06 : onderzoek naar de invloed van de golfperiode, waarbij per serie de golfhoogte dezelfde is;
- . T04, T07, T08, T09, T29 : onderzoek naar de invloed van de stormvloedstand;
- . T04, T11, T12 : onderzoek naar de invloed van de duinhoogte.

Deze effecten komen in de volgende paragrafen nader aan bod.

8.2.2 Resultaten

In Figuur 8.2.1 t/m 8.2.14 is voor de verschillende proeven een vergelijking gegeven tussen de gemeten en de berekende profielontwikkeling.

De overeenkomst tussen de metingen en de berekeningen is zeker niet perfect te noemen. Dit geldt zowel m.b.t. de snelheid van het afslagproces (zie ook hoofdstuk 7.4) als voor de profielvorm nabij en boven de waterlijn (zie hoofdstuk 7.2).

Bij de verdere vergelijking tussen gemeten en berekende afslagprofielen is de afslag boven de maximale waterstand genomen. Dit maakt het mogelijk om het effect van de onderzochte facetten te toetsen.

8.2.3 Invloed golfhoogte

Een overzicht van de resultaten met betrekking tot de invloed van de golfhoogte op de hoeveelheid afslag is gegeven in Tabel 8.2 en Figuur 8.2.15. Steeds is er een vergelijking gegeven met de afslag na 6 uur.

proef	H_{si} [m]	afslag	
		gemeten	berekend
		[cm ³ /cm]	
T01	0,164	2237	1967
T02	0,220	3149	2626 (3349)
T03	0,272	3888	3149 (4009)
T04	0,297	3687	3325

Tabel 8.2: Overzicht resultaten invloed golfhoogte

De tussen haakjes vermelde afslag heeft betrekking op een berekening met een hogere brekingsindex ($\gamma_m = 0,95$).

Duidelijk is de positieve correlatie tussen de golfhoogte en de hoeveelheid afslag. Bij verder toenemende golfhoogte zal dit effect echter steeds geringer worden daar de inkomende golf dan fysisch in hoogte wordt beperkt. De golfhoogte heeft, voor gelijke steilheden, vooral invloed op de benodigde lengte van het afslagprofiel. Een hogere golf vraagt om een langer energie-absorberend afslagprofiel. Een hogere brekingsindex resulteert in hogere golven t.p.v. het duin en daarmee in meer afslag.

8.2.4 Invloed periode

De invloed van de periode is bekeken voor een lage en een hoge golf (resp. $H_s \approx 0,16$ m en $H_s \approx 0,30$ m). De resultaten zijn samengebracht in Tabel 8.3 alsmede in Figuur 8.2.16.

proef	H _s [m]	T _p [s]	afslag		
			gemeten	berekend	
			[cm ³ /cm]		
T01	0,164	1,588	2237	1967	
T13	0,163	2,191	3221	2648	(2284)
T05	0,305	1,826	3324	2735	(3305)
T06	0,304	2,008	3378	3002	(3403)
T04	0,297	0,191	3687	3325	

Tabel 8.3: Overzicht resultaten invloed periode

Een kleinere periode resulteert in een steilere golf welke, a.g.v. breking op steilheid, ter plaatse van het afslagprofiel dus kleiner is. Langere perioden leveren derhalve meer afslag. Dit effect is bij het DUROS-profiel niet meegenomen.

8.2.5 Invloed waterstand

De resultaten m.b.t. de invloed van de waterstand zijn gegeven in Tabel 8.4 en Figuur 8.2.17.

proef	h [m]	afslag	
		gemeten	berekend
		[cm ³ /cm]	
T07	0,667	2682	2486
T08	0,683	2874	2886
T04	0,700	3687	3325
T09	0,717	3580	3843
T29	0,750	5635	4657

Tabel 8.4: Overzicht resultaten invloed waterstand

Een hogere waterstand vraagt om een hoger gelegen afslagprofiel (zelfde niveau t.o.v. de waterstand) en resulteert dus in meer afslag.

8.2.6 Invloed duinhoogte

Tabel 8.5 en Figuur 8.2.18 geven de resultaten van de invloed van de duinhoogte op de hoeveelheid afslag.

proef	duinhoogte z_d [m]	afslag	
		gemeten	berekend
		[cm ³ /cm]	
T12	0,87	2547	2481
T04	1,03	3687	3325
T11	1,20	4303	3663

Tabel 8.5 Resultaten invloed duinhoogte

Een hoger duin resulteert in meer afslag.

8.2.7 Samenvatting

De effecten van golfhoogte, periode, waterstand en duinhoogte op kwalitatieve wijze goed tot uitdrukking in het rekenmodel. De kwantitatieve overeenkomst mag blijken uit Figuur 8.2.19 waarin een vergelijking is gegeven tussen gemeten en berekende afslaghoeveelheden. Hierbij moet echter verwezen worden naar de al in Hoofdstuk 8.2.2 gemaakte opmerkingen.

8.3 Variërende condities

8.3.1 Algemeen

Ten aanzien van de proevenserie met verlopende waterstand zijn in totaal 8 proeven uitgevoerd teneinde de invloed van de vorm van het strandprofiel (banken, troggen, geul) op de hoeveelheid duinafslag tijdens superstormvloed te bepalen. Deze zijn:

- . T21: referentieprofiel
- . T22: profiel met trog dicht onder de kust
- . T23: profiel met trog zeer dicht onder de kust
- . T24: profiel met twee banken dicht onder de kust
- . T25: profiel met één bank dicht en één bank zeer dicht onder de kust
- . T26: profiel met één bank dicht onder de kust
- . T27: profiel met bank en trog dicht onder de kust
- . T28: profiel met diepe geul zeer dicht onder de kust.

Met betrekking tot de hydraulische randvoorwaarden geldt voor alle proeven het standaard superstormverloop. Voor de waterstand geldt:

$$h(t) = 0,548 + 0,033 \cdot \cos\left(\frac{2\pi(t-2,9)}{2,27}\right) + 0,118 \cos^2\left(\frac{\pi(t-2,9)}{8,22}\right)$$

De maximale significante golfhoogte bij het golfschot bedraagt 0,296 m ($T_p = 2,191$ s) en verloopt volgens:

$$H_s(t) = 0,296 \cdot \cos^2\left(\frac{\pi(t-2,9)}{22,8}\right)$$

Bij het geulprofiel (T28) bedroeg deze maximale significante golfhoogte 0,259 m. Voor het bodemmateriaal geldt $D_{50} = 90 \mu\text{m}$ en $w_s = 0,0077$ m/s.

8.3.2 Resultaten

In Figuur 8.3.1 t/m 8.3.8 is een vergelijking gegeven tussen de gemeten en berekende profielontwikkelingen, waarbij zowel de situatie na het hoogtepunt van de storm ($t = 3,25$ uur) als na afloop van de storm ($t = 5,80$ uur) gegeven zijn.

In Tabel 8.6 zijn de afslagresultaten na 5,8 uur gegeven.

proef	afslag	
	gemeten	berekend
	[cm ³ /cm]	
T21	2096	1575
T22	1944	1787
T23	2393	2128
T24	1721	1500
T25	1225	1304
T26	1997	1578
T27	2982	2476
T28	8020	7726

Tabel 8.6: Overzicht resultaten bij variërende condities

8.3.3 Invloed banken

Door de aanwezigheid van een bank neemt de hoeveelheid afslag af. De oorzaak hiervan kan tweeledig zijn, dit afhankelijk van de ligging van de bank:

- de bank ligt in het afslagprofiel zodat er minder zand uit het duin nodig is;
- de bank ligt op de vooroever waardoor er, a.g.v. golfhoogtereductie, een minder lang afslagprofiel nodig is en dus ook minder afslag.

Een zeer dicht onder de kust gelegen bank, valt hierbij onder de eerste categorie (tweede bank bij T25), de verderweg gelegen banken onder de laatste (eerste bank bij T24).

8.3.4 Invloed troggen en geulen

Als gevolg van een verdiept liggend strandprofiel neemt de hoeveelheid afslag toe in het geval dat er sprake is van een in de afslagzone gelegen kuil. In andere gevallen niet.

8.3.5 Conclusies

Mede door het op een kwalitatief juiste wijze in rekening brengen van de lokale hydraulische condities komen de effecten van de strandligging op een nette manier tot uitdrukking in de hoeveelheid afslag.

Dit mag mede blijken uit Figuur 8.3.9, waarin een vergelijking is gegeven tussen de gemeten en de berekende afslaghoeveelheden.

9. VERGELIJKING DUROS-PROFIEL

9.1 Inleiding

In dit hoofdstuk is een vergelijking gegeven van het standaard DUROS-afslagprofiel en het resultaat van een dynamische berekening. Voor het profiel is uitgegaan van het standaard referentieprofiel als gegeven in Figuur 9.1. Tevens is kort ingegaan op het effect van de golfhoogte en de valsnelheid op de vorm van het afslagprofiel.

9.2 DUROS-profiel

In geval van de standaard superstorm met $H_{OS} = 7,6$ m geldt voor de beschrijving van de afslagparabool (met $w_s = 0,0268$ m/s):

$$y = 0,47 [x + 18]^{0,5} - 2,00$$

Hierin is y de diepte beneden stormvloedpeil.

Dit profiel is gegeven in Figuur 9.2.

De afslag boven stormvloedpeil bedraagt ca. $265 \text{ m}^3/\text{m}^1$.

9.3 Dynamische profielontwikkeling

Er zijn twee berekeningen uitgevoerd, te weten:

- voor constante condities (gedurende 5 uur);
- voor variërende condities (32 uur).

In beide gevallen is uitgegaan van een significante golfhoogte $H_s = 7,0$ m op de NAP -20 m-dieptelijn.

In het tweede geval is de standaard superstorm als diepwaterrandvoorwaarde gebruikt, waarbij de duur van de storm werd gesimuleerd voor zover $h(t) > \text{NAP} + 1$ m (32 uur).

De resultaten van beide berekeningen zijn gegeven in de Figuren 9.3 en 9.4. Hierin is het DUROS-afslagprofiel d.m.v. een stippellijn aangegeven.

De hoeveelheid afslag boven maximaal stormvloedpeil bedraagt respectievelijk 192 en $190 \text{ m}^3/\text{m}^1$.

De ontwikkeling van de hoeveelheid afslag gedurende de stormvloed is gegeven in Figuur 9.5.

Naar aanleiding van deze resultaten kunnen de volgende opmerkingen worden gemaakt.

De hoeveelheid afslag voor vaste condities (5 uur) en variërende condities is nagenoeg gelijk. Deze overeenkomst werd ook in modelonderzoek vastgesteld.

De grootte van de afslag bij het DUROS-profiel is in vergelijking tot de DUROSTA-afslag echter groter. Ofschoon de vorm van het afslagprofiel goed overeenkomt is de lengte van het DUROSTA-profiel kleiner. Een verklaring hiervoor zou kunnen zijn dat er blijkbaar minder golfenergie ter dissipatie wordt aangeboden. Dit blijkt ook uit de grootte van de maximale significante golf welke iets zeewaarts van het afslagprofiel (op $x = -200$ m) slechts ca. 4 m bedraagt.

De flauwhellende vooroever resulteert in een sterke reductie van de effectieve golfaanval. Dit plaatst vraagtekens bij het gebruik van de diepwatergolfhoogte H_{0s} in de formulering van het DUROS-afslagprofiel.

9.4 Effect golfhoogte en bodemmateriaal

9.4.1 Golfhoogte

Volgens het DUROS-model levert een grotere golf een iets steiler maar vooral veel langer afslagprofiel op (zie ook hoofdstuk 8.2.3).

Dit effect is bij uitvoering van een dynamische berekening identiek, zij het dat een verhoging van de diepwatergolf bij het dynamische model pas invloed heeft op het afslagprofiel mits deze vergroting van golfhoogte merkbaar is ter plaatse van de kop van het afslagprofiel. Dit laatste lijkt, fysisch gezien, correcter.

9.4.2 Bodemmateriaal

Het effect van het bodemmateriaal komt volgens het DUROS-model tot uiting in een verandering van de helling van het afslagprofiel, waarbij fijner zand flauwere hellingen oplevert.

Er zijn drie situaties bekeken, te weten:

$$D_{50} = 175 \mu\text{m}; w_s = 0,0191 \text{ m/s}$$

$$D_{50} = 225 \mu\text{m}; w_s = 0,0268 \text{ m/s}$$

$$D_{50} = 275 \mu\text{m}; w_s = 0,0345 \text{ m/s}$$

Uitgaande van de schaalrelaties zou de steilheid van het afslagprofiel zich moeten verhouden als 0,83:1,00 : 1:16.

De resultaten van een dynamische berekening (5 uur) zijn gegeven in Figuur 9.6. De verhouding tussen de steilheden bedraagt hier ca. 0,92:1,00: 1,05, hetgeen erop duidt dat de afhankelijkheid van het bodemmateriaal blijkbaar in DUROSTA anders in de transportbeschrijving tot uitdrukking komt.

Meer inzicht in de concentratieverdeling onder brekende golven bij verschillende korreldiameters en/of valsnelheden zou hierin verbetering kunnen brengen (aanpassing formulerings).

Een gedeeltelijke verklaring voor dit steilheidsverschil is de ligging van de kop van de afzetting. De ligging van de zeewaartse begrenzing van het afslagprofiel ligt bij de dynamische berekening op verschillende niveau's. Omdat het afslagprofiel is gekoppeld aan de lokale hydraulische condities en omdat deze, bij maximale diepwatercondities, weer gerelateerd zijn aan de lokale waterdiepte, ligt de kop van het afslagprofiel voor het fijnere zand relatief lager.

10. EFFECT VERDEDIGENDE CONSTRUCTIES

10.1 Inleiding

Gezien de grote overeenkomsten in profielontwikkelingen bij situaties zonder en met constructies [onderzoek H298-I] is het in de overige hoofdstukken gebruikte rekenmodel, zonder verdere aanpassingen van de transportformulering, geschikt gemaakt voor situaties met harde constructies.

Het effect van een harde constructie op de profielontwikkeling is alleen onderzocht voor situaties zonder langstransportgradiënten.

10.2 Programma aanpassing

De benodigde aanpassing bestaat uit het eventueel dwingend reduceren van een positieve transportgradiënt boven een hard punt, uitgaande van:

$$\frac{\partial S}{\partial x} = -1 \cdot (1 - p) \cdot \frac{\partial z}{\partial t}$$

Voor het geval dat er nog sprake is van enige zanddekking ($z > z_{vd}$) is de tijdstap zodanig gekozen dat de lokale erosie gaat tot op de constructie. Vanaf dat moment is de transportgradiënt gelijk aan nul gesteld waarbij het "benedenstroomse" transport is gereduceerd. De numerieke diffusie vraagt hierbij ook nog om speciale maatregelen. Dit geldt in nog sterkere mate voor het geval dat er ook sprake is van een langstransportgradiënt.

De vergroting van de lokale golfhoogte als gevolg van reflectie tegen een steile constructie is in eerste instantie ingebracht door de op te geven brekerindex γ_{max} met een zekere factor γ_R te verhogen ($1 < \gamma_R < 1,3$) [H298-II, '89].

10.3 Ontgrondingskuilen

In Figuur 10.1 zijn gemeten en berekende dwarsprofielen voor proef T1 van modelonderzoek H298-I gegeven.

Dit betreft een proef in de Deltagoot met constante hydraulische condities.

De profielvorm van de afzetting komt in de beginfase goed overeen. In latere stadia verdwijnt het materiaal echter te veel naar dieper water (5,0 uur). Deze ontwikkeling is echter al veel beter dan de profielontwikkeling zoals deze berekend wordt met het ontgrondingsprogramma DUINVOET.

De ontwikkeling van de kuildiepte wordt in het beginstadium goed beschreven (eerste uren). Door de sterke afhankelijkheid van met name de referentie concentratie van de brekerindex en de daarmee samenhangende grootte van het transport treedt er al spoedig een maximum op. De diepteontwikkeling wijkt in een later stadium dan ook af.

Bij het modelonderzoek M2051-II in de Scheldegoot zijn eveneens ontgrondingskuilen onderzocht. In Figuur 10.2 en 10.3 zijn enkele gemeten en berekende profielen gegeven (M2051-II-T2 en T3).

In Figuur 10.4 en 10.5 zijn de resultaten gegeven voor de proeven met variërende hydraulische condities (M2051-II, T1 en T4).

10.4 Effect bovenaanvoer

Als gevolg van bovenaanvoer van sediment, zoals plaats kan vinden bij een niet al te hoog opgetrokken verdedingsconstructie, is er meer sediment beschikbaar voor de vorming van een golfenergie absorberende afzetting. Dit resulteert in een vermindering van de golfaanval voor de constructie en daarmee in een relatief minder diepe ontgrondingskuil.

Analoog aan de situatie bij een normaal strand vormt hierbij de modellering van het transport boven de waterlijn een van de voornaamste problemen. De mate van afbouw, in kustwaartse zin, van het transport lijkt vooral gerelateerd aan de grootte van de golfoploop, welke op zich weer afhankelijk is van de hydraulische omstandigheden (ergens voor de constructie) en de vorm (helling) van het landwaartse profiel.

Een algemeen bruikbare formulering blijkt hiervoor moeilijk te vinden. De in het rekenmodel DUROSTA-1.0 ingebrachte formulering is gebaseerd op de equivalentiemethode van Saville.

Figuur 10.6 geeft een voorbeeld van een situatie met een laaggelegen constructie waarbij er afslag boven de verdediging kan plaatsvinden.

11. CONCLUSIES EN AANBEVELINGEN

Met betrekking tot de modelvorming van het duinafslagproces kan er onderscheid gemaakt worden tussen het onderwater (afslag) profiel en het strandgedeelte (inclusief duinvoet). Het transportproces voor het eerste deel lijkt redelijk beschreven door de gegeven formuleringen. Hierbij moet echter worden opgemerkt dat er soms grove aannames moesten worden gedaan (menging) waarbij met name bij de invloed van het bodemmateriaal nog vraagtekens te zetten zijn. De modellering van het stranddeel is relatief minder goed, hetgeen vooral te wijten is aan de onbekendheid met de hier primair van belangzijnde processen (lange golven, surfbeat?). De resultaten van het rekenmodel laten vooralsnog geen betrouwbare voorspelling van de ligging van de duinvoet toe. De hoeveelheid afslag wordt systematisch onderschat.

Het feit dat het duinafslag proces direct gekoppeld is aan de lokale hydraulische condities maakt dat de gevoeligheid hiervoor echter op een betrouwbare wijze tot uitdrukking komt in de afslaghoeveelheden. Deze afhankelijkheid van zowel golfhoogte, golfperiode als waterstand bij een standaard dwarsprofiel als van de golfhoogte en de waterdiepte bij afwijkend voorland en/of variërende hydraulische condities is goed te noemen. Voor de sterk afwijkende profielen zijn de DUROSTA resultaten derhalve beter dan de resultaten van de (hier zeer veilige) DUROS-aanpak.

Een eerste vergelijking met het in de Leidraad beschreven DUROS-afslagprofiel laat een redelijke overeenkomst zien, waarbij overigens het gebruik van de diepwatergolf H_{0s} vraagtekens oproept.

Aanbevolen wordt om een meer uitgebreide vergelijking met het DUROS model te maken. Hierbij moeten ook uitspraken worden gedaan over de uiteindelijk te volgen rekenwijze voor de vaststelling van de veiligheid van een duin als waterkering.

Verder mag het ook duidelijk zijn dat er bij het beschikbaar komen van betere en/of aanvullende formuleringen voor de transport beschrijvende parameters overwogen moet worden om het rekenmodel aan te passen.

LITERATUUR

Graaff, J. v.d. (1988)

Sedimentation due to wave action,
Ph.D. Thesis, Technische Universiteit Delft.

Nadaoka K. en T. Kondoh (1982)

Laboratory measurements of velocity field structure in the surfzone by LDV
Coastal Engineering in Japan, Vol. 25.

Nadaoka K., S. Ueno en T. Igavashi (1988)

Field observation of three-dimensional large-scale eddies on sediment
suspension in the surf zone.
Coastal Engineering in Japan, Vol. 31.

Nielsen, P. (1984)

Field measurements of time averaged suspended sediment concentrations.
Coastal Engineering, Vol. 8, pp. 51-72.

Okayasu, A.T. Shibayama en K. Horikawa (1988)

Vertical variation of undertow in the surf zone.
Proc. 21th International Conference on Coastal Engineering, pp. 478-491.

Peregrine P.H. en I.A. Svendsen (1978)

Spilling breakers, bores and hydraulic jumps.
Proc. 10th International Conference on Coastal Engineering.

Rijn, L.C. v. en K. Meyer (1986)

Three-dimensional modelling of suspended transport for currents and waves,
WL-rapport H461/Q250/Q422.

Songvissessomja S. en N. Samarasinghe (1988)

Profile of suspended sediment due to prototype wave,
Proc. 6th Congress Asian and Pacific Regional Division, IAHR, pp. 97-104.

Steetzel, H.J. (1985)

Sedimentsuspensie in een oscillerende waterbeweging vlak boven een zandbed,
M.Sc. Thesis, Technische Universiteit Delft.

LITERATUUR (vervolg)

Stive, M.J.F. en H.G. Wind (1986)

Cross-shore mean flow in the surf zone,
Coastal Engineering, Vol. 10, pp. 325-340.

Svendsen, I.A. (1984a)

Wave heights and set-up in the surf zone,
Coastal Engineering, Vol. 8, pp. 303-329.

Svendsen, I.A. (1984b)

Mass flux and undertow in a surf zone,
Coastal Engineering, Vol. 8, pp. 347-365.

Svendsen, I.A. en J.B. Hansen (1988)

Cross-shore currents in surf zone modelling,
Coastal Engineering, Vol. 12, pp. 23-42.

Technische Adviescommissie voor de Waterkeringen (1984)

Leidraad voor de beoordeling van de veiligheid van duinen als waterkering.
Staatsuitgeverij, 's-Gravenhage.

Waterloopkundig Laboratorium (1982)

Systematisch onderzoek naar duinafslag bepalende factoren,
Onderzoeksrapport M1819, deel I.

Waterloopkundig Laboratorium (1984)

Schaalserie duinafslag, proeven op grote schaal in de Deltagoot,
Onderzoeksrapport M1263, deel III.

Waterloopkundig Laboratorium (1986)

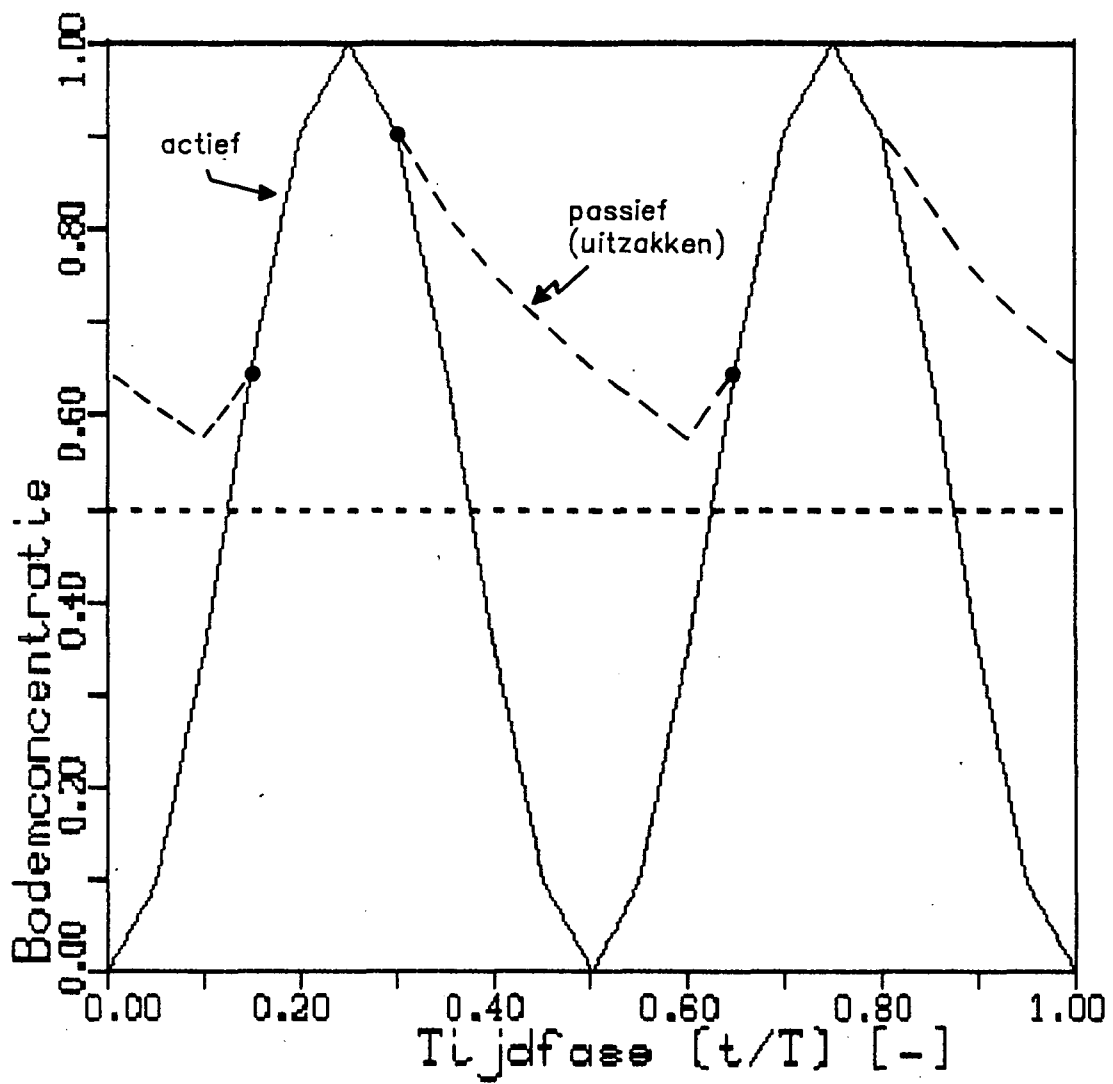
Systematisch onderzoek naar de werking van duinvoetverdedigingen;
modelonderzoek op kleine schaal,
Onderzoeksrapport M2051, deel II.

Waterloopkundig Laboratorium (1988)

Systematisch onderzoek naar de werking van duinvoetverdedigingen;
modelonderzoek op grote schaal in de Deltagoot,
Onderzoeksrapport H298, deel I.

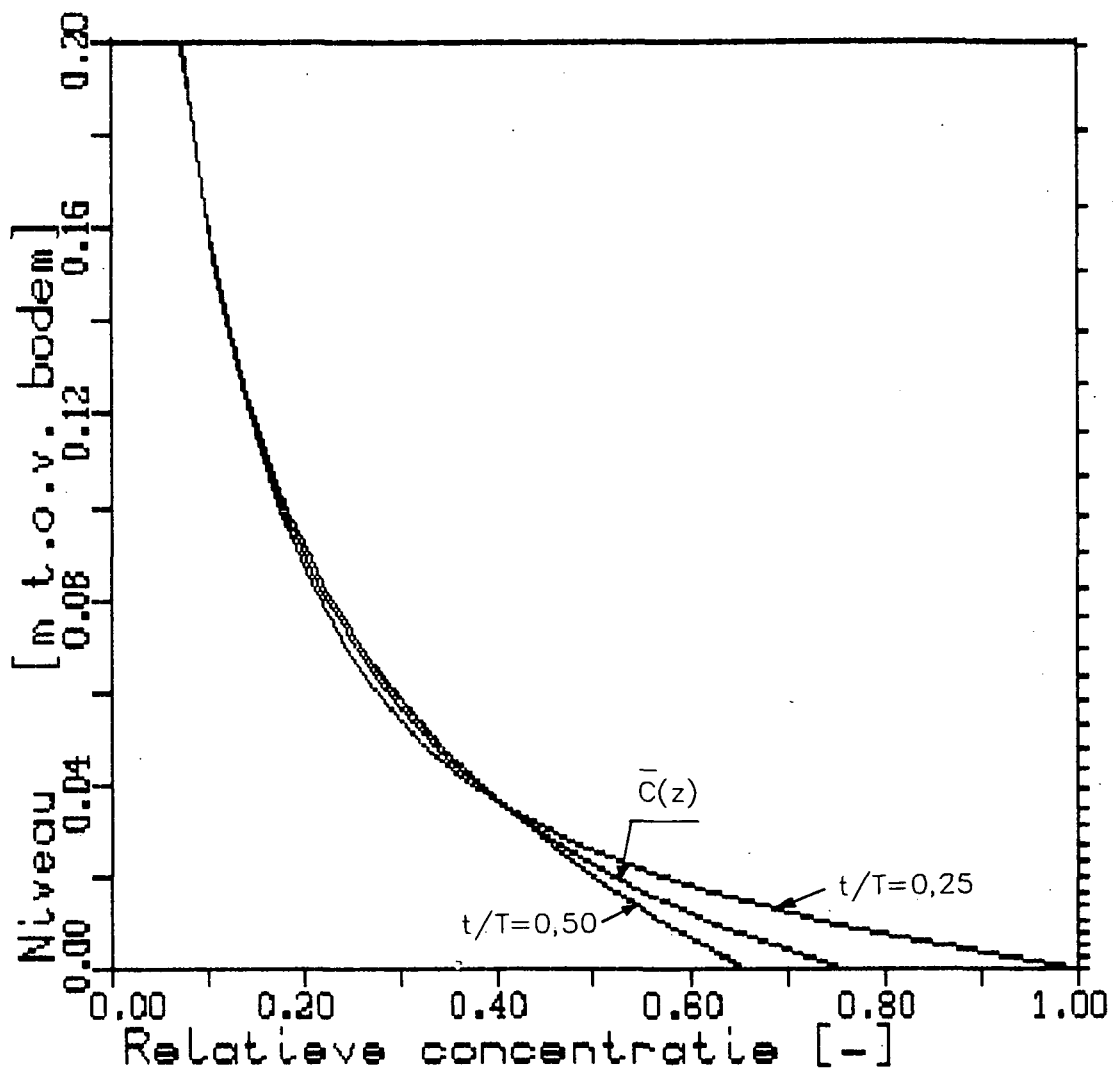
Waterloopkundig Laboratorium (1990)

Golfhoogteafname tijdens extreme condities; beschrijving, calibratie en
verificatie van de golfvoortplanting in het DUROSTA model,
Onderzoeksrapport H298, deel II.

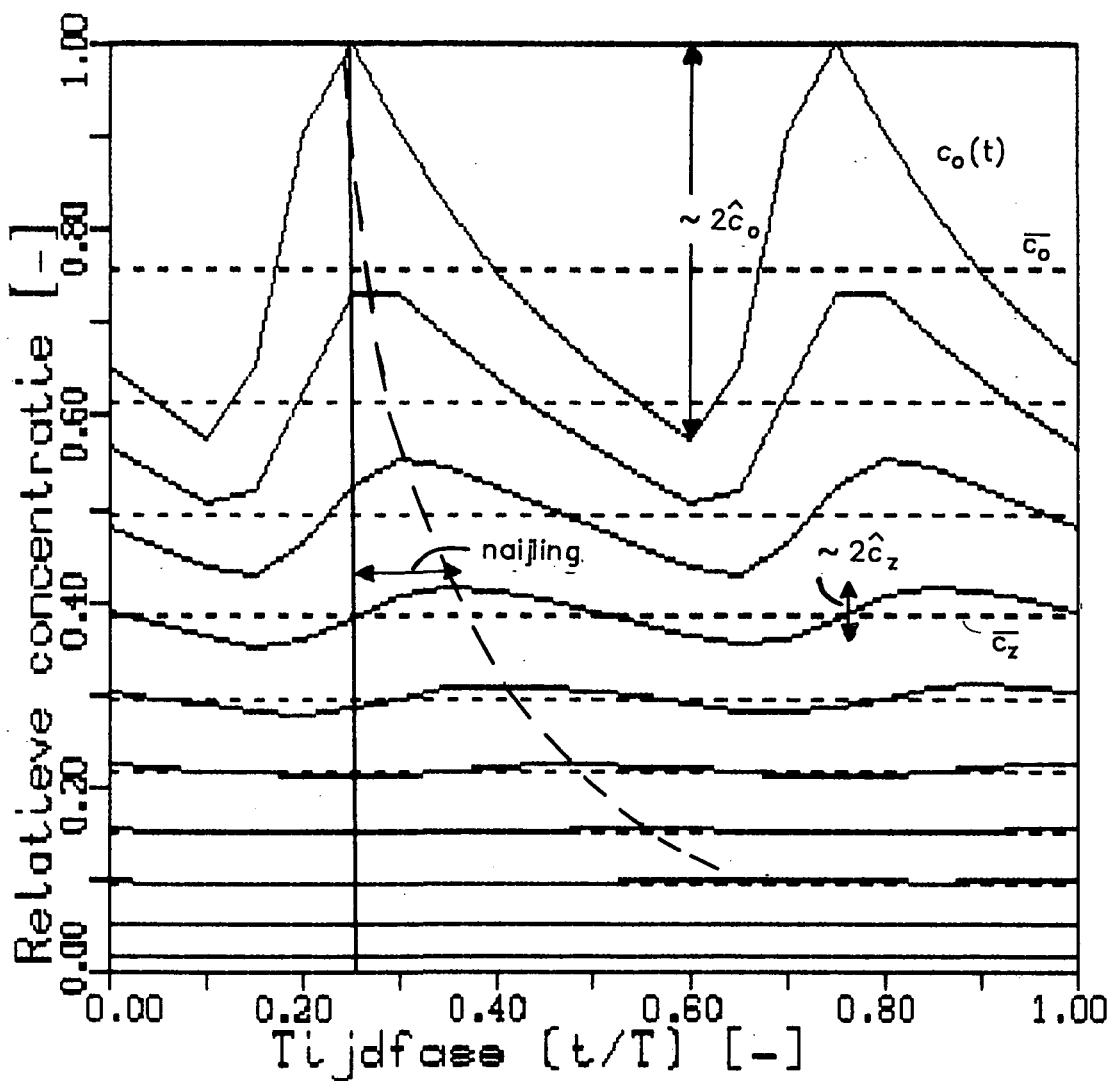


$$c(t) = [u(t)]^2 ; u(t) = \hat{u} \cdot \sin(\omega t)$$

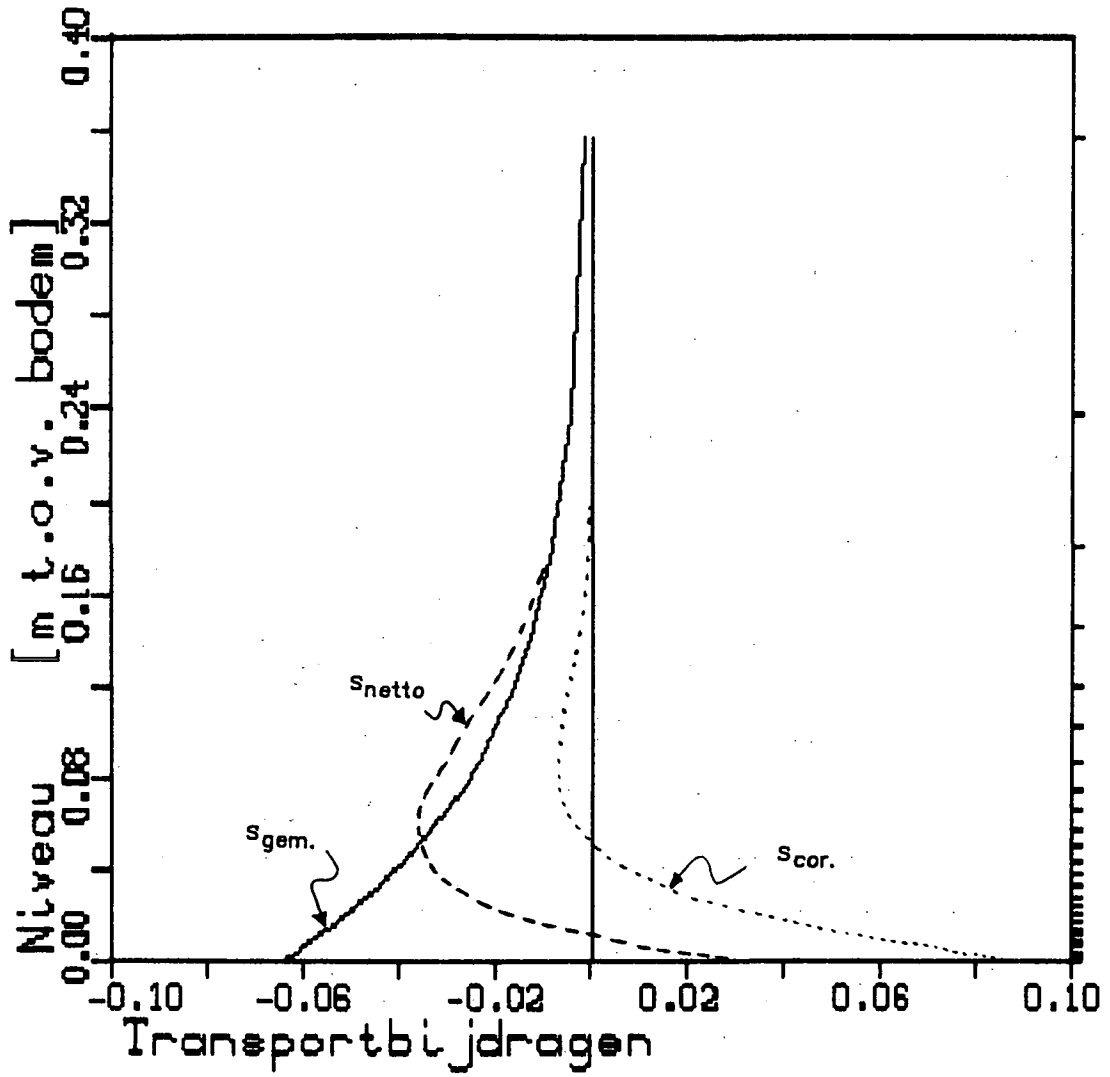
ACTIEF/PASSIEF GEDRAG
BODEMRANDVOORWAARDE



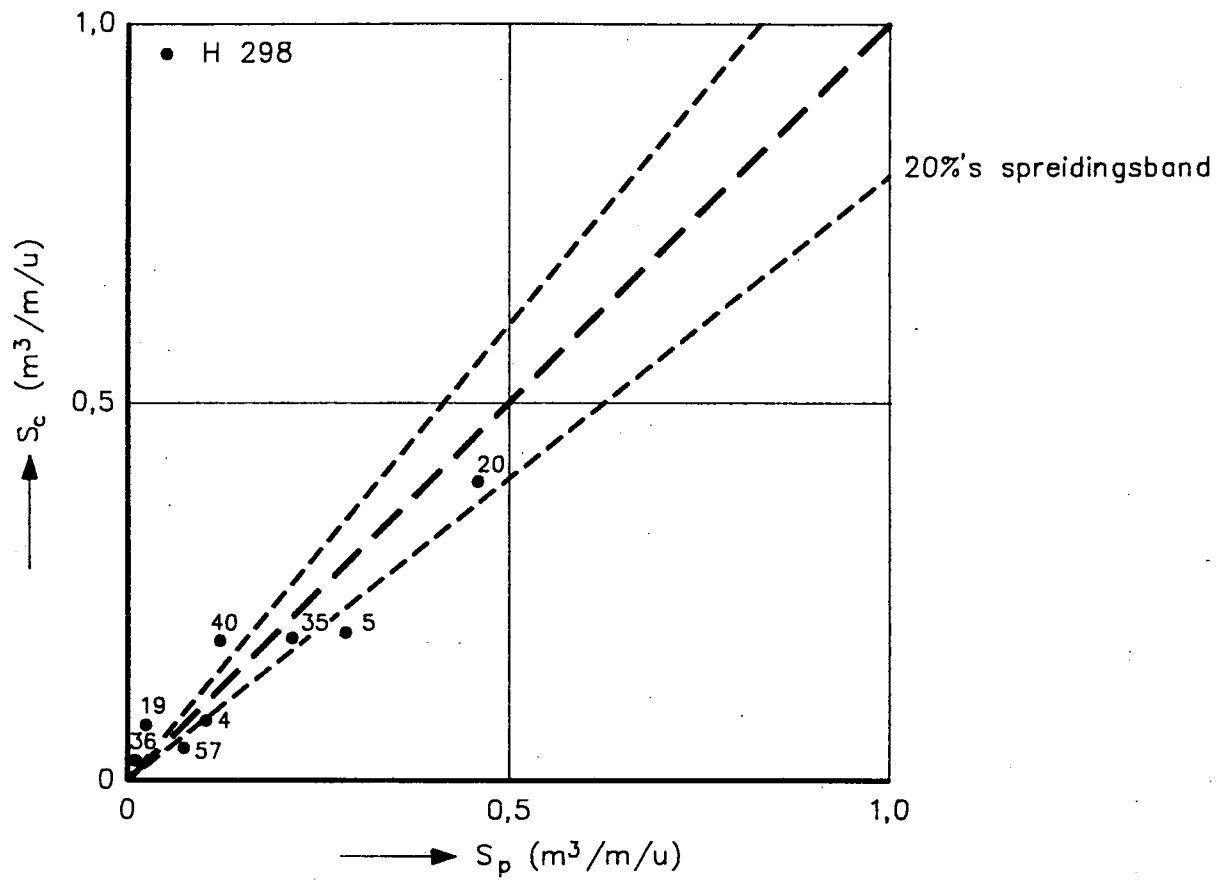
CONCENTRATIEVERTICAAL $C(Z,T)$:
 $C(Z)$ OP VERSCHILLENDE TIJDSTIPPEN



CONCENTRATIES $C(\bar{T}, Z)$: $C(T)$ OP
 VERSCHILLENDE NIVEAU'S



TRANSPORTBIJDRAGEN $S(Z)$



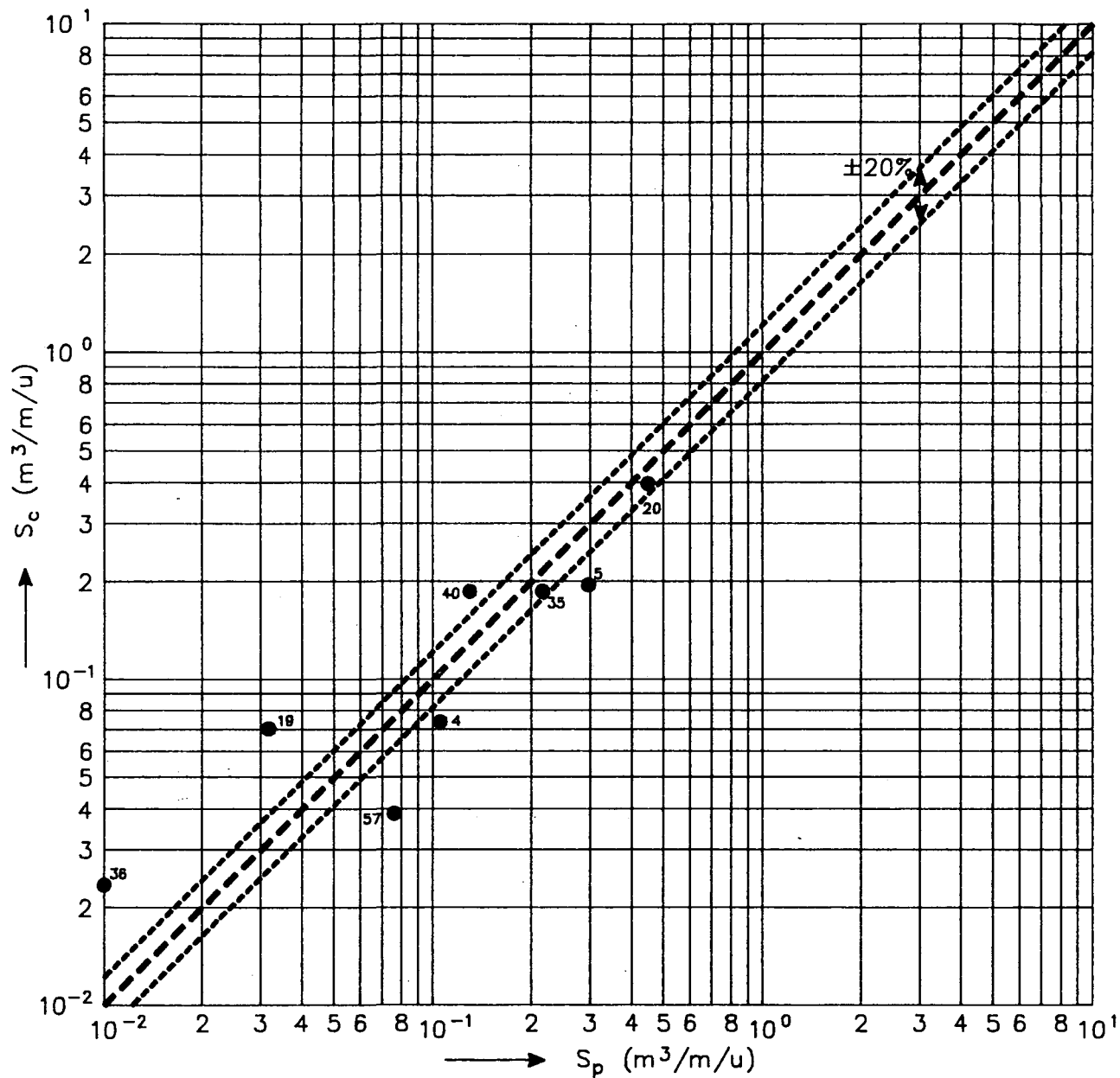
S_p gemeten transport uit profielen
 S_c berekend transport volgens concept

VERGELIJKING TRANSPORTEN OP VOORLAND

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H 298

FIG. 5.1

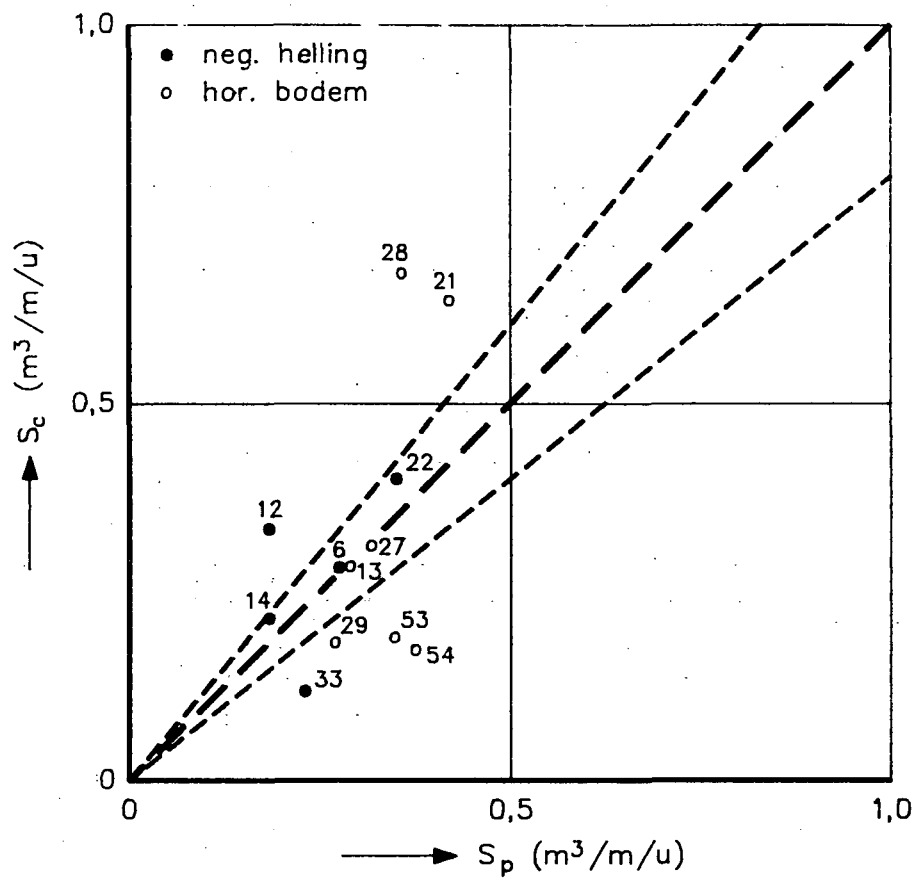


VERGELIJKING TRANSPORTEN OP VOORLAND

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H 298

FIG. 5.2

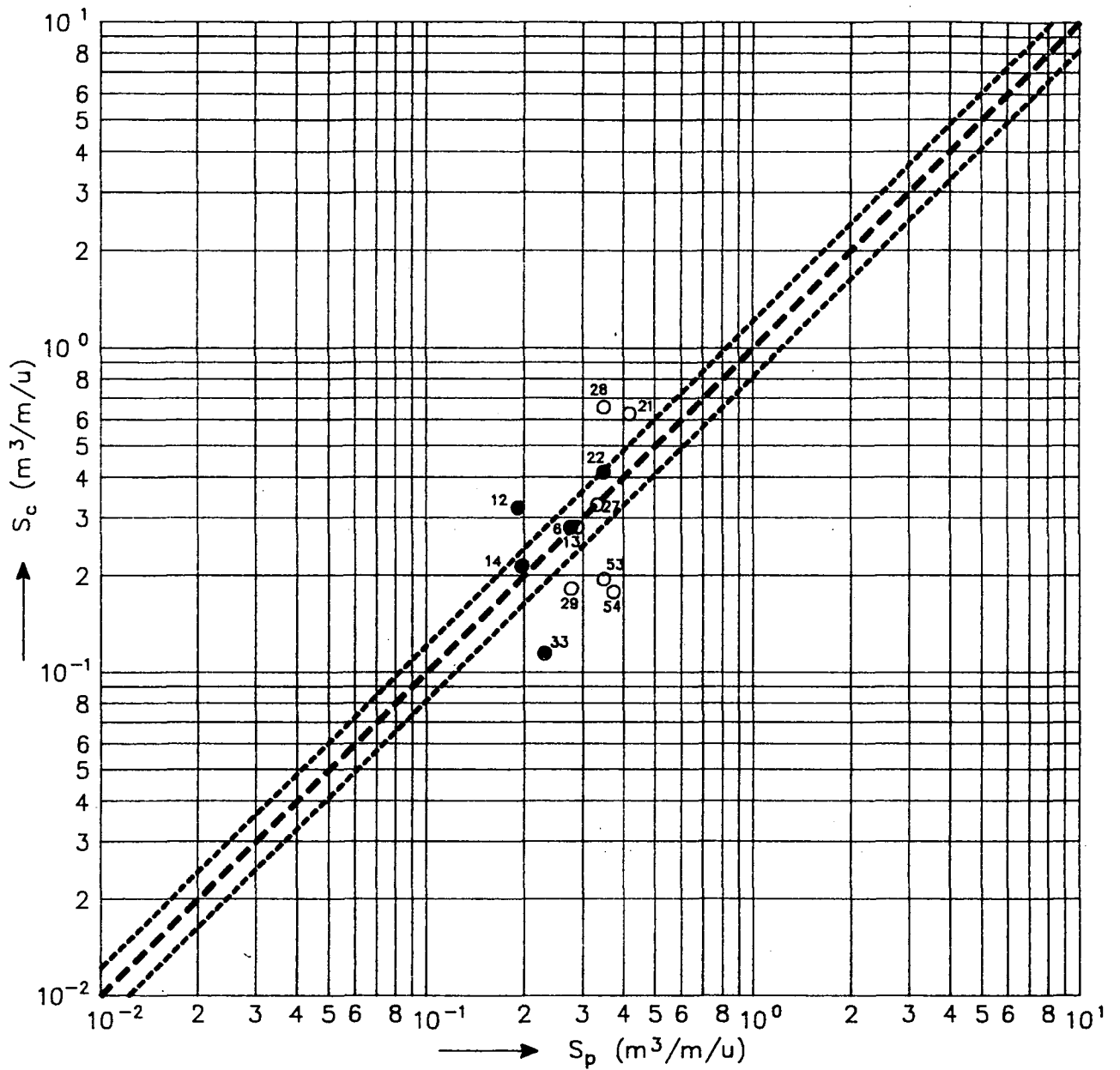


VERGELIJKING TRANSPORTEN OP AFZETTING
 BIJ AFWIJKENDE HELLINGEN

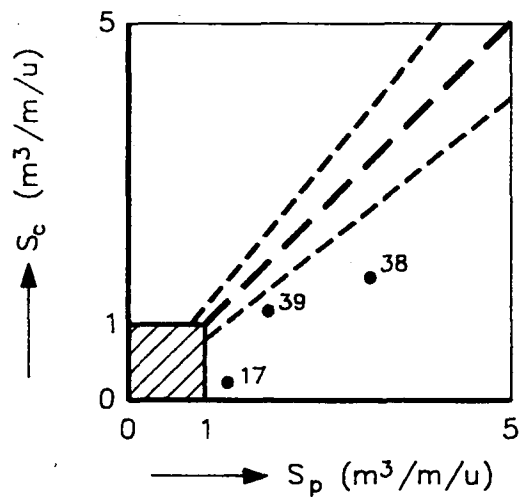
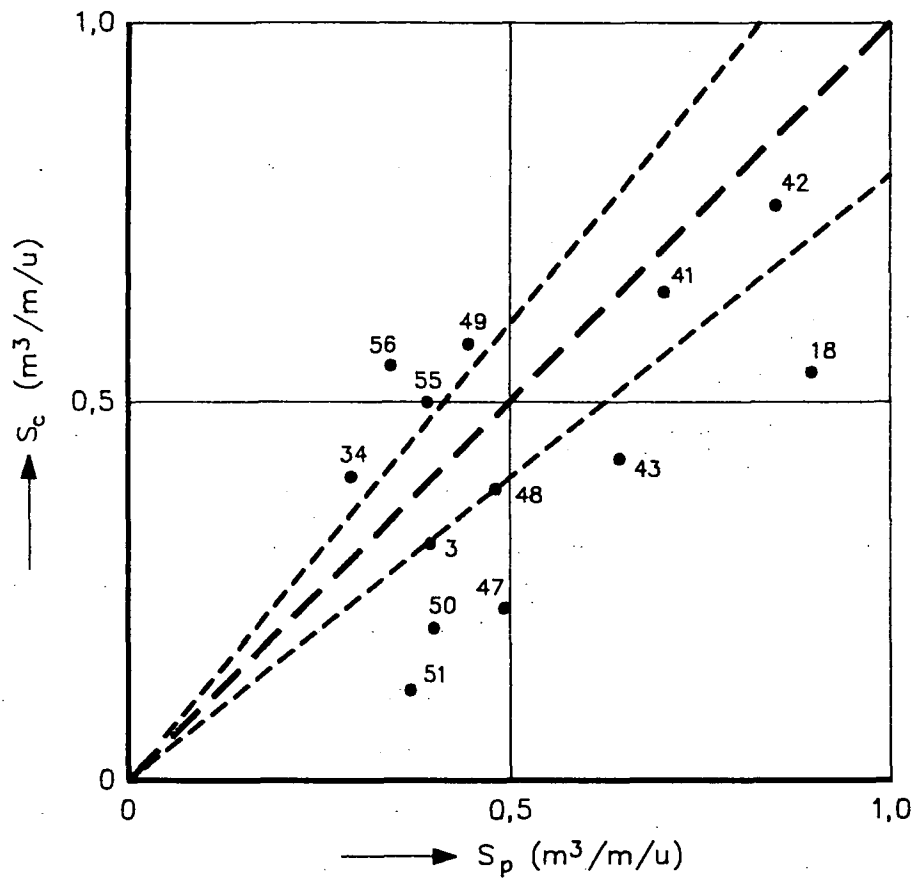
WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H 298

FIG. 5.3



VERGELIJKING TRANSPORTEN OP AFZETTING
 BIJ AFWIJKENDE HELLINGEN

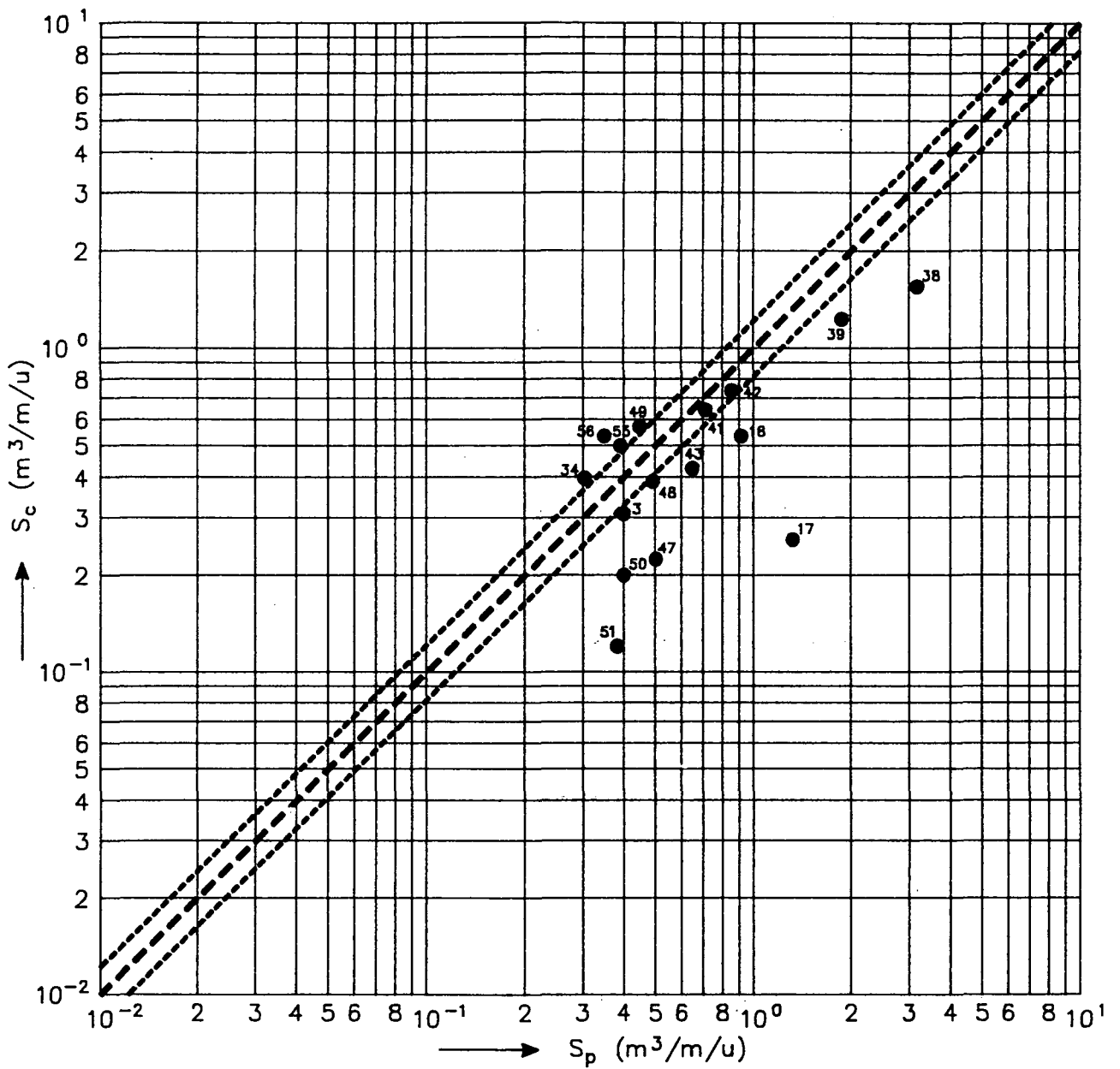


VERGELIJKING TRANSPORTEN OP AFZETTING

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H 298

FIG. 5.5

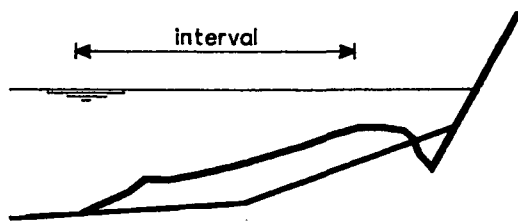
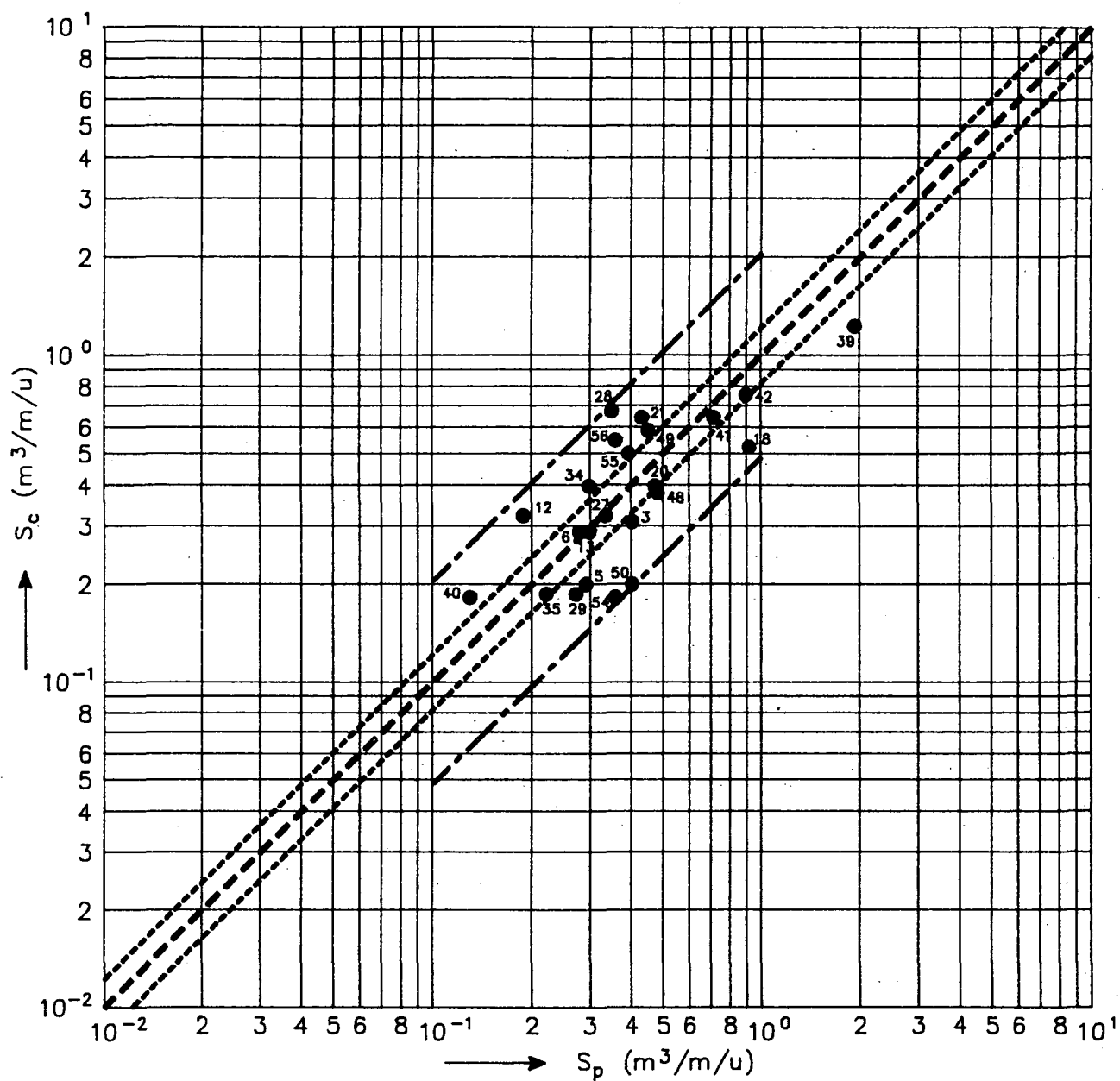


VERGELIJKING TRANSPORTEN OP AFZETTING

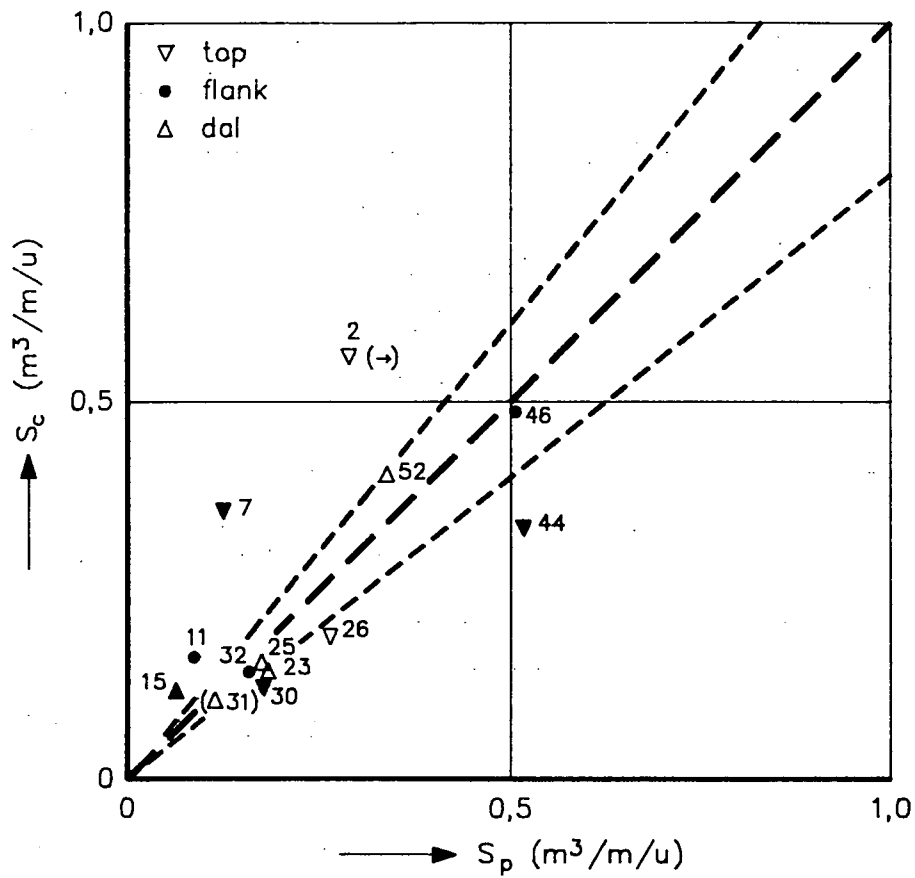
WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H 298

FIG. 5.6



VERGELIJKING TRANSPORTEN OP ZEEWAARTS
DEEL AFZETTING (+FRONT)

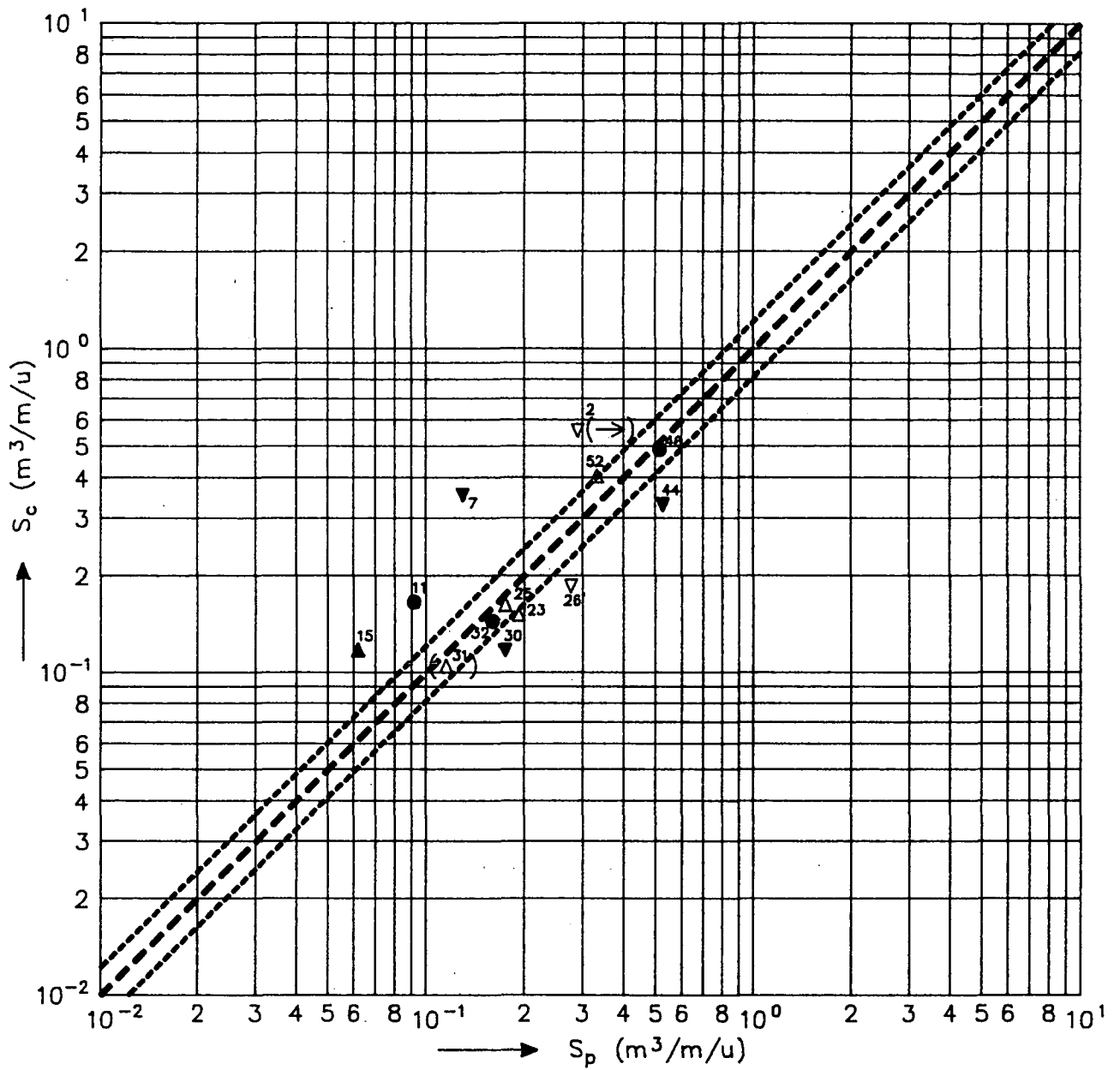


VERGELIJKING TRANSPORT IN KUIL

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H 298

FIG. 5.8

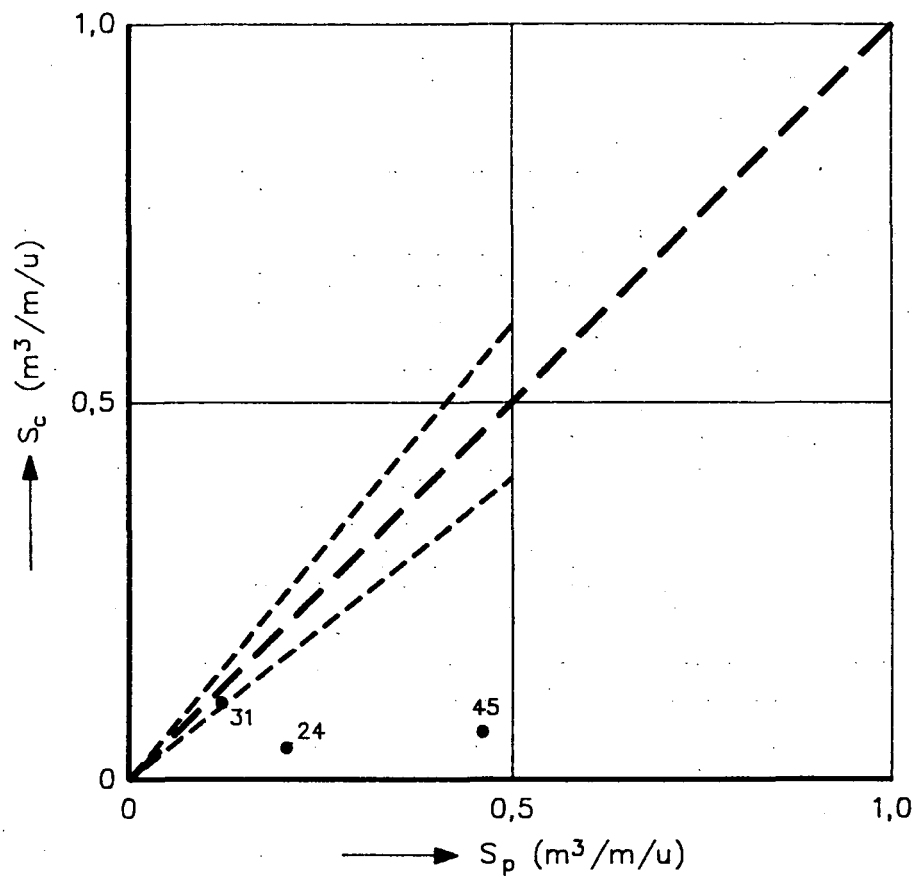


VERGELIJKING TRANSPORT IN KUIL

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H 298

FIG. 5.9

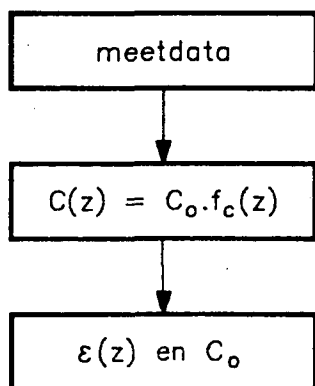
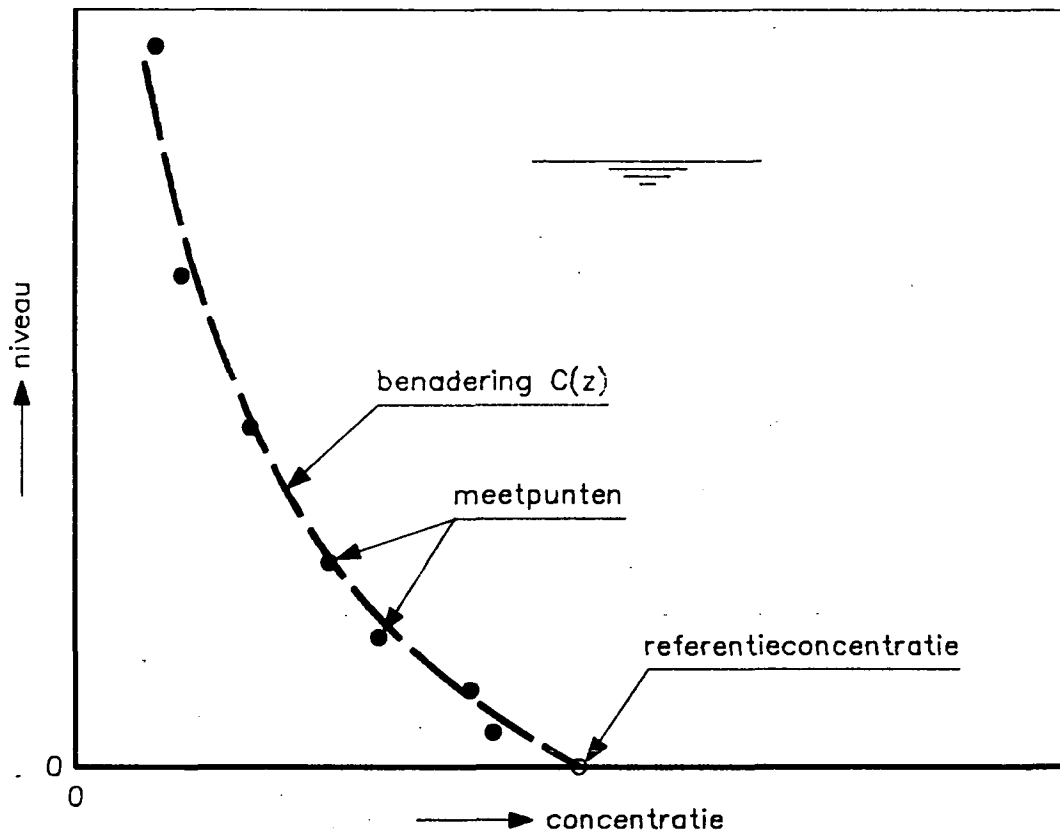


VERGELIJKING TRANSPORTEN OP GLOOIING

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H 298

FIG. 5.10

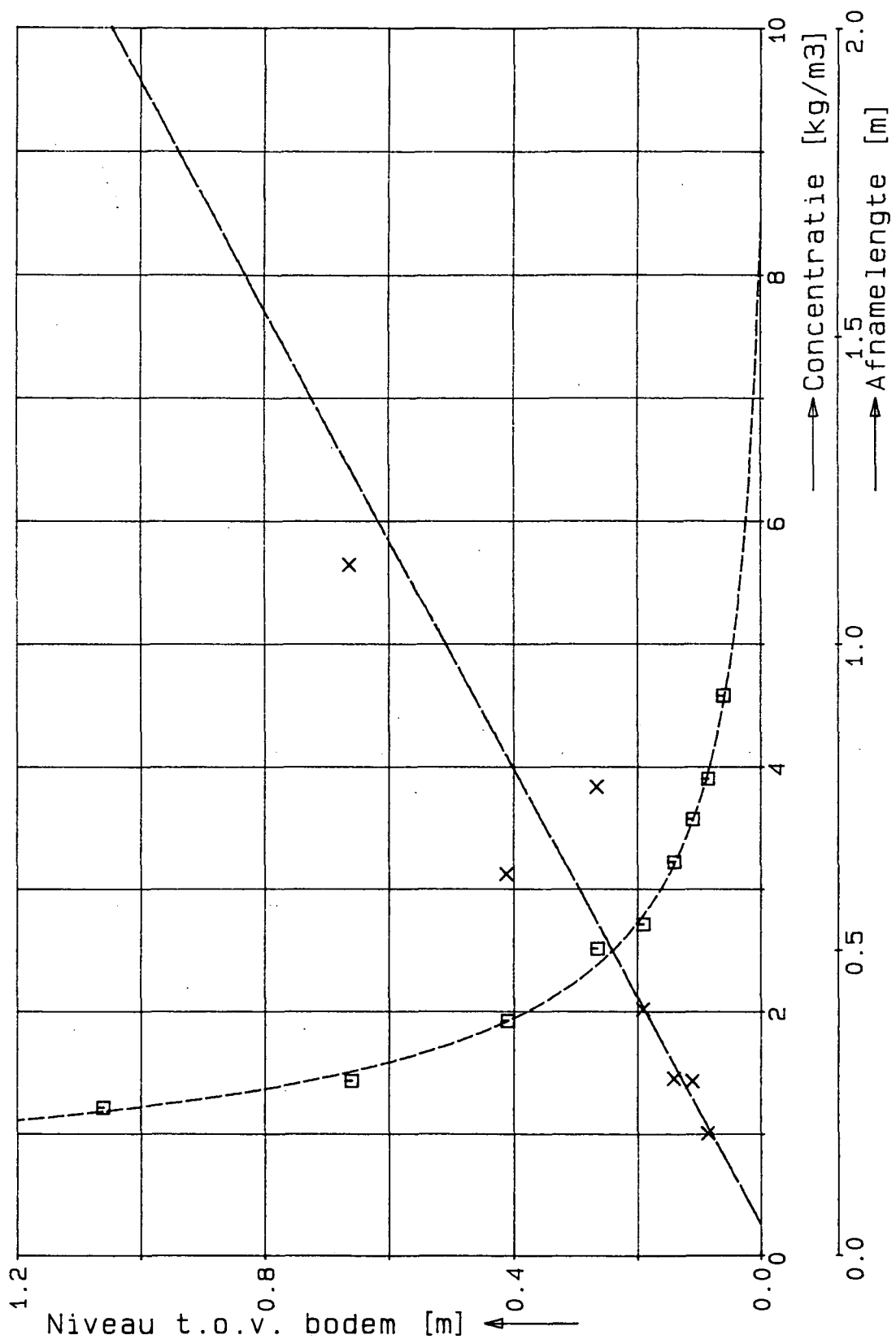


ANALYSE CONCENTRATIEVERTICALEN

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H 298

FIG. 6.2.1



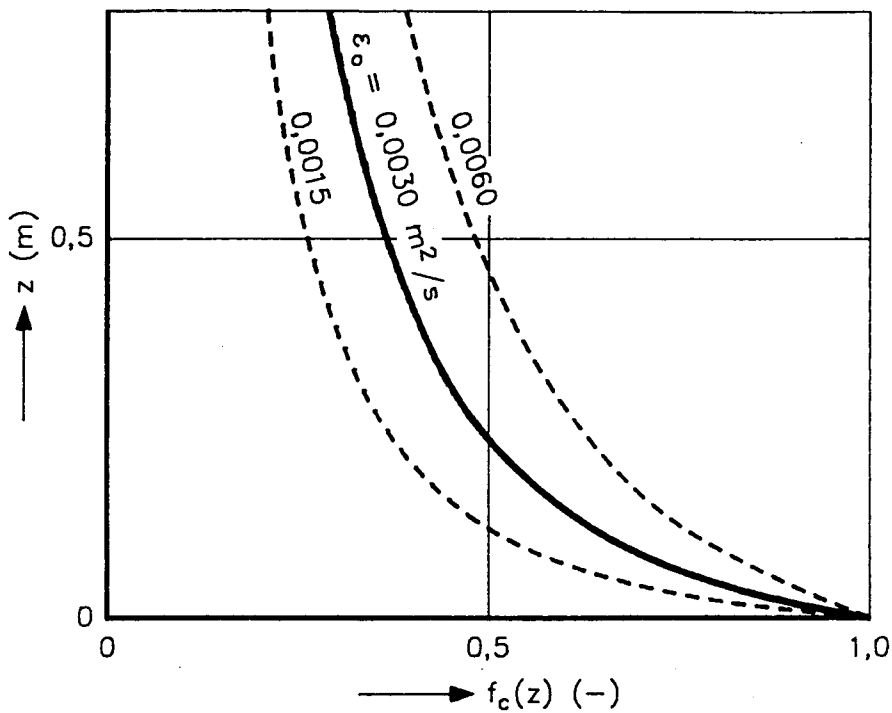
VOORBEELD $C(z)$ -ANALYSE

T1F1

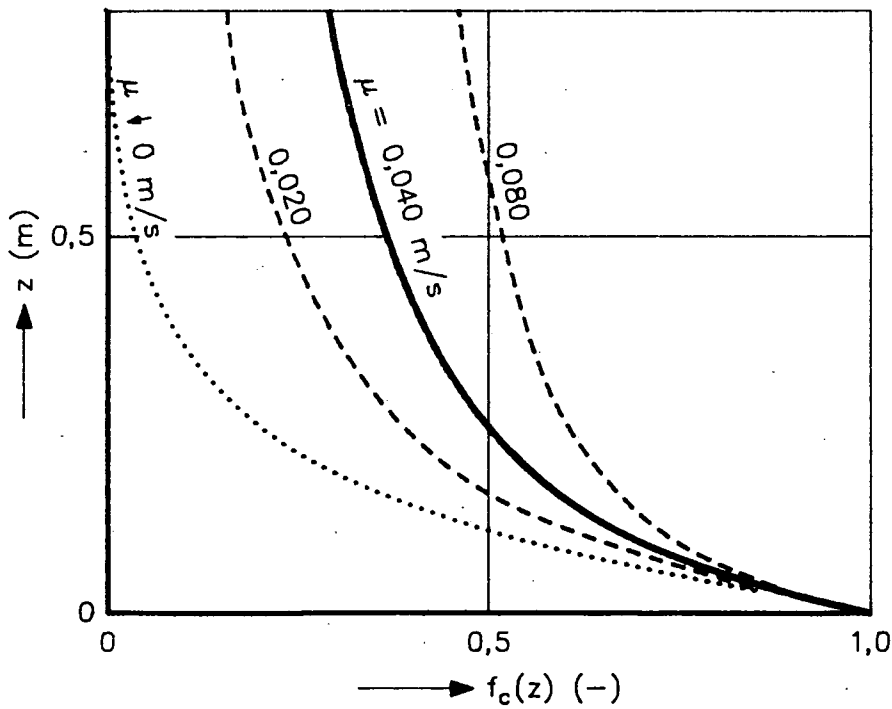
WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H 298

FIG. 6.2.2



invloed ε_0

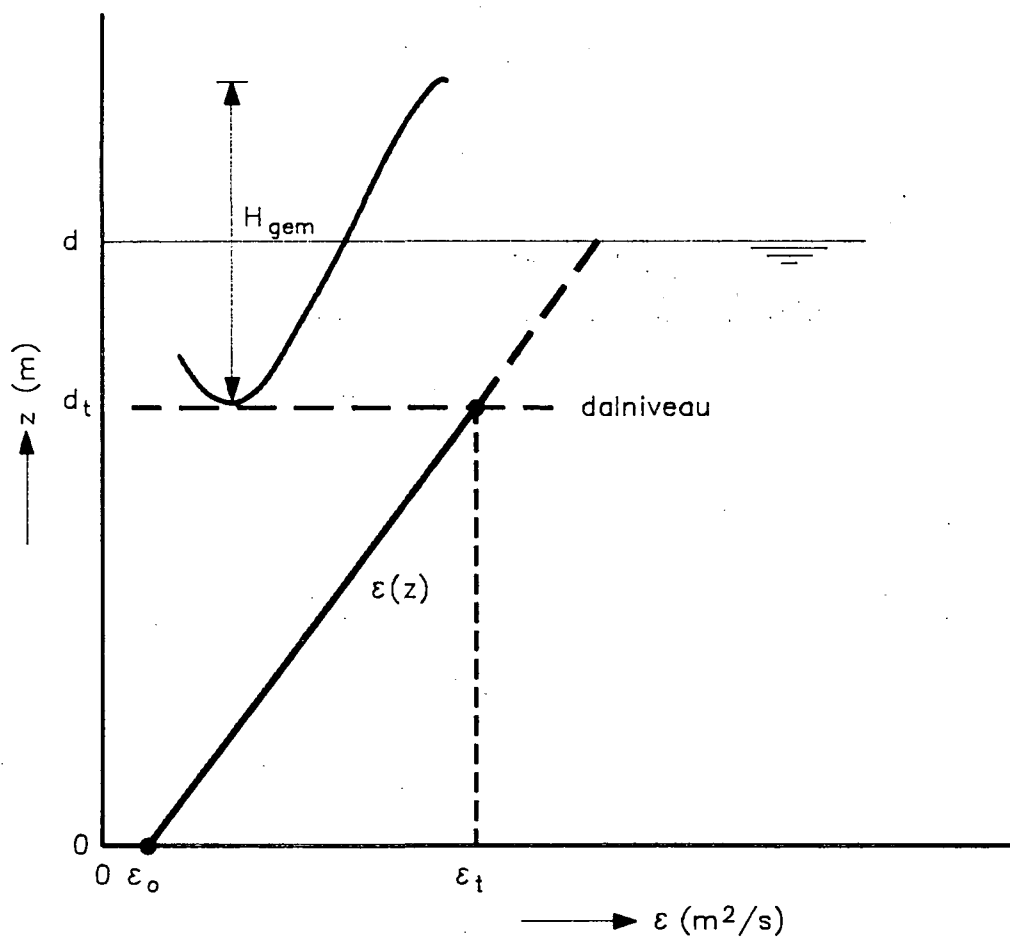


invloed μ

$$f(z) = \left[1 + \frac{\mu z}{\varepsilon_0} \right]^{-w_s/\mu}$$

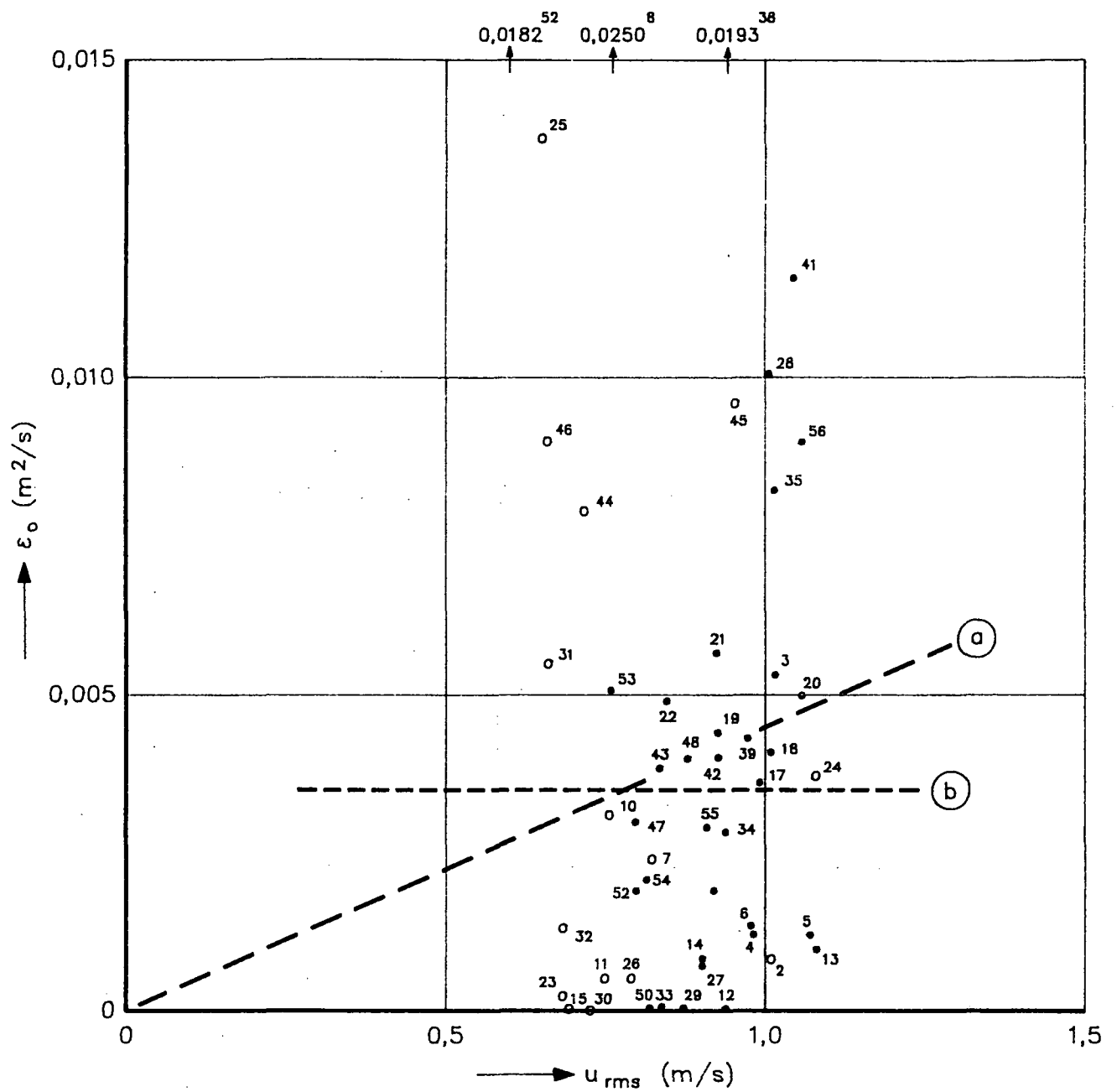
$\varepsilon_0 = 0,003 \text{ m}^2/\text{s}$
 $\mu = 0,04 \text{ m/s}$
 $w_s = 0,02 \text{ m/s}$

INVLOED ε_0 EN μ OP $C(z)$



$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 + \mu \cdot z$$

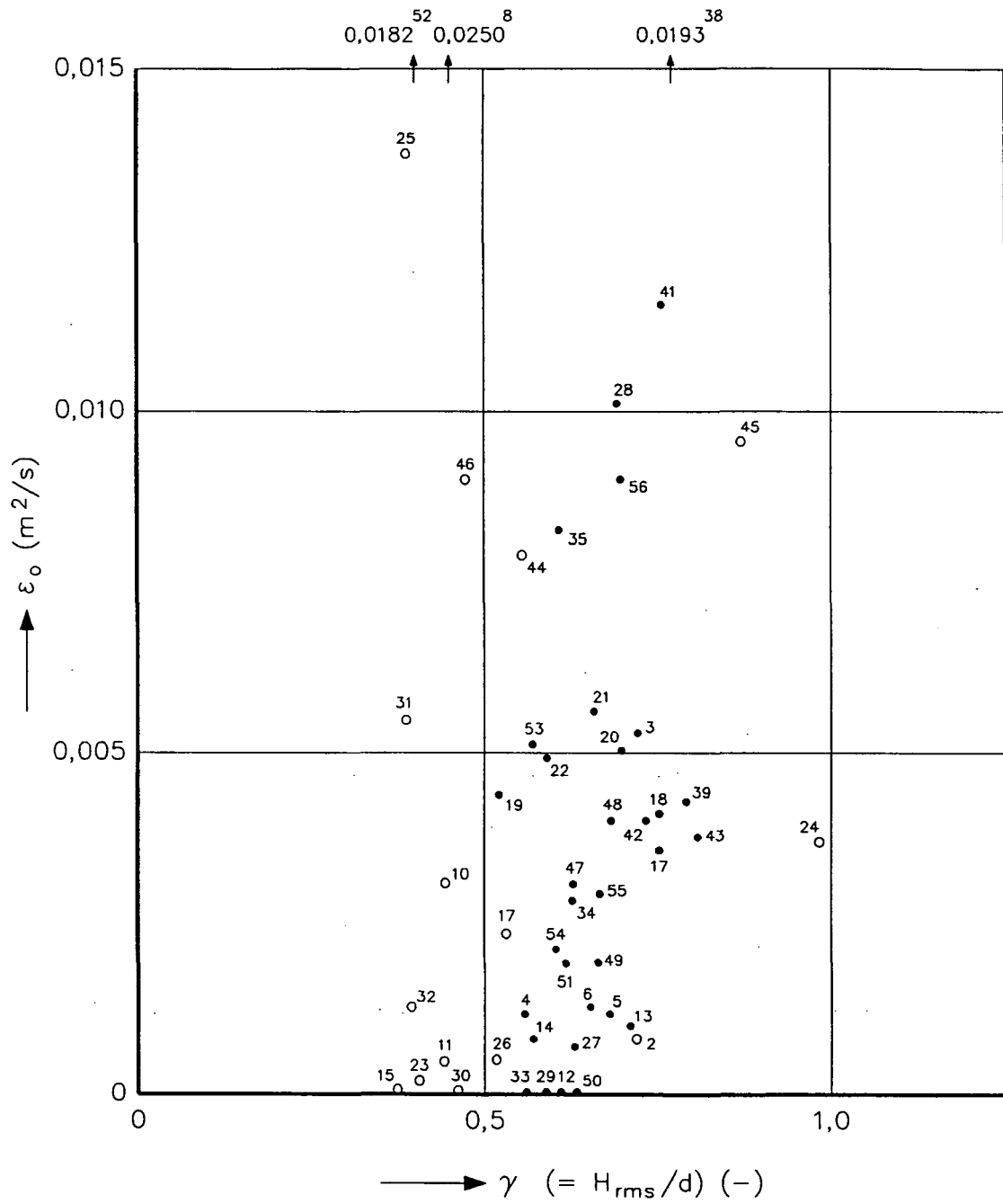
MENGINGSVERDELING $\varepsilon(z)$



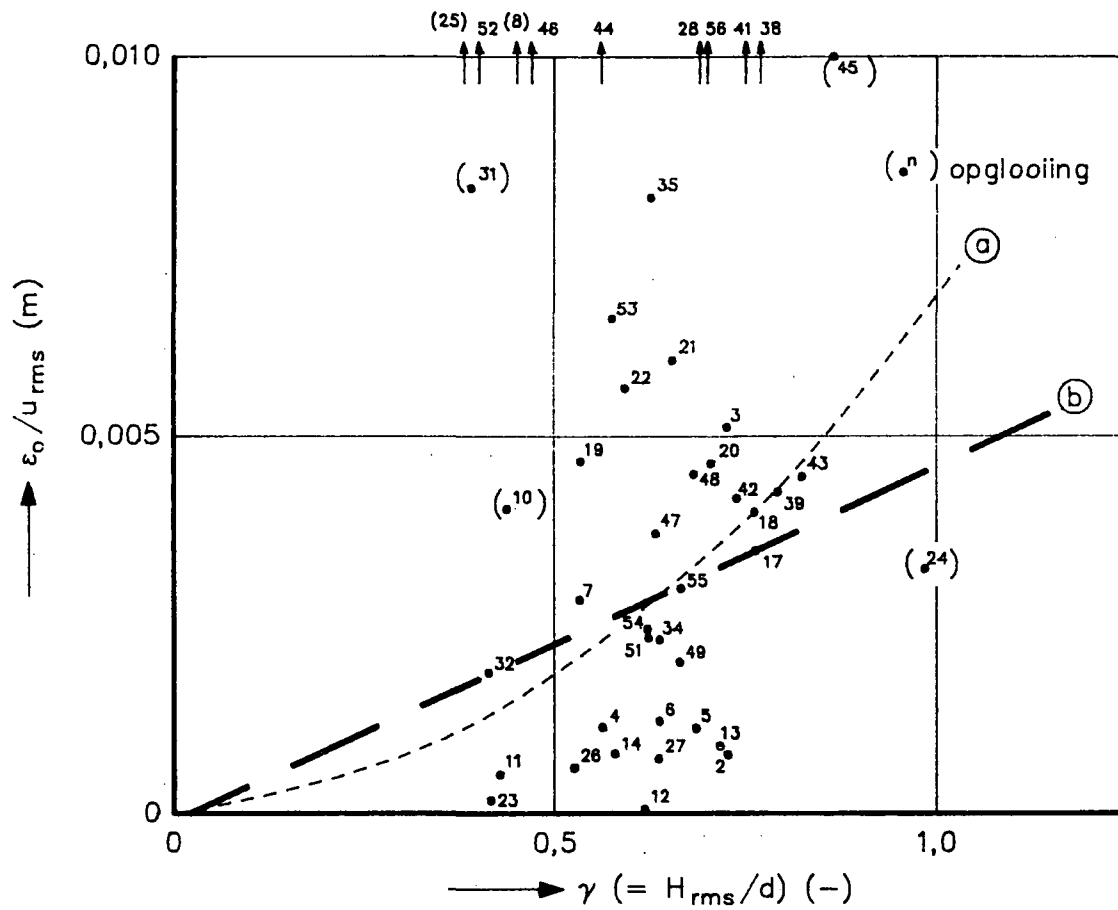
(a) $\epsilon_0 = F(D) \cdot u_{rms}$

(b) $\epsilon_0 = \text{constant}$

AFHANKELIJKHEID $\epsilon_0(u_{rms})$



AFHANKELIJKHEID $\epsilon_0(\gamma)$

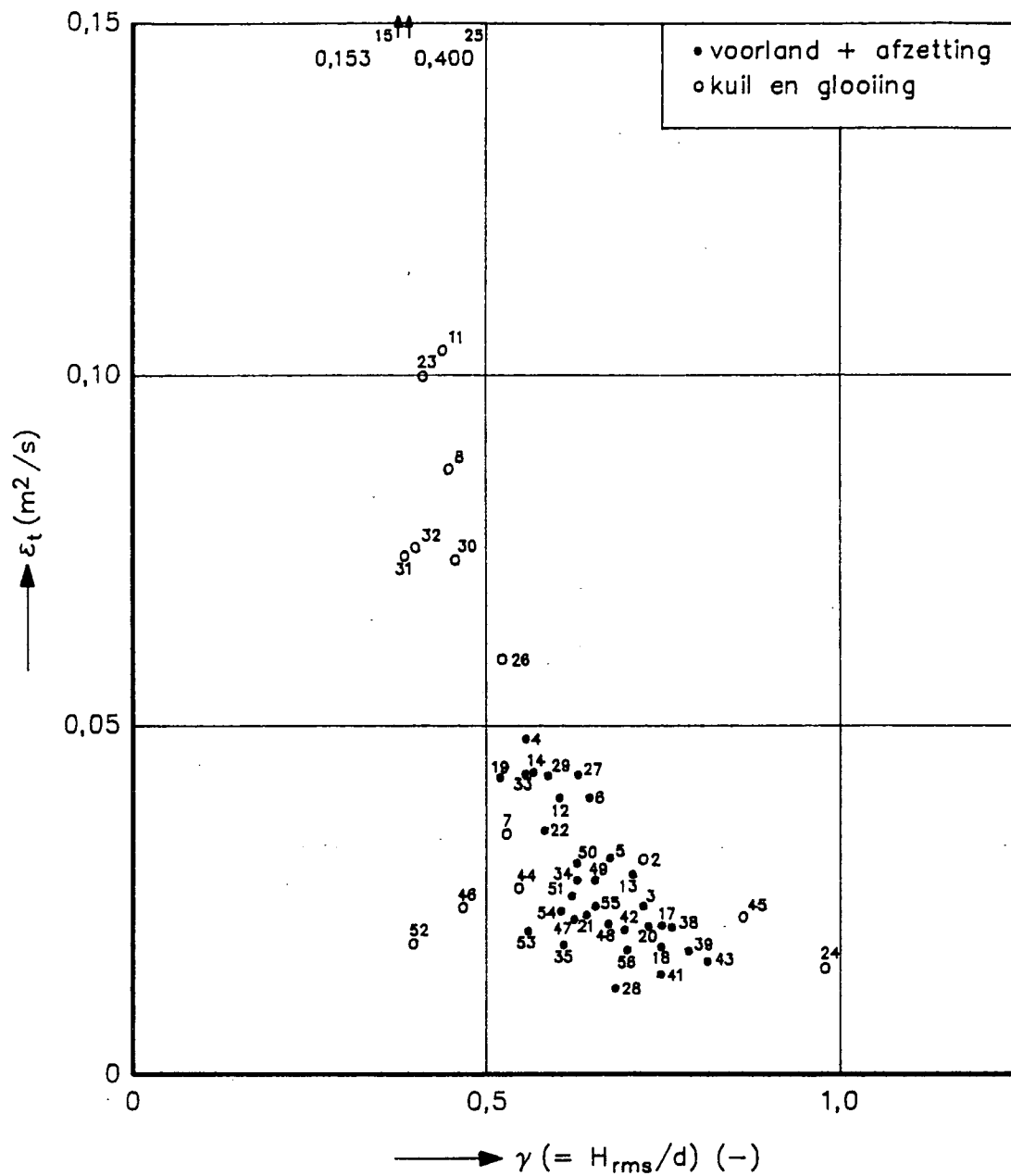


$$\epsilon_0 = f_{\epsilon_0}(\gamma) \cdot u_{rms}$$

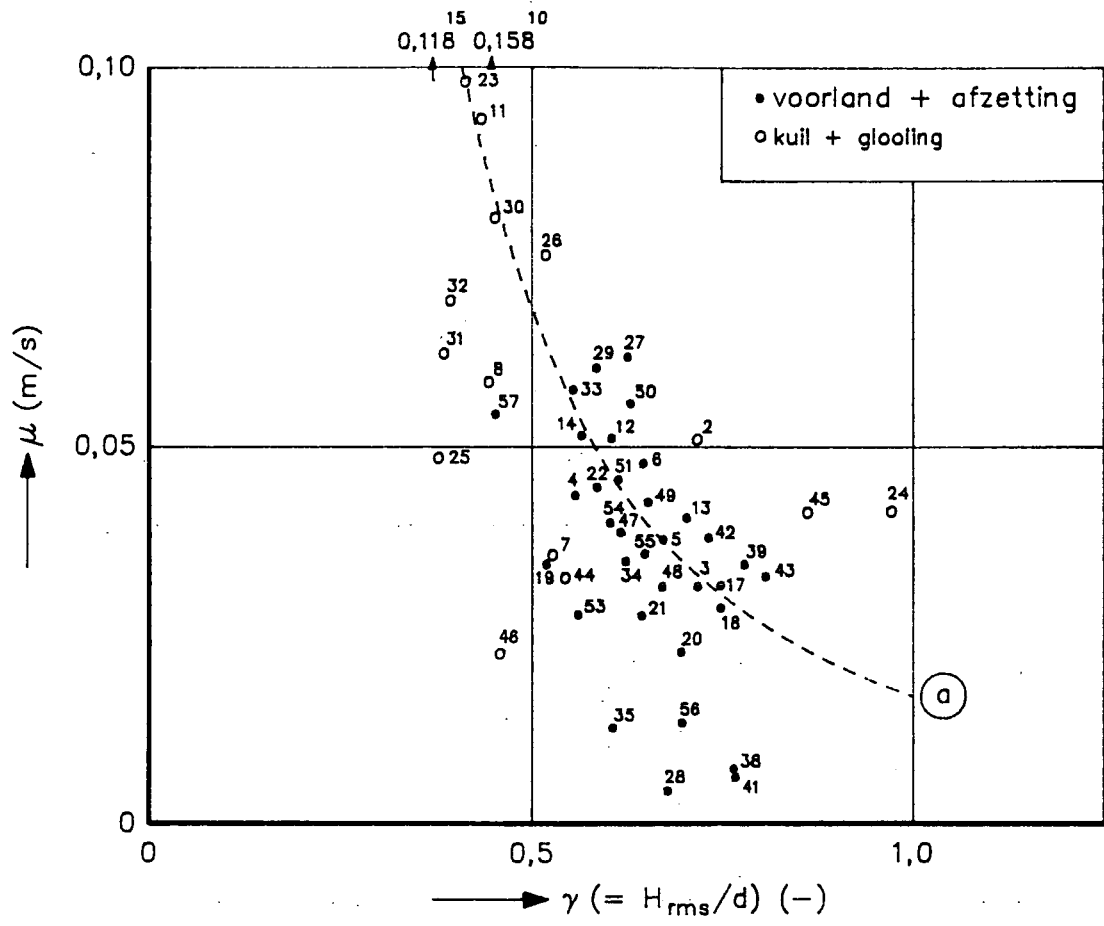
Ⓐ $f_{\epsilon}(\gamma) = 0,007 \cdot \gamma^2$

Ⓑ $f_{\epsilon}(\gamma) = 0,0046 \cdot \gamma$

MENGING OP REF. NIVEAU ϵ_0

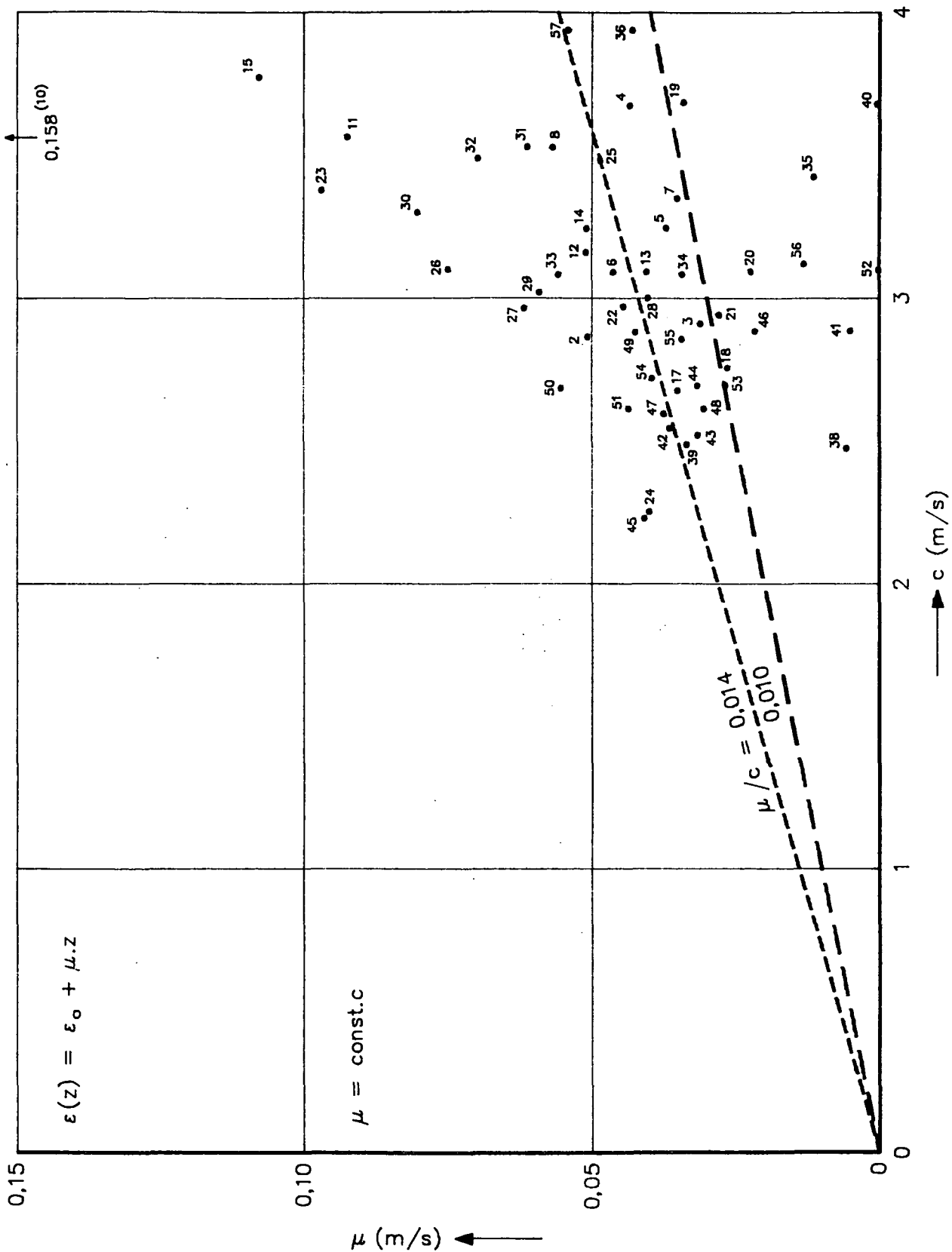


AFHANKELIJKHEID $\epsilon_t(\gamma)$.

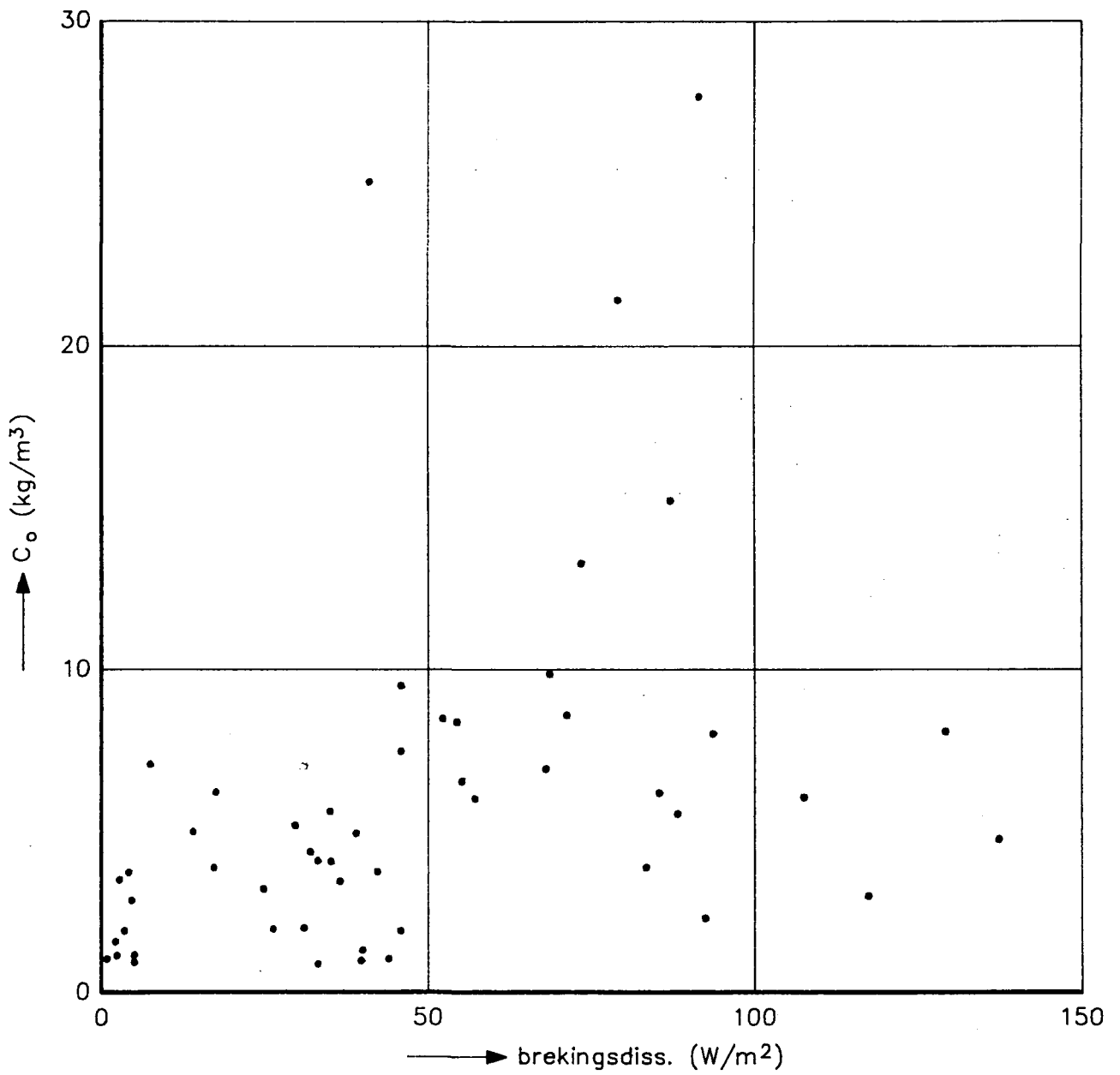


(a) $\mu = K_{\mu} / \gamma^2$ $K_{\mu} = 0,017 \text{ m/s}$

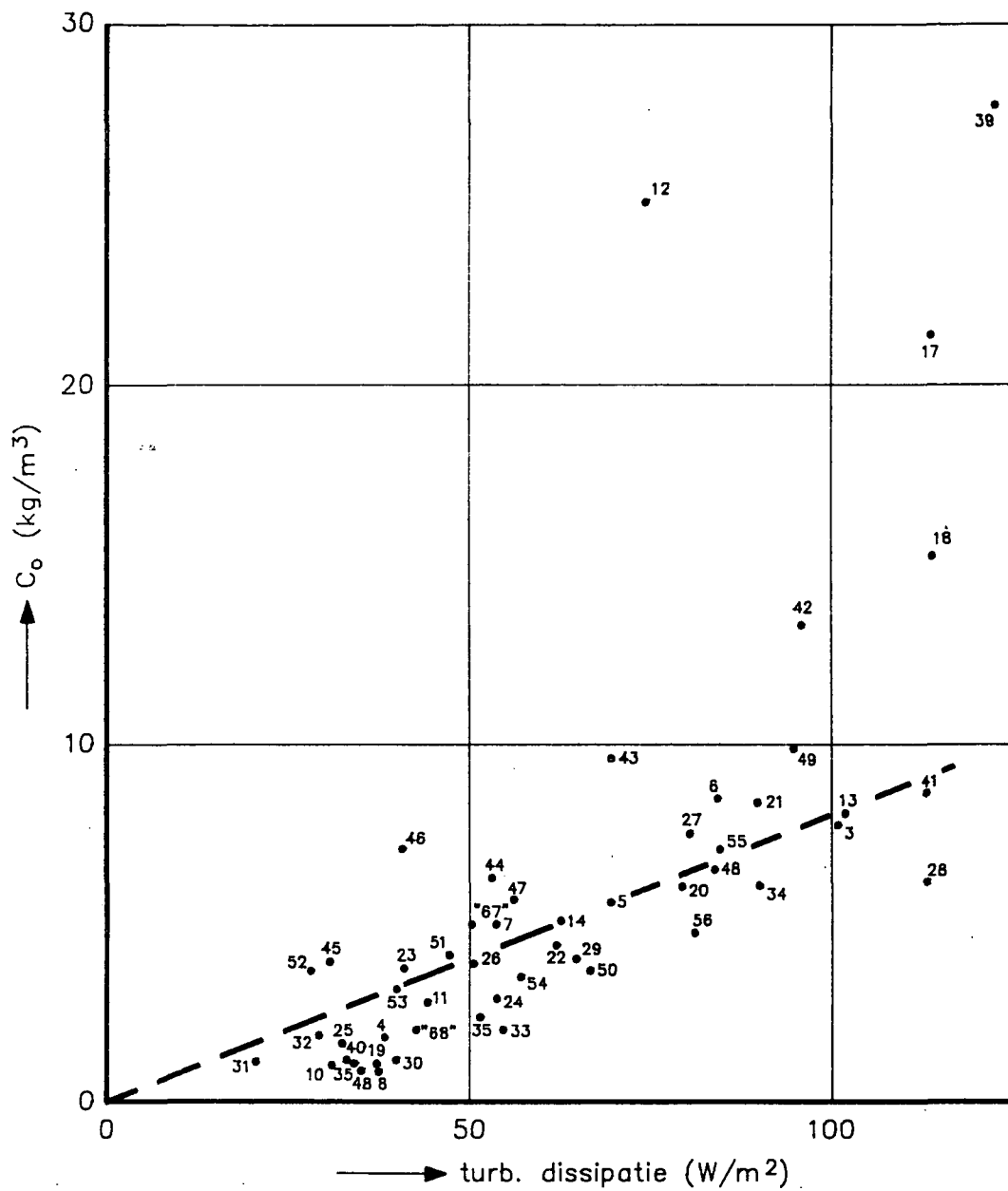
AFHANKELIJKHEID $\mu(\gamma)$



MENGENSVERDELING $\epsilon(z)$; AFHANKELIJKHEID $\mu(c)$

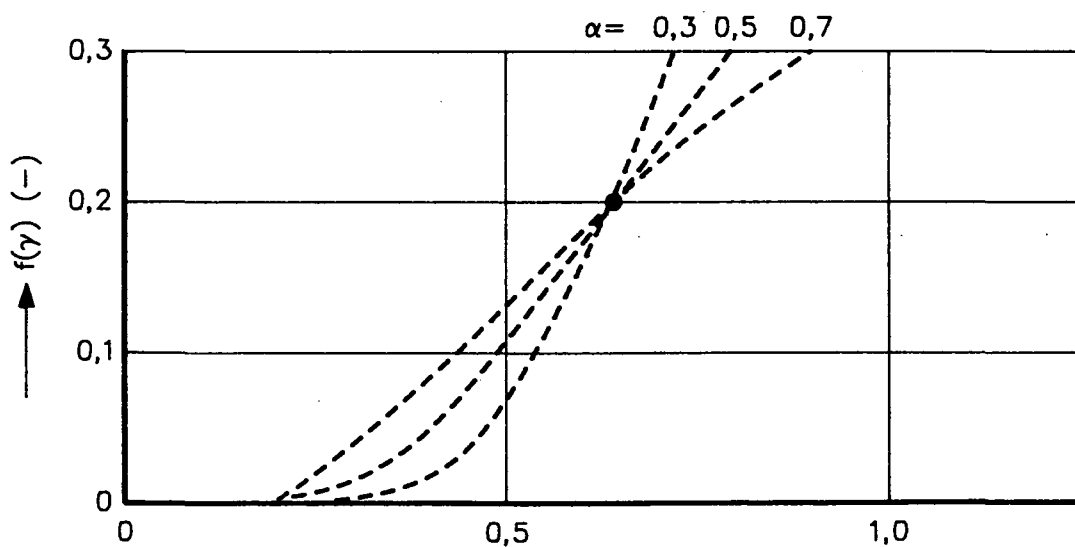
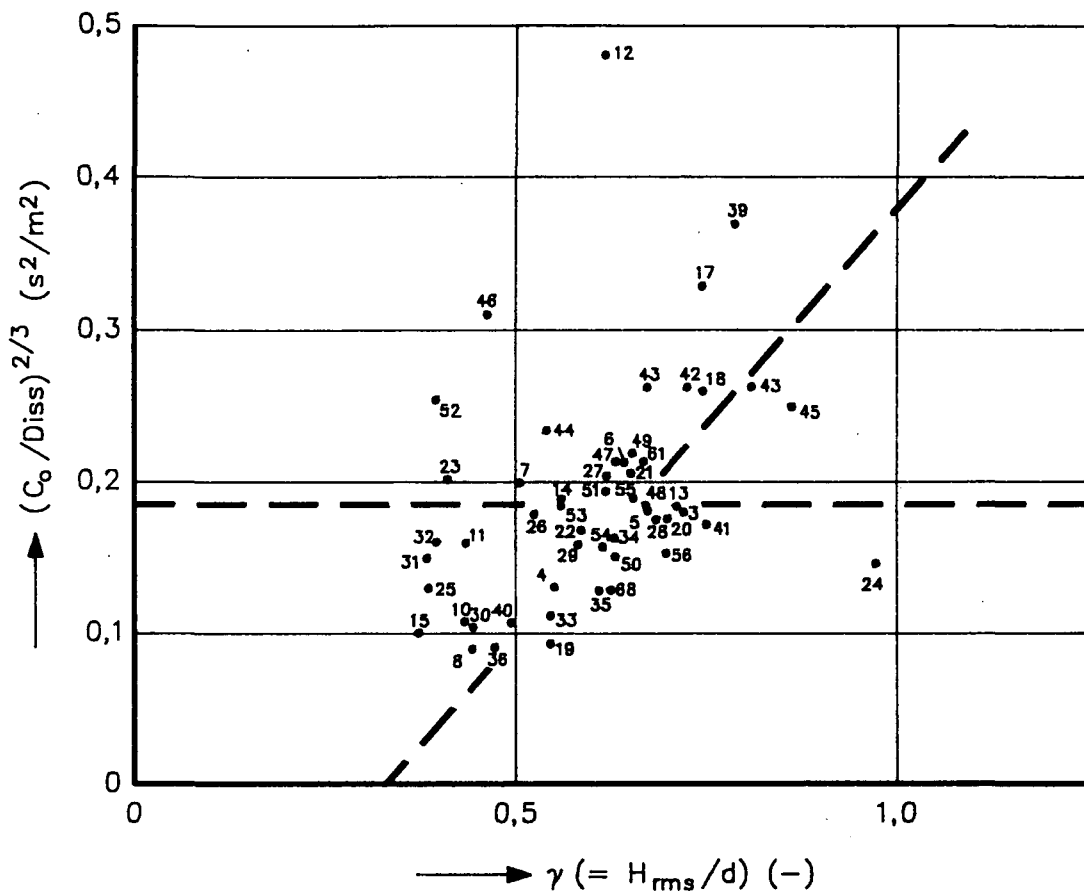


AFHANKELIJKHEID C_o ($Diss_{br}$)

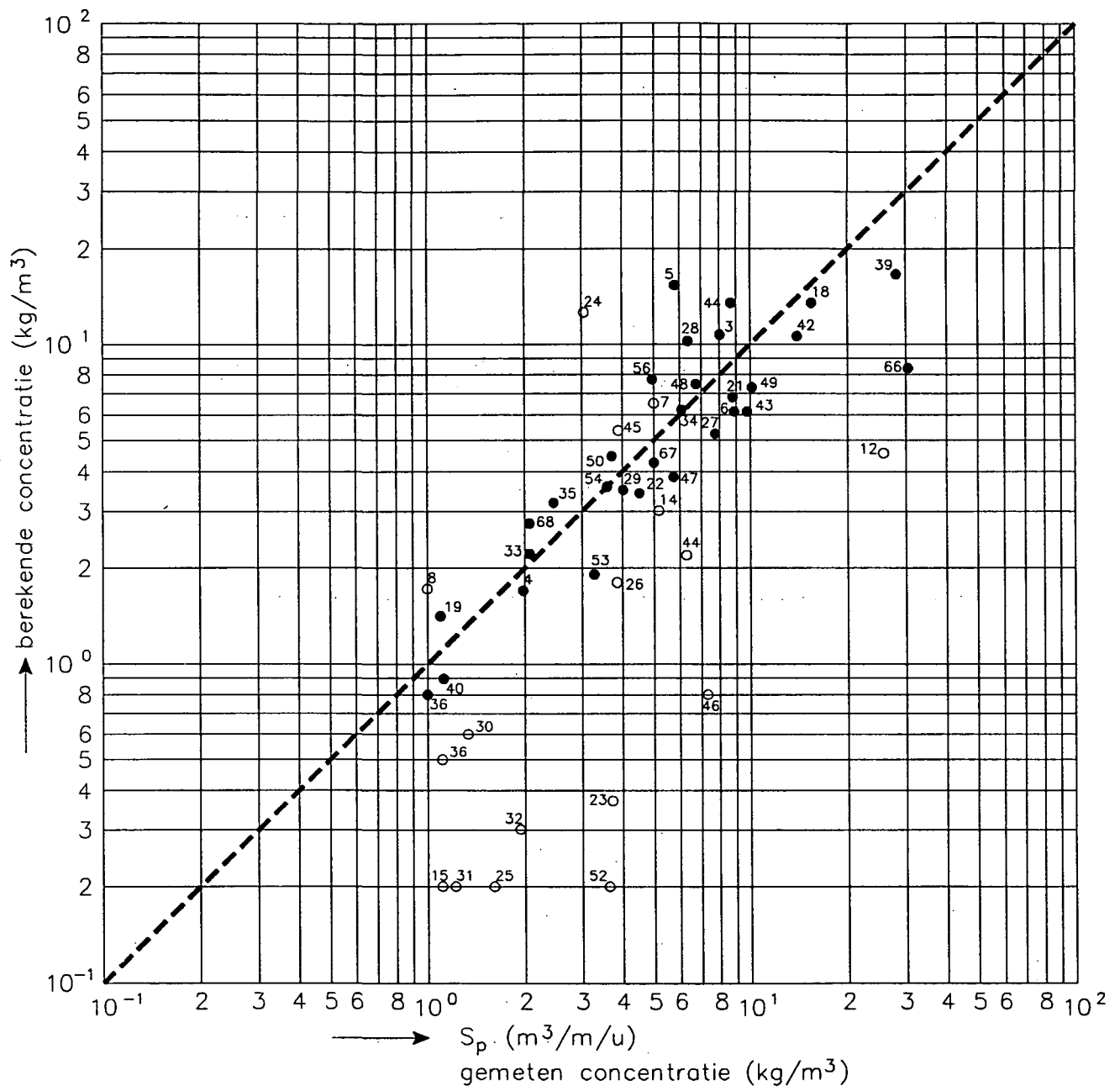


$C_o \sim D$

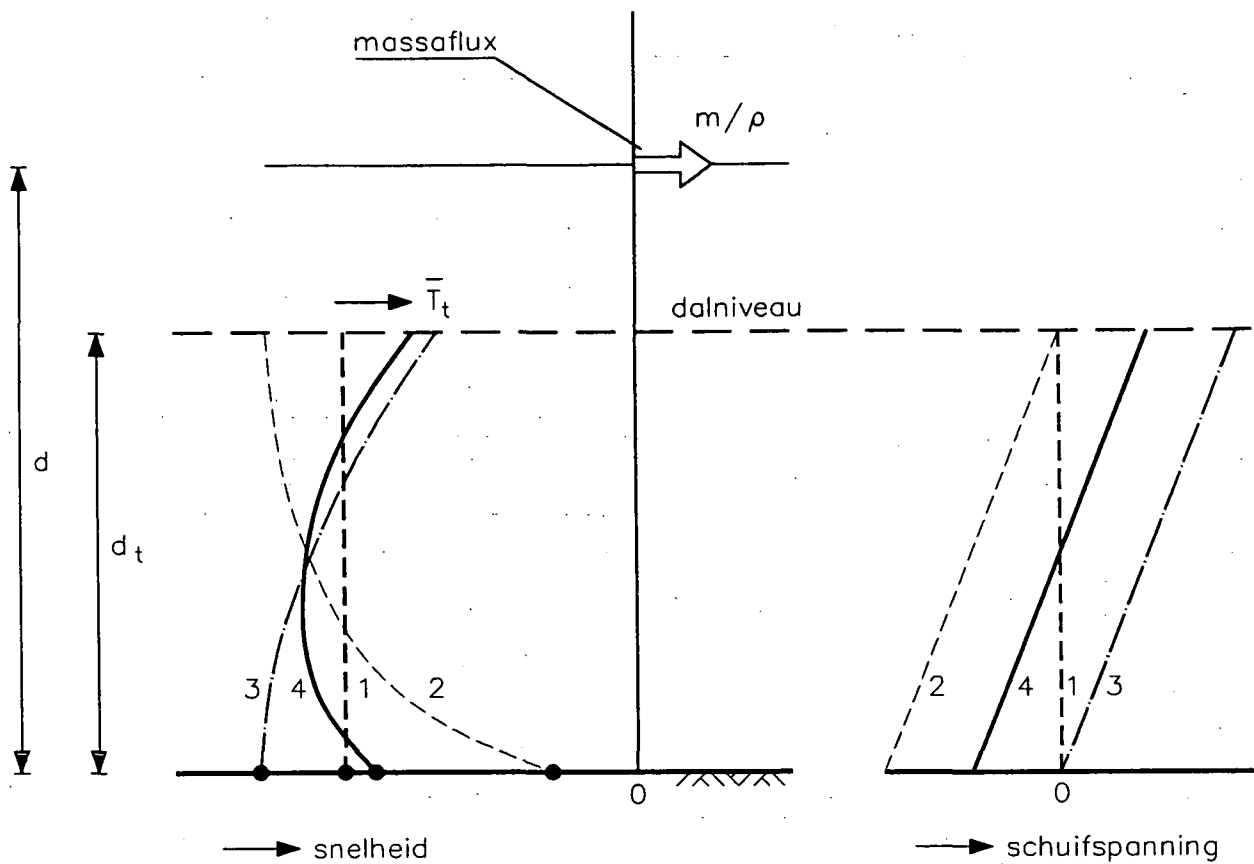
AFHANKELIJKHEID C_o (Diss_t)



AFHANKELIJKHEID $C_o(\gamma/Diss_t)$



VERGELIJKING METINGEN EN BEREKENINGEN



	\bar{T}_b	T_t
1	0	0
2	$\neq 0$	0
3	0	$\neq 0$
4	$\neq 0$	$\neq 0$

geen breken ($\partial E/\partial x \approx 0$)

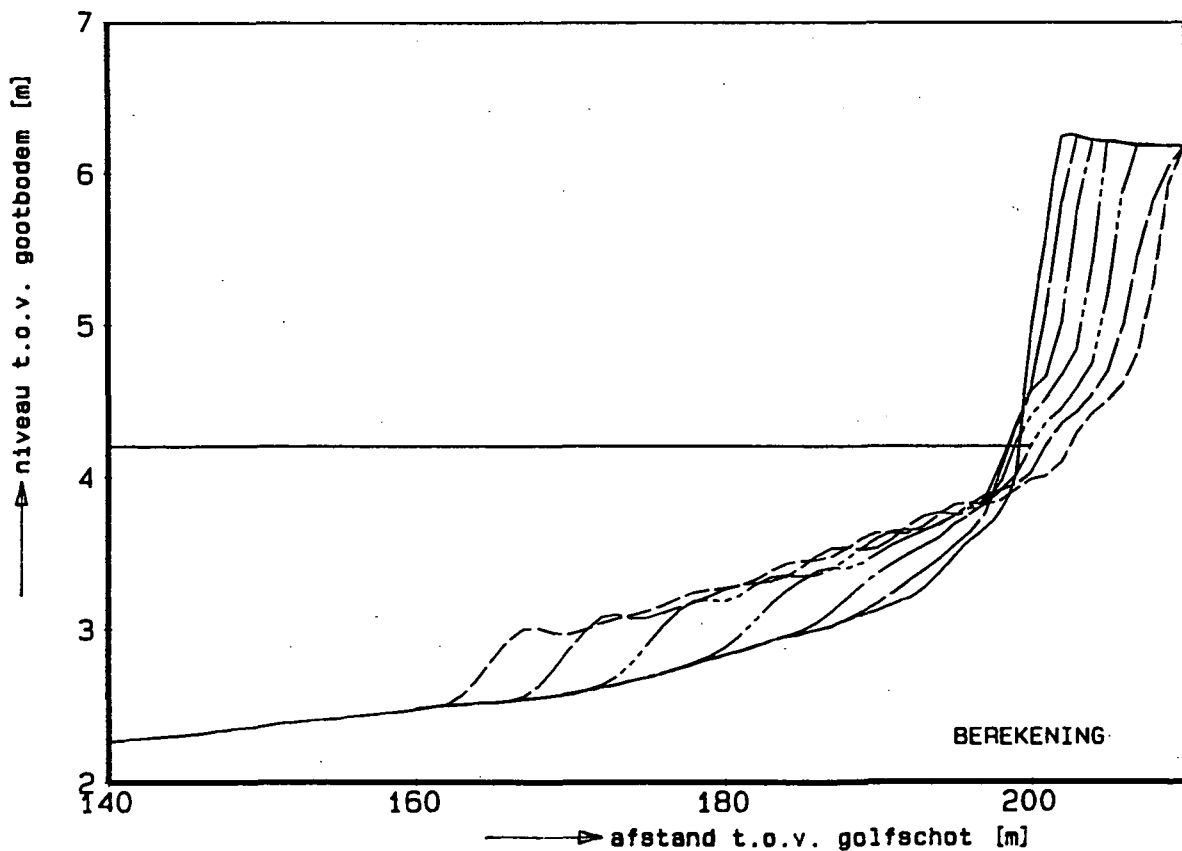
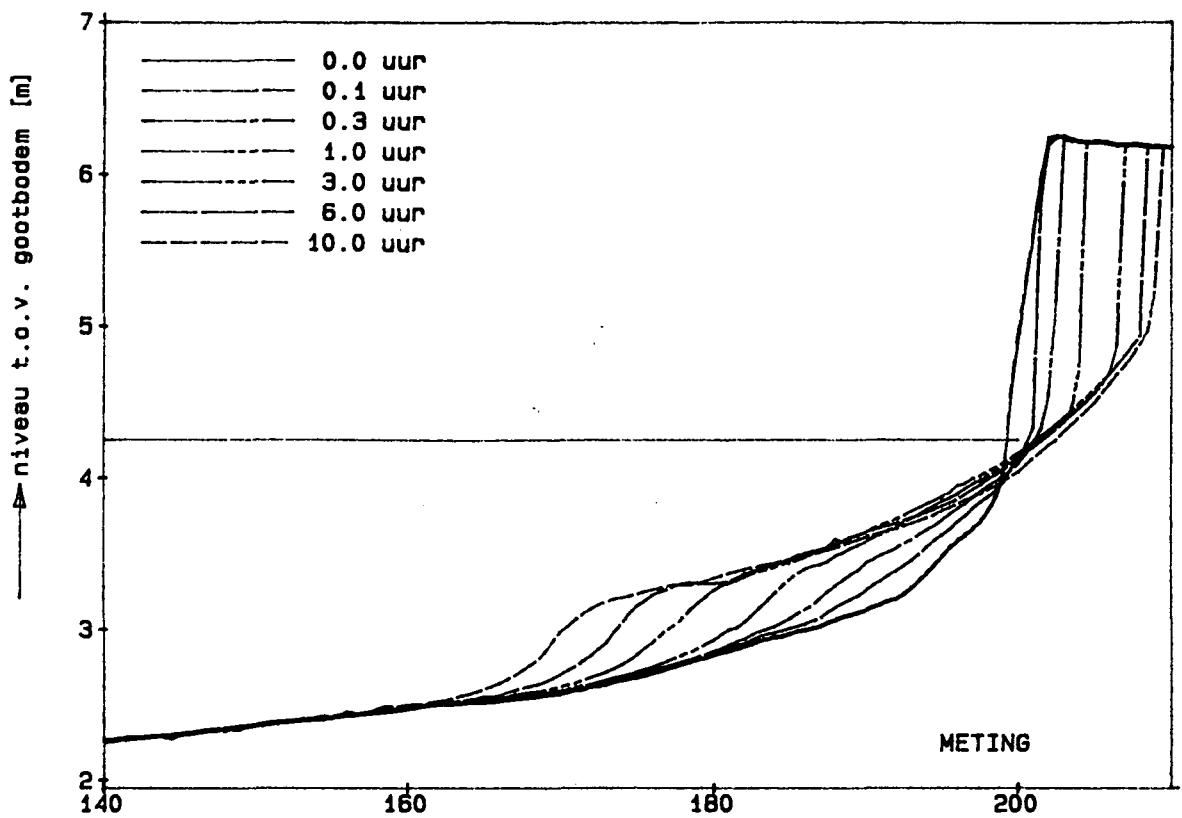
geen breken ($\partial E/\partial x \approx 0$)

BESCHRIJVING SNELHEIDSVERTICAAL

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H 298

FIG. 6.5.1



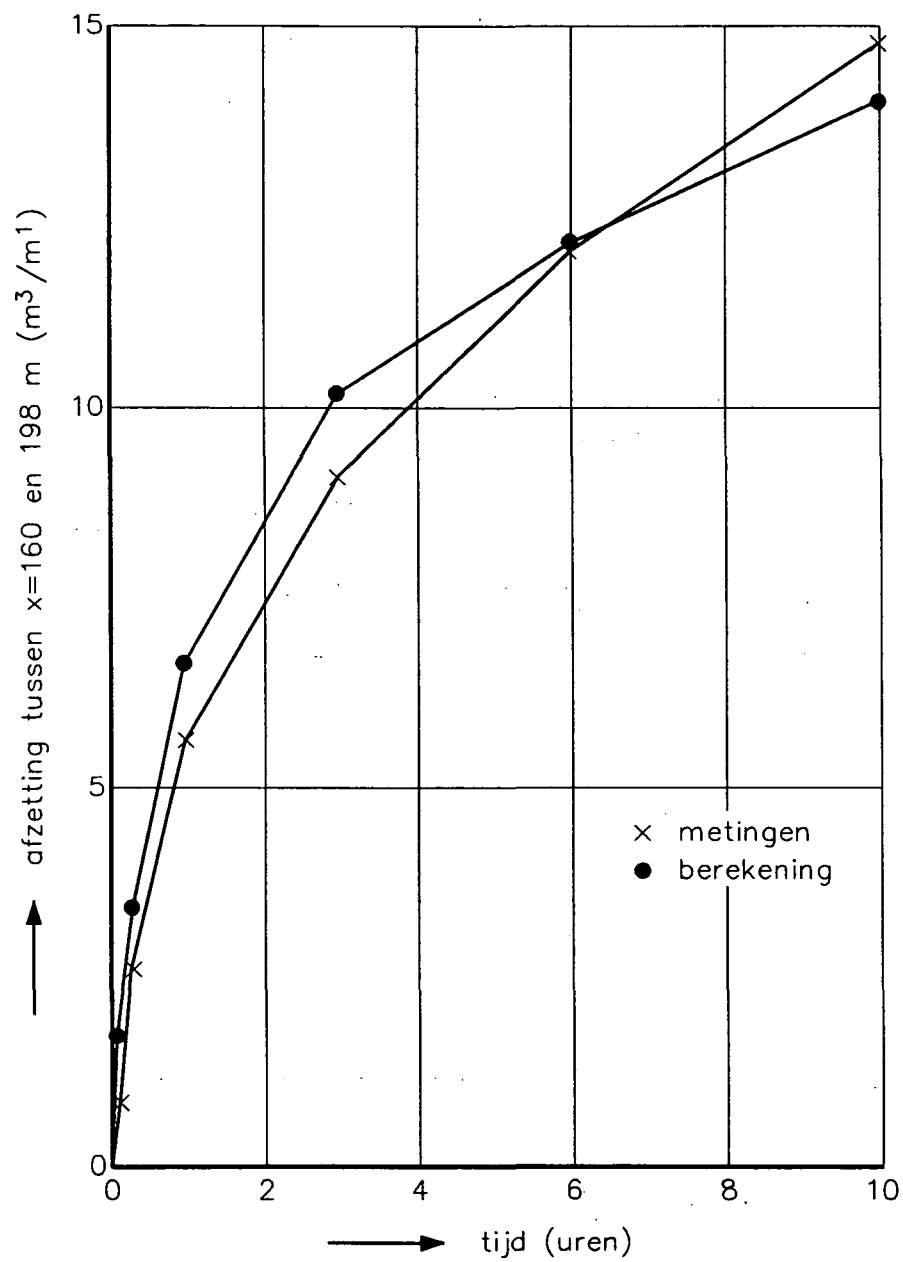
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
PROFIELONTWIKKELING

M1263-T2

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG. 7.2.1



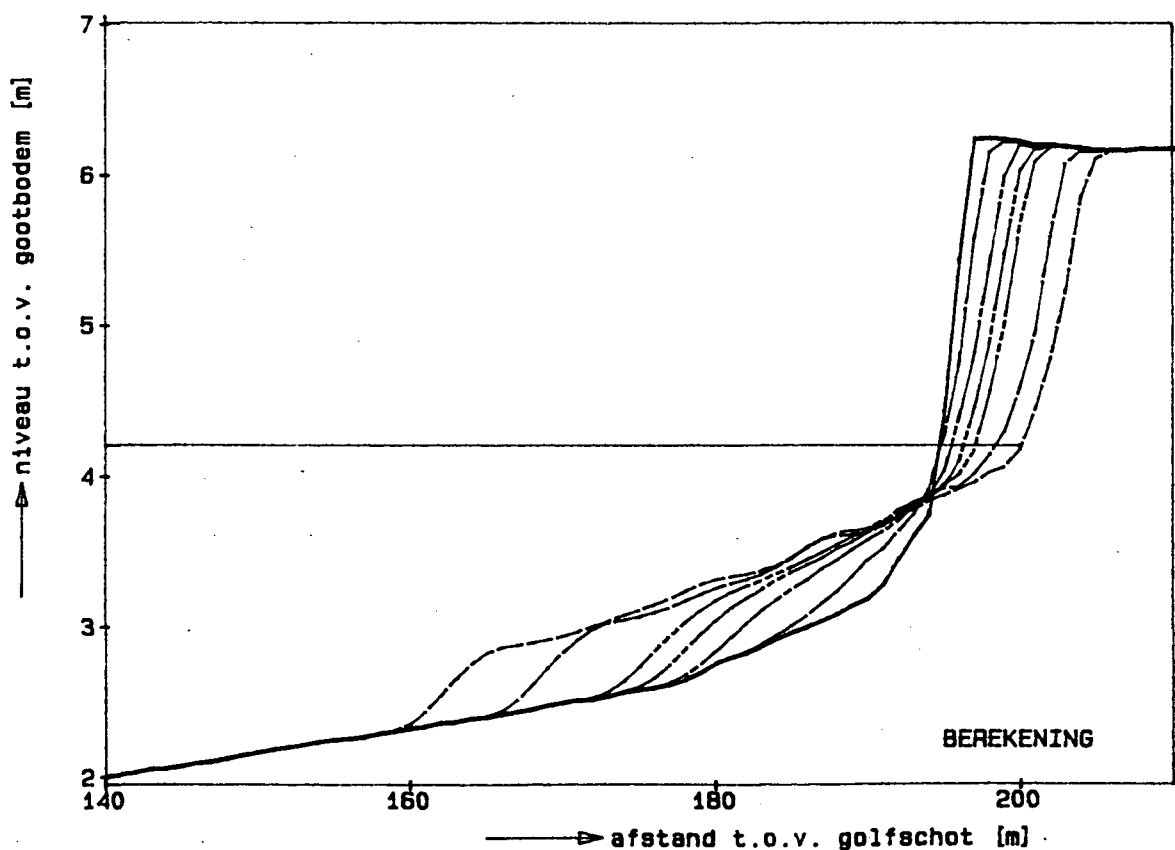
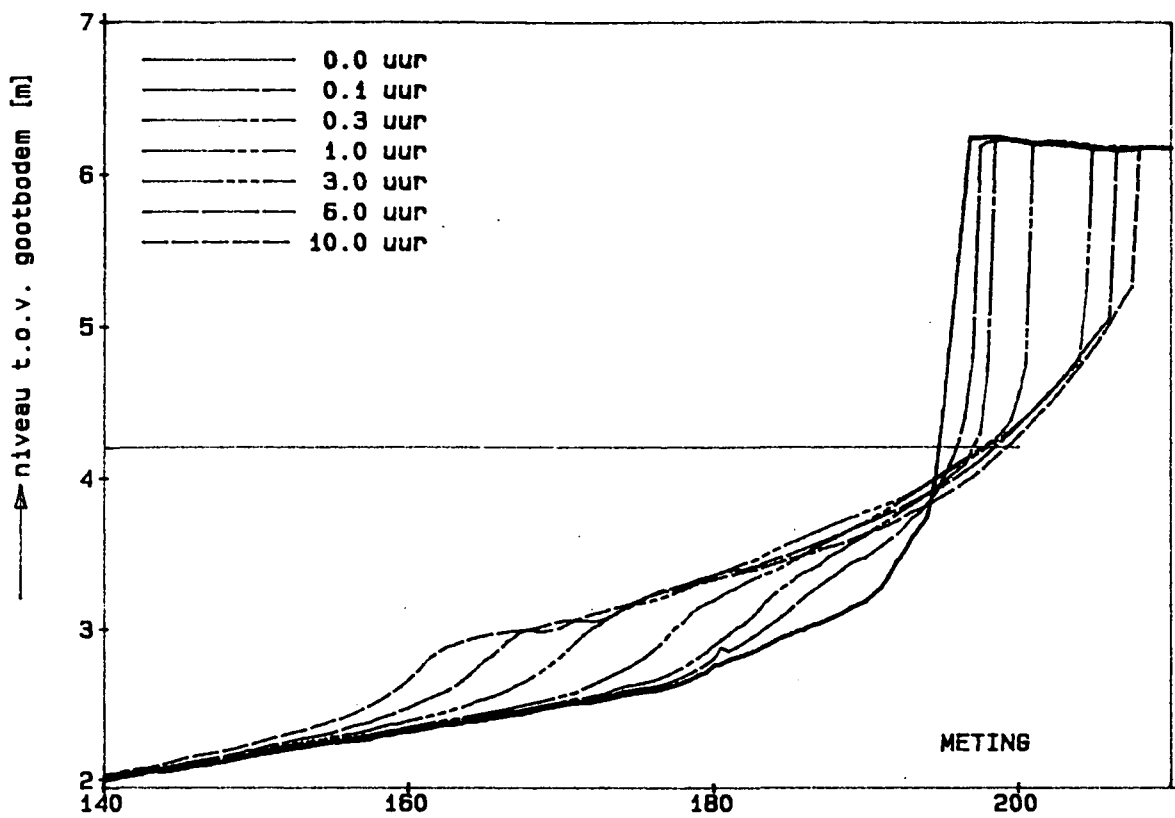
ONTWIKKELING AFZETTING

M1263-T2

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H 298

FIG. 7.2.2



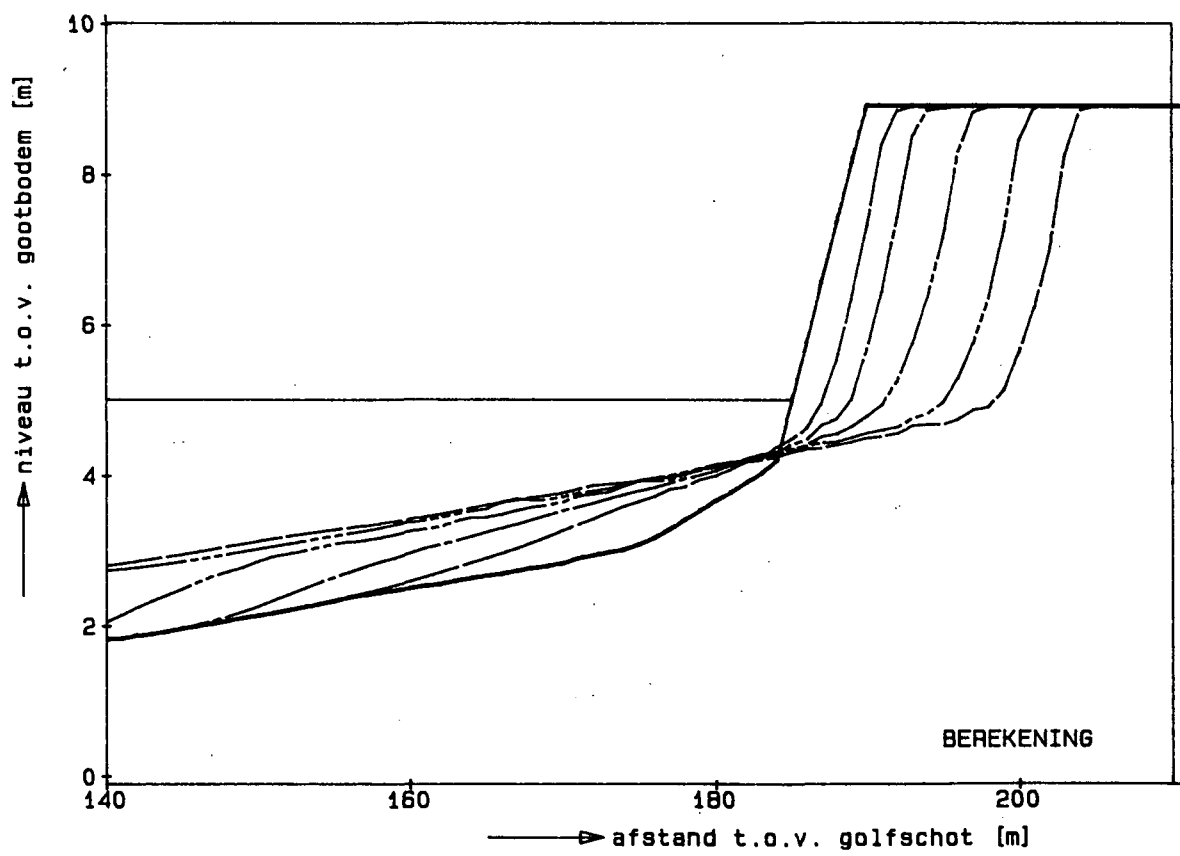
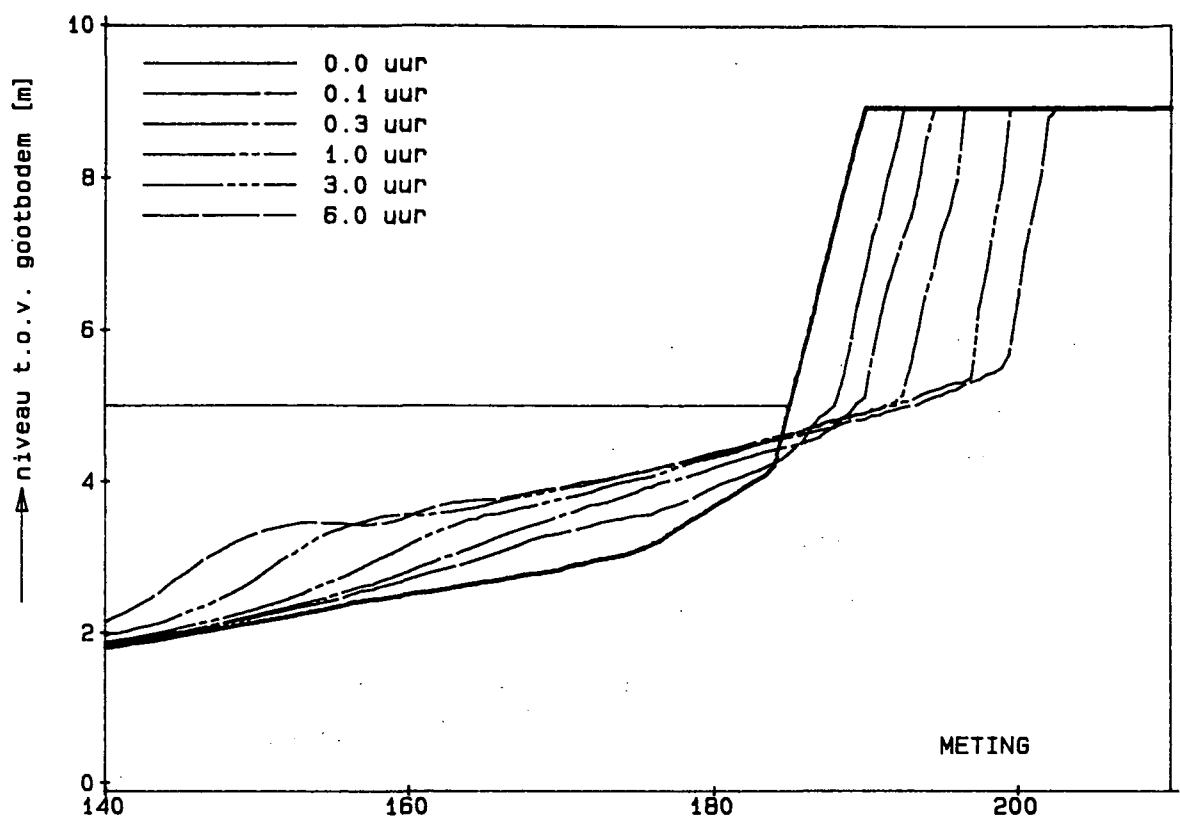
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
 PROFIELONTWIKKELING

M1263-T1

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG.7.3.1



—▶ afstand t.o.v. golfschot [m]

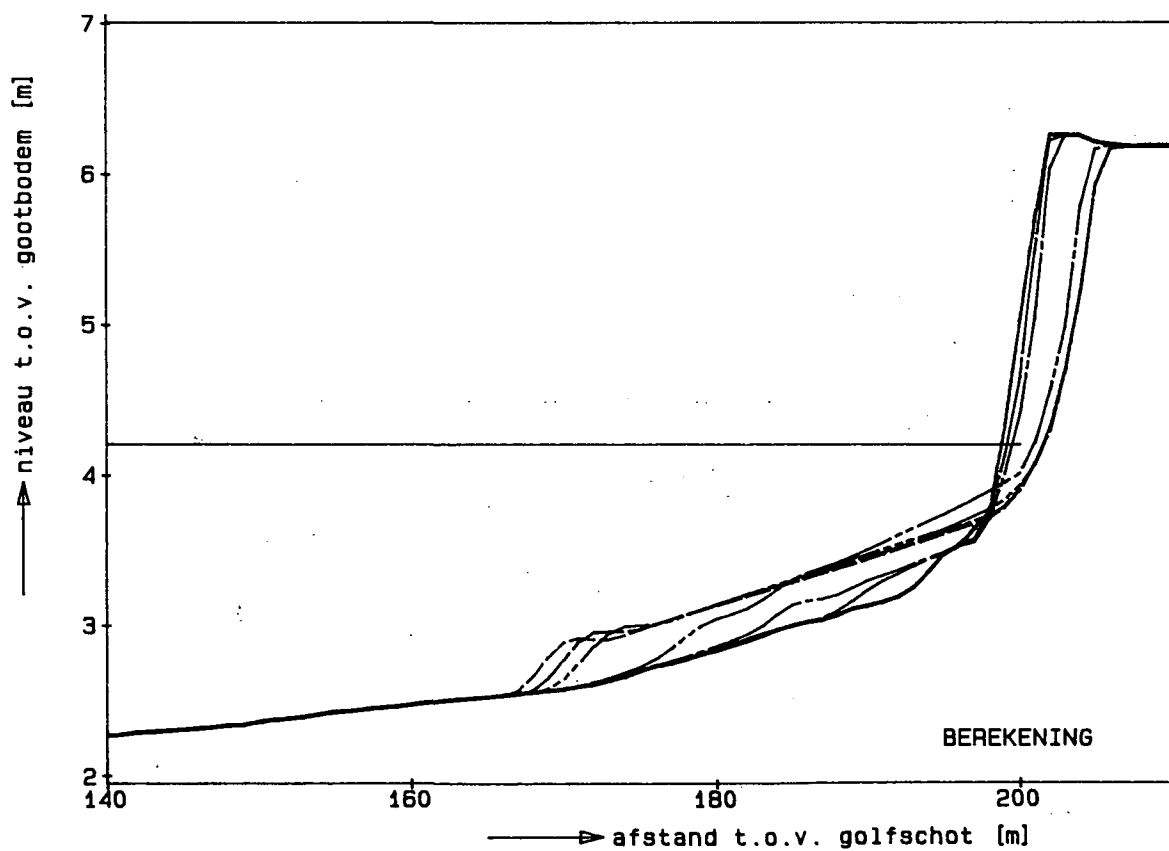
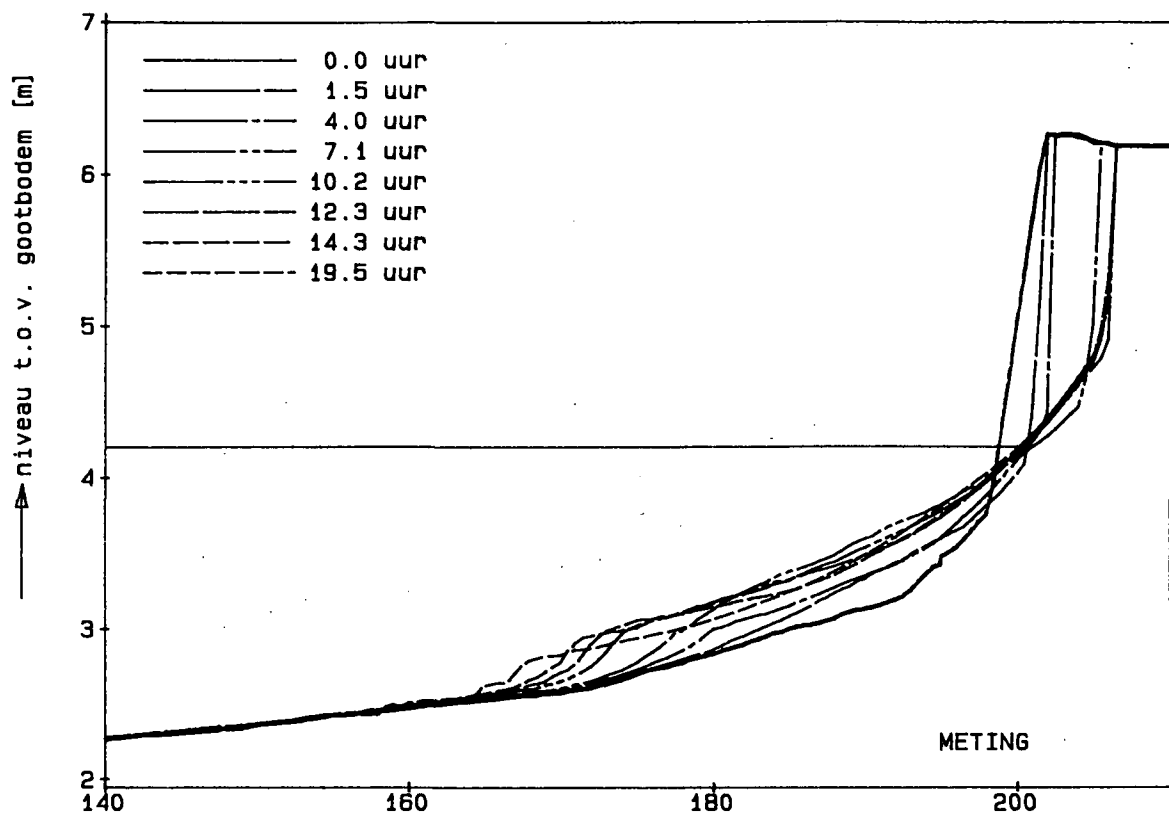
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
PROFIELONTWIKKELING

M1263-T5

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG.7.3.2



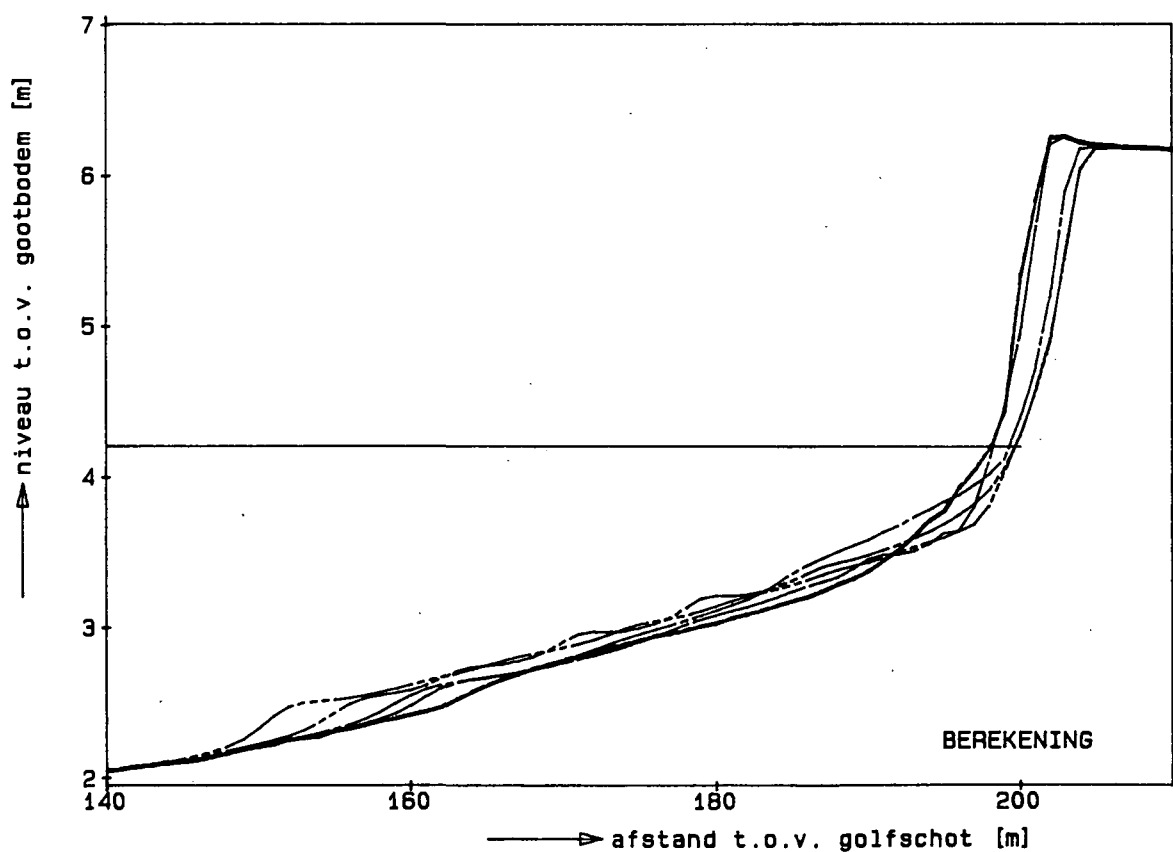
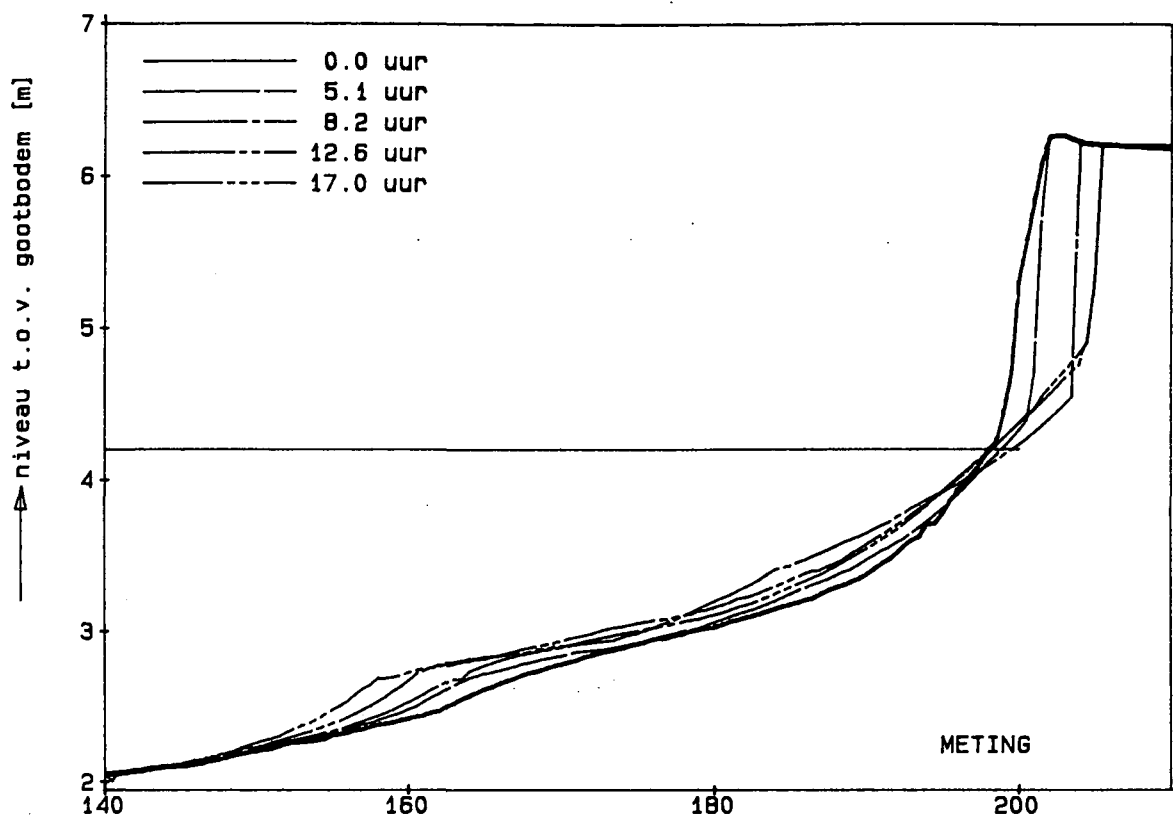
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
PROFIELONTWIKKELING

M1263-T3

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG.7.3.3



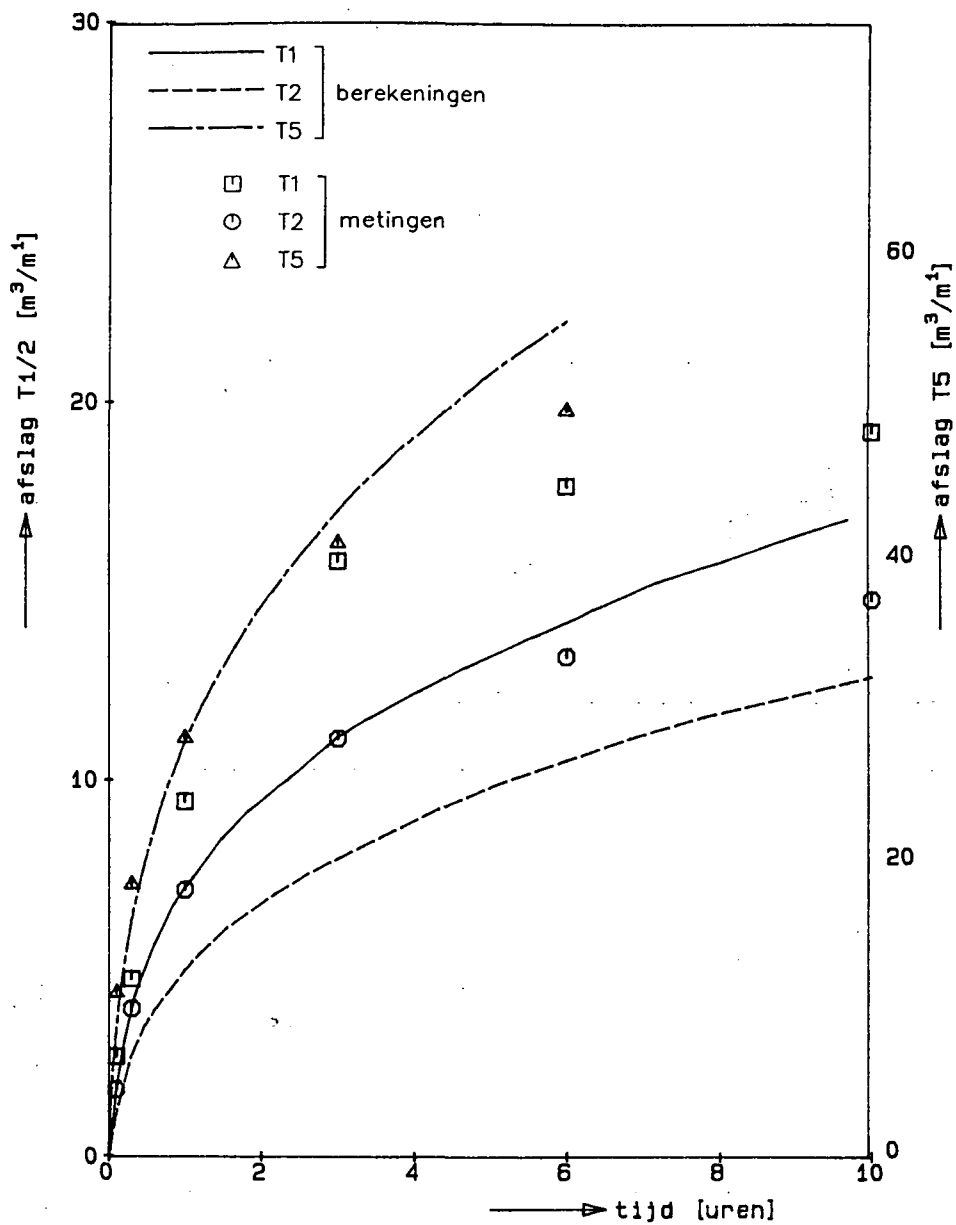
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
 PROFIELONTWIKKELING

M1263-T4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG.7.3.4



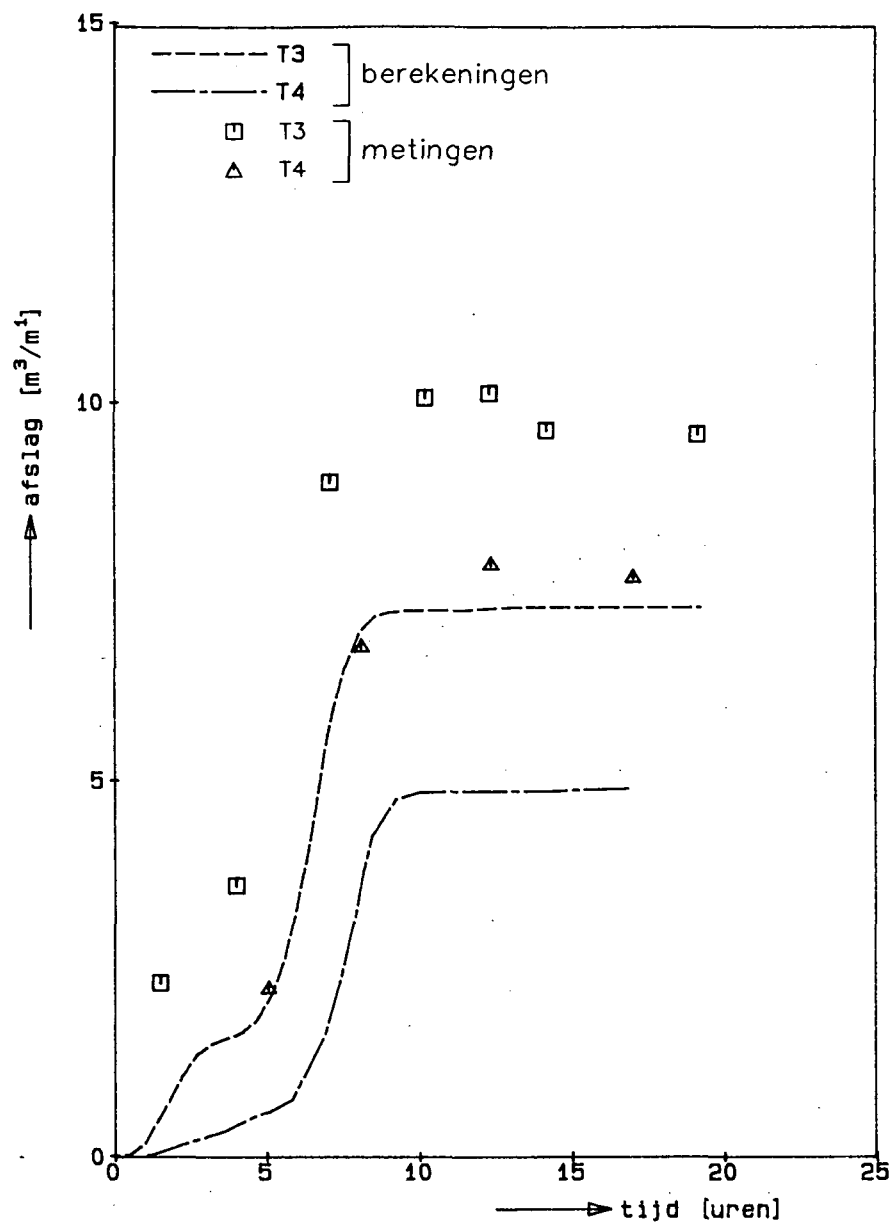
ONTWIKKELING AFSLAG BIJ VASTE CONDITIES

M1263-III-T1/2/5

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-03

FIG. 7.3.5



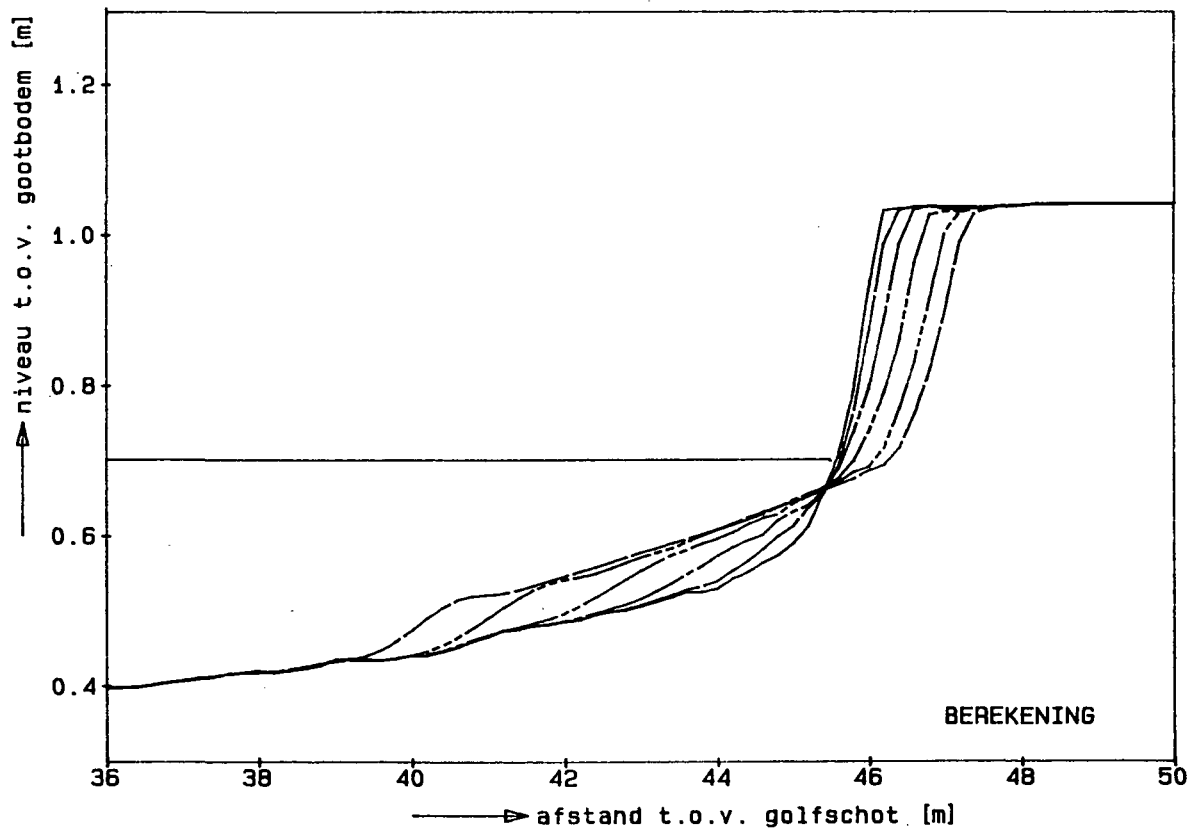
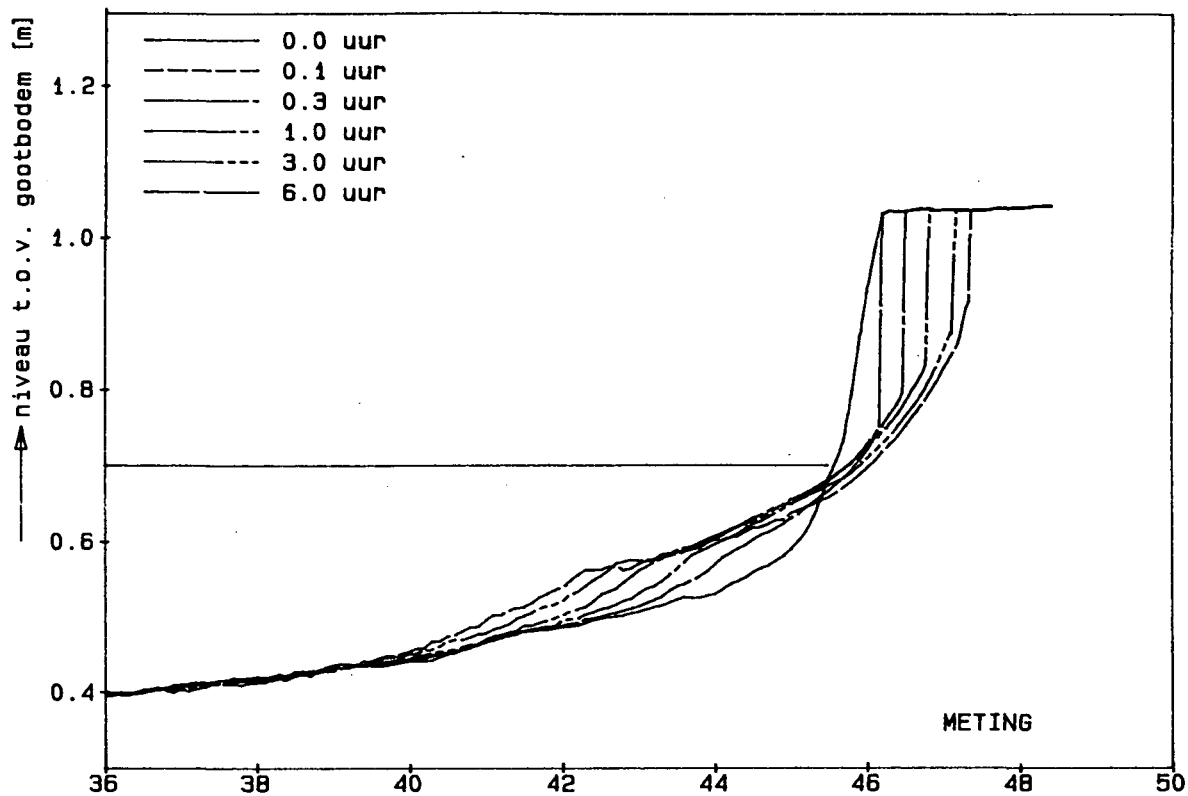
ONTWIKKELING AFSLAG BIJ VARIERENDE
HYDRAULISCHE CONDITIES

M1263-III-T3/4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-03

FIG. 7.3.6



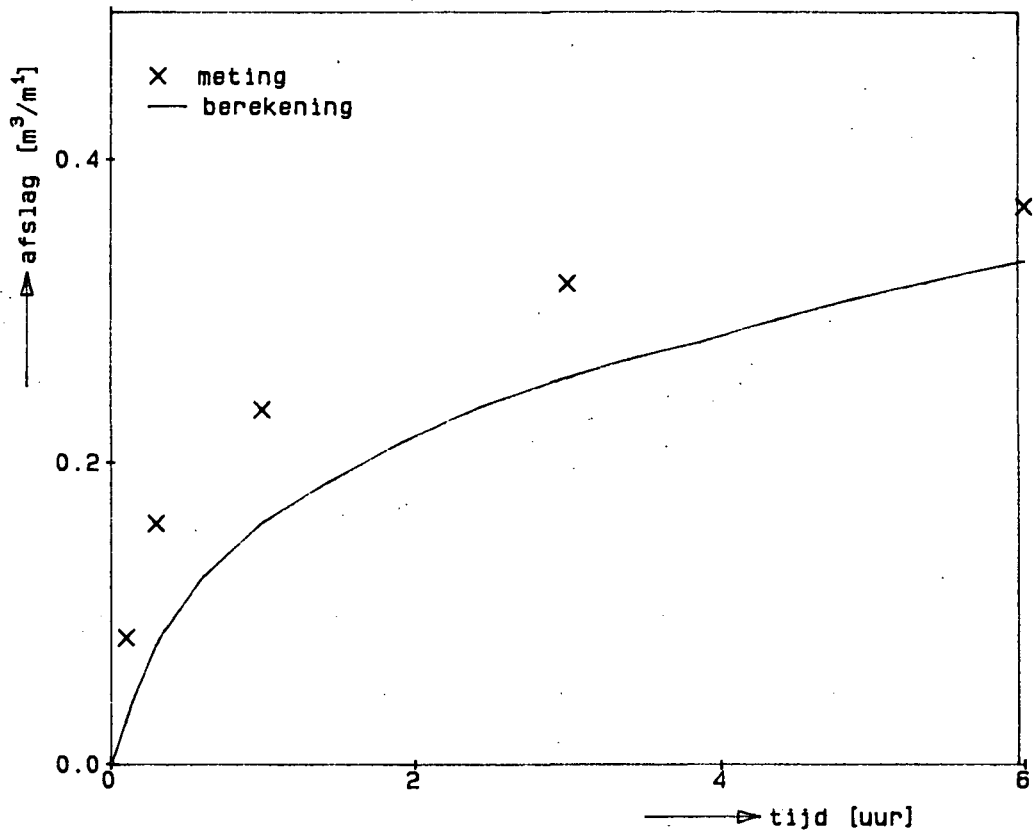
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
PROFIELONTWIKKELING

M1819-T04

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG.7.4.1

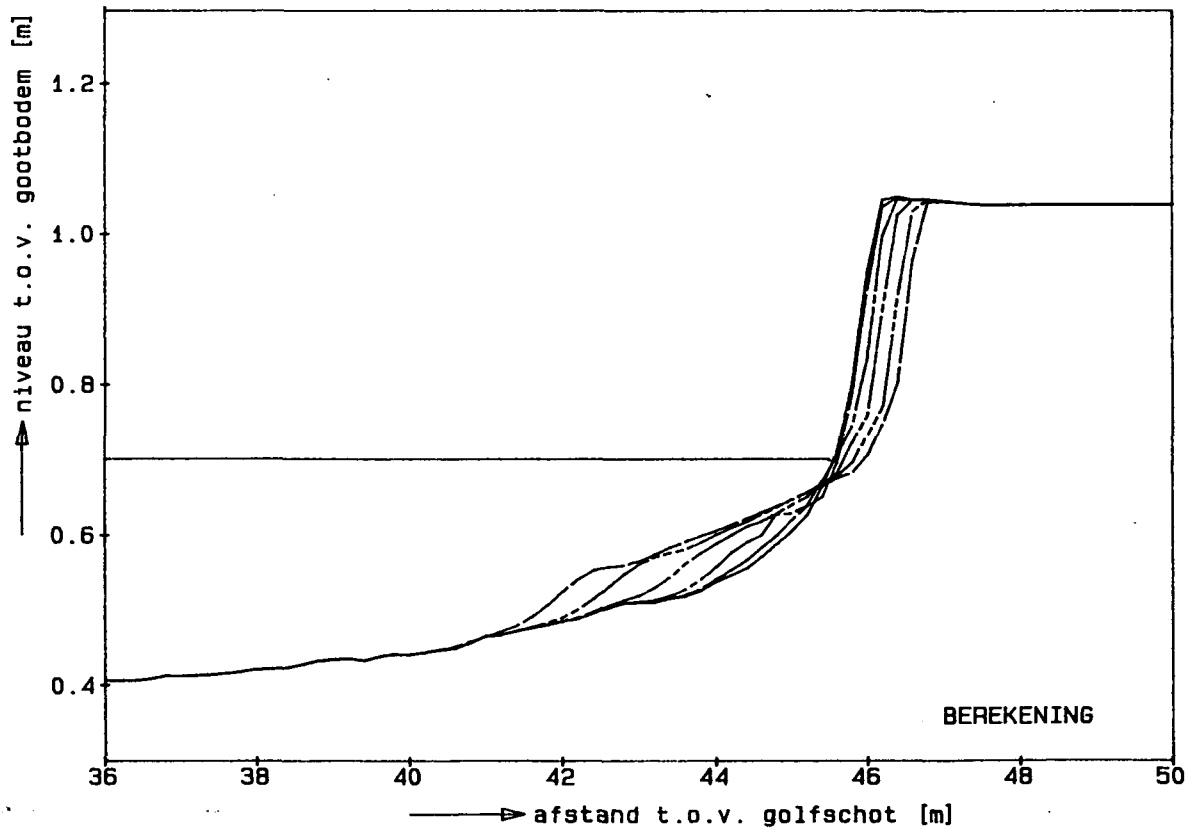
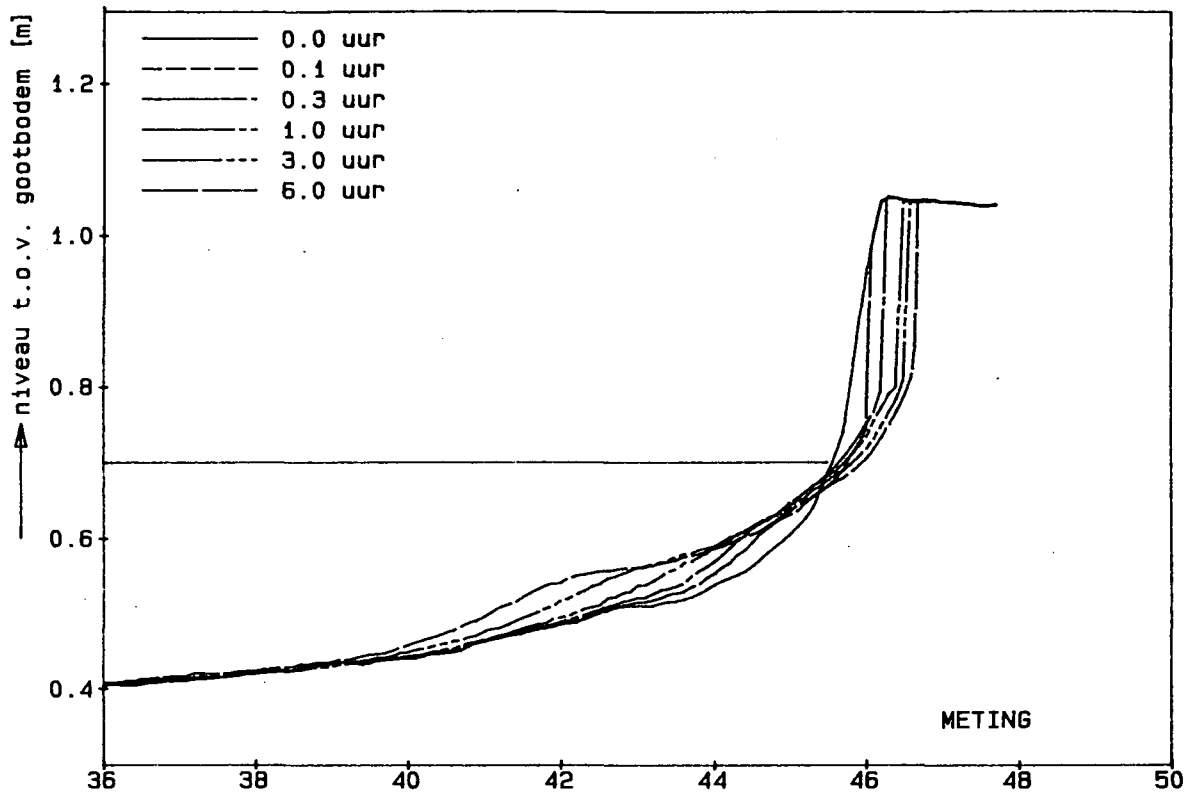


ONTWIKKELING AFSLAG T04

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG.7.4.2



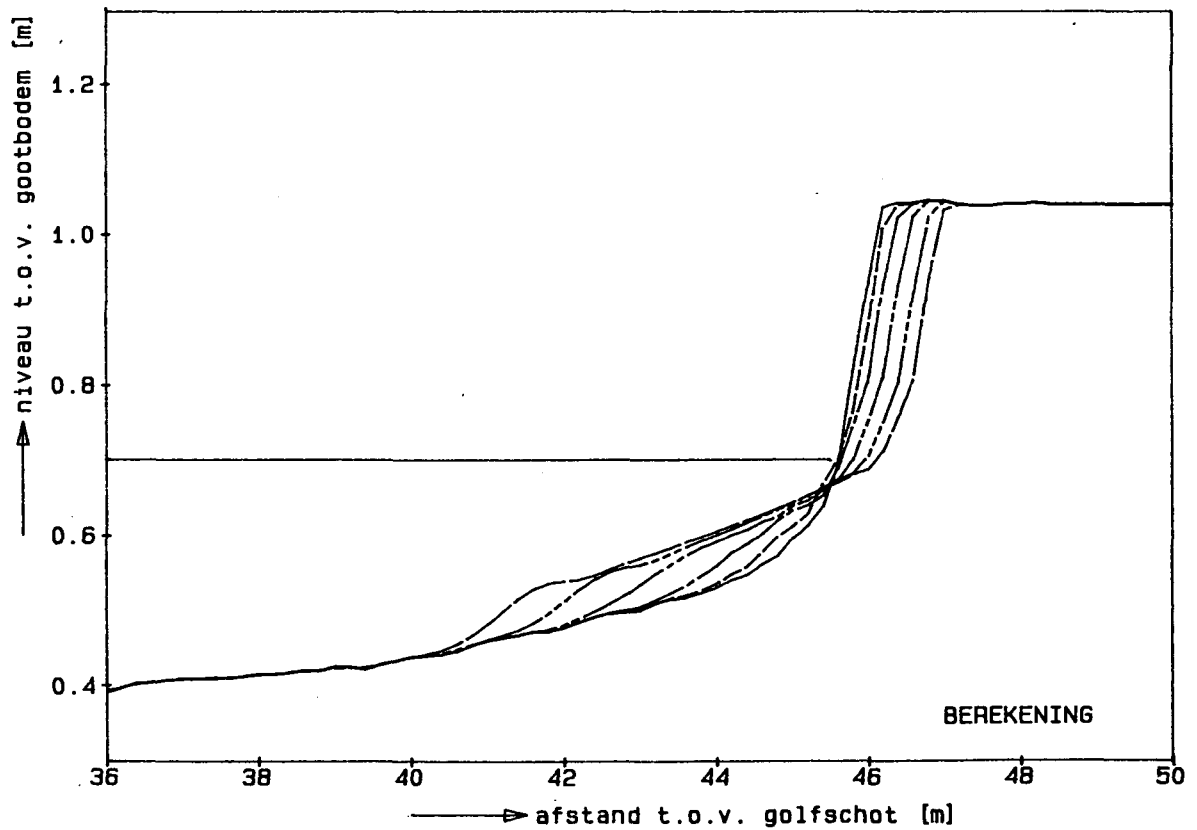
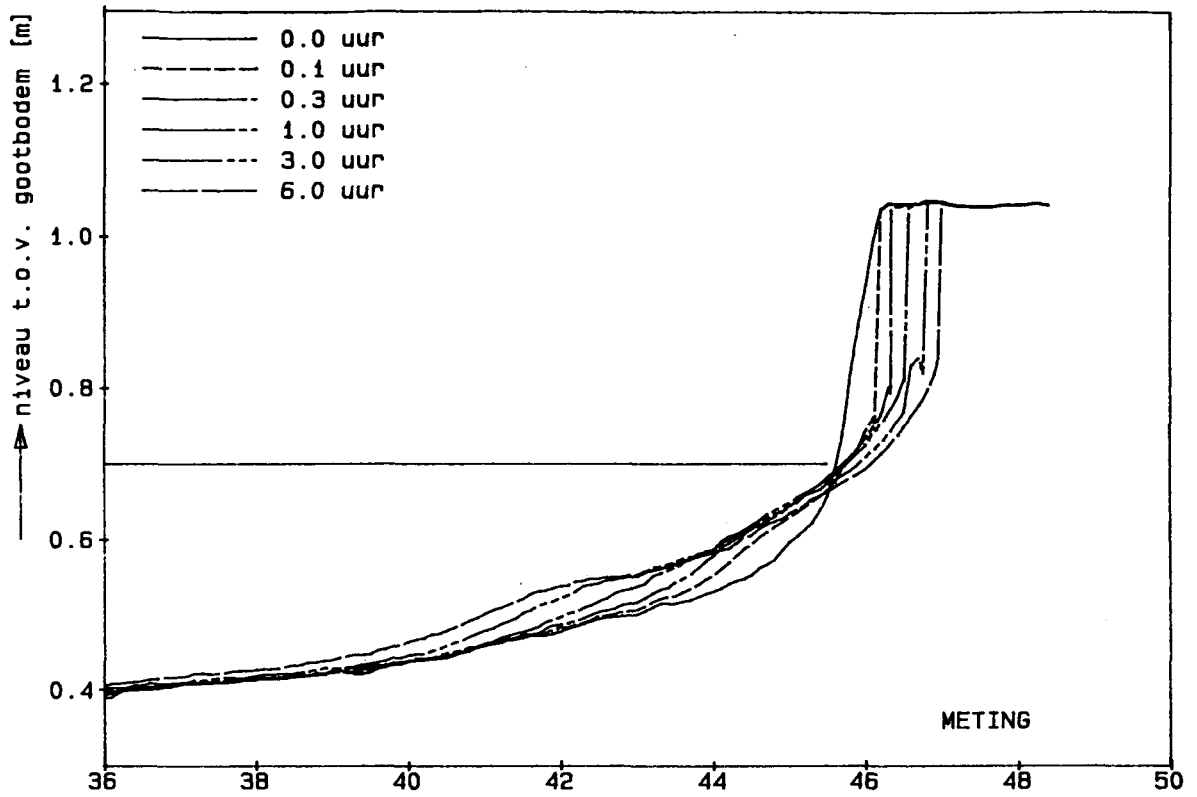
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
 PROFIELONTWIKKELING BIJ VASTE CONDITIES

M1819-T01

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG.8.2.1



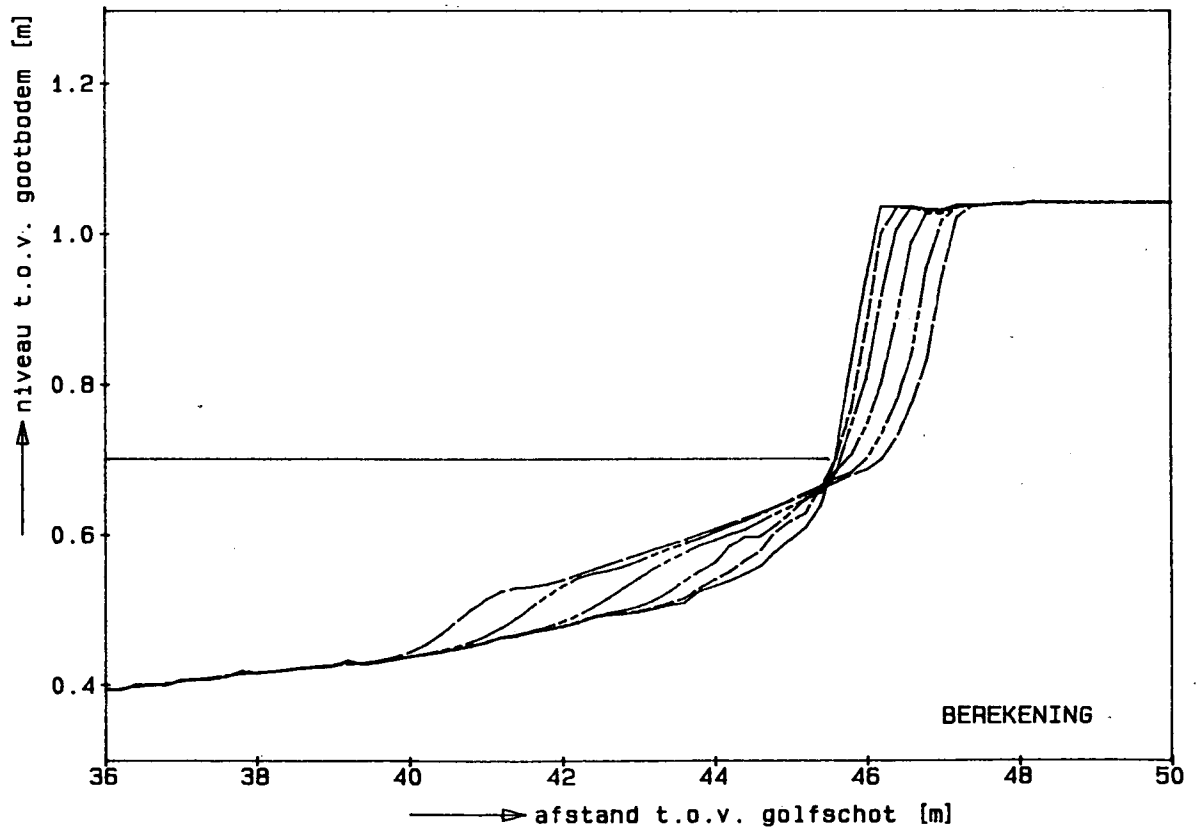
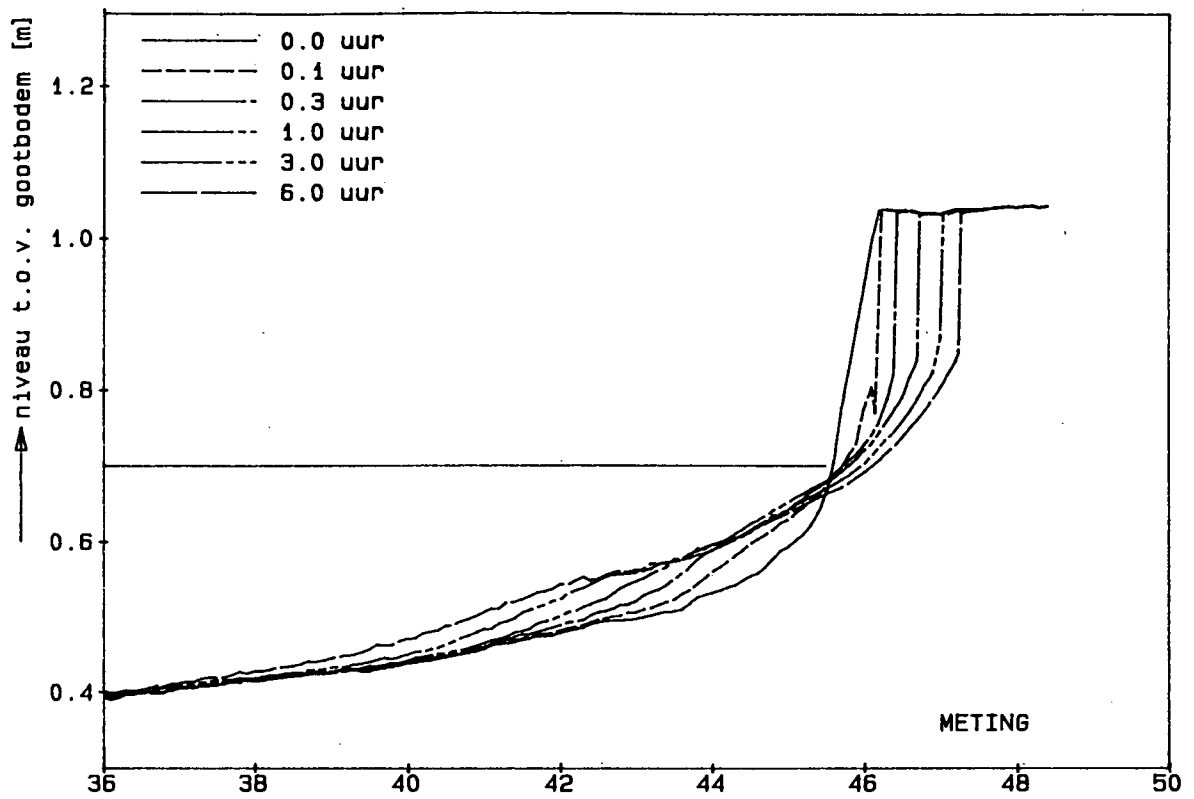
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
 PROFIELONTWIKKELING BIJ VASTE CONDITIES

M1819-T02

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG. 8.2.2



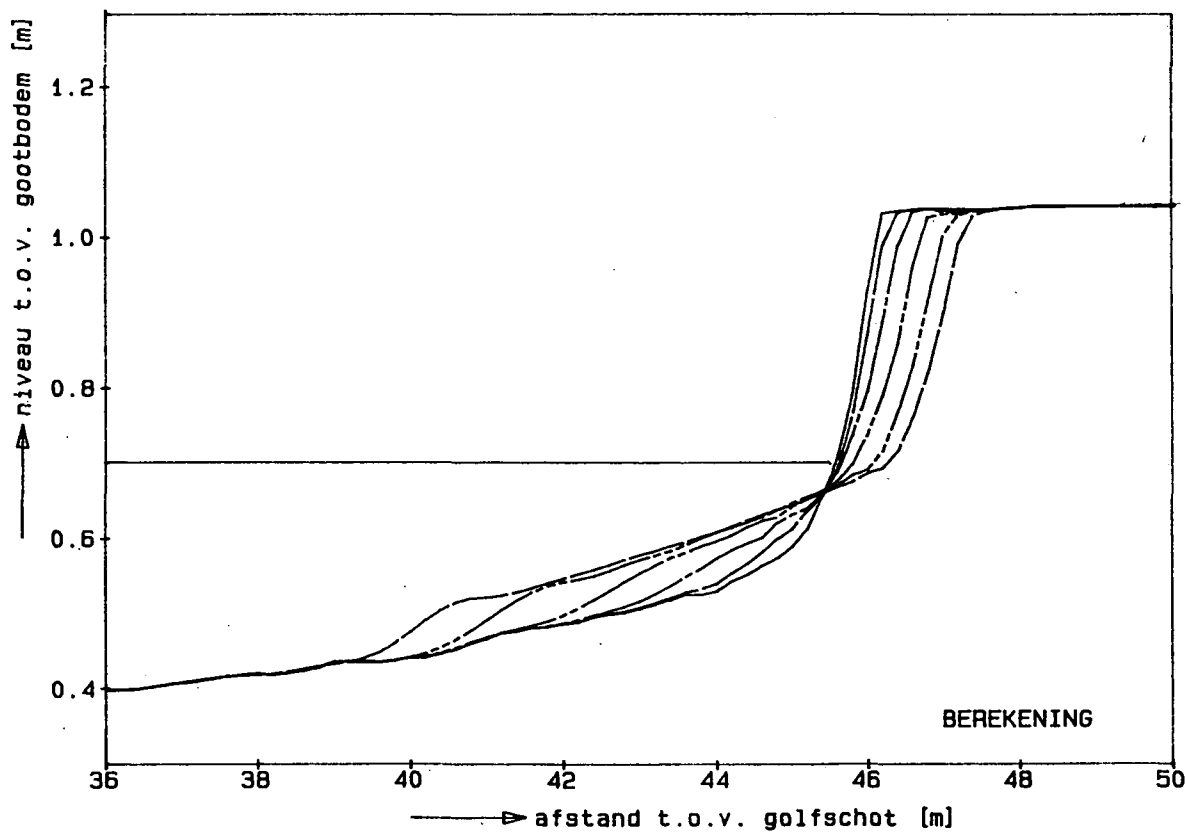
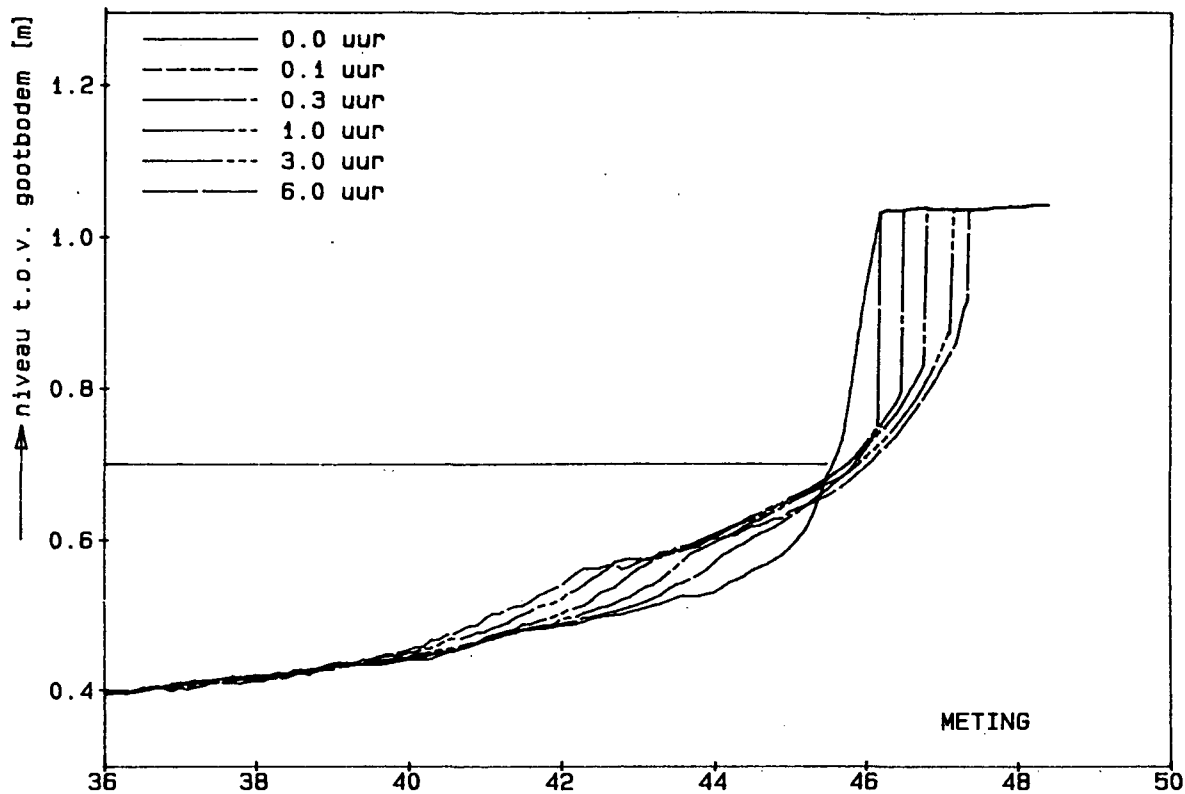
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
 PROFIELONTWIKKELING BIJ VASTE CONDITIES

M1819-T03

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG.8.2.3



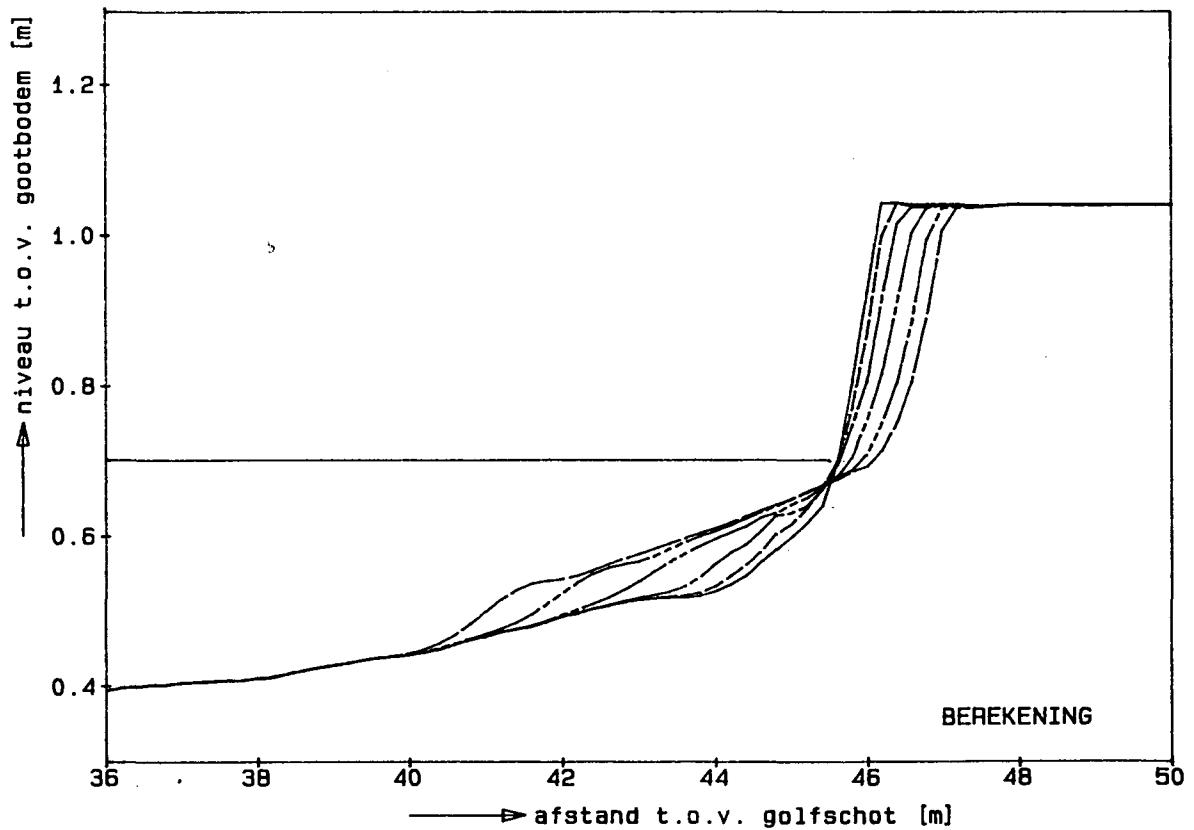
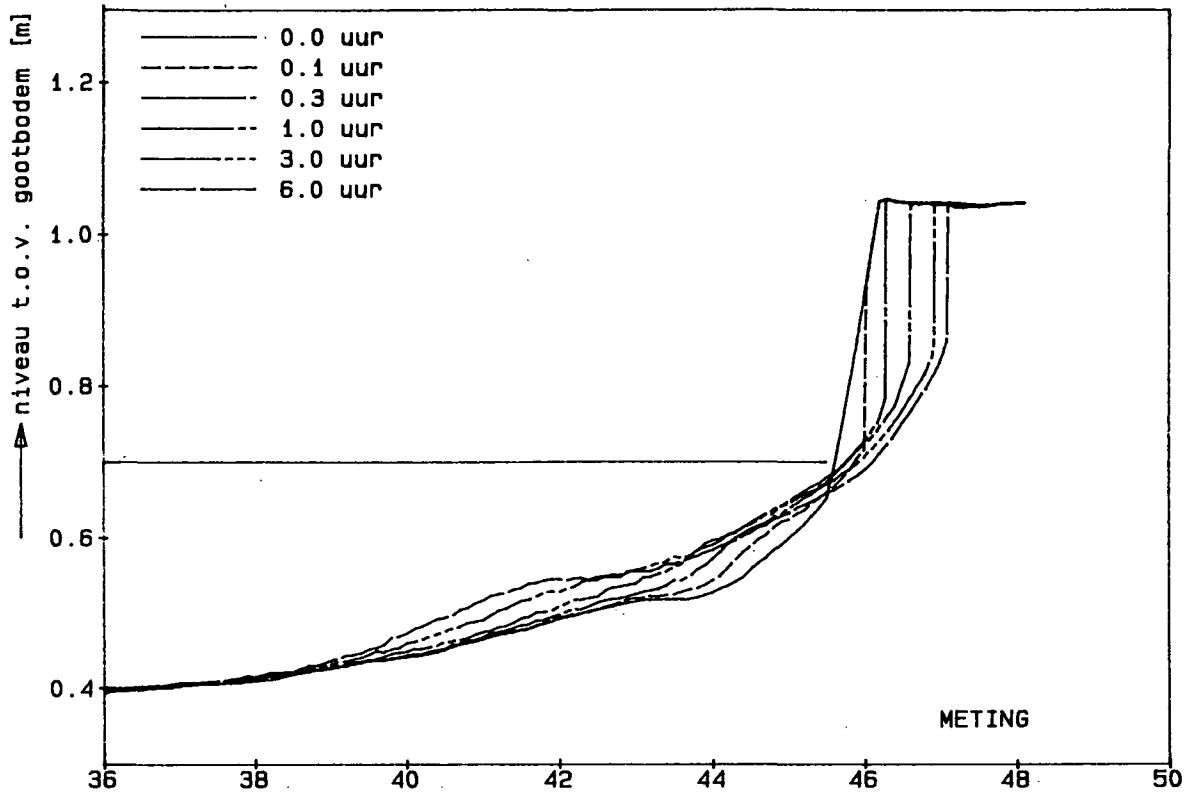
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
 PROFIELONTWIKKELING BIJ VASTE CONDITIES

M1819-T04

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG.8.2.4



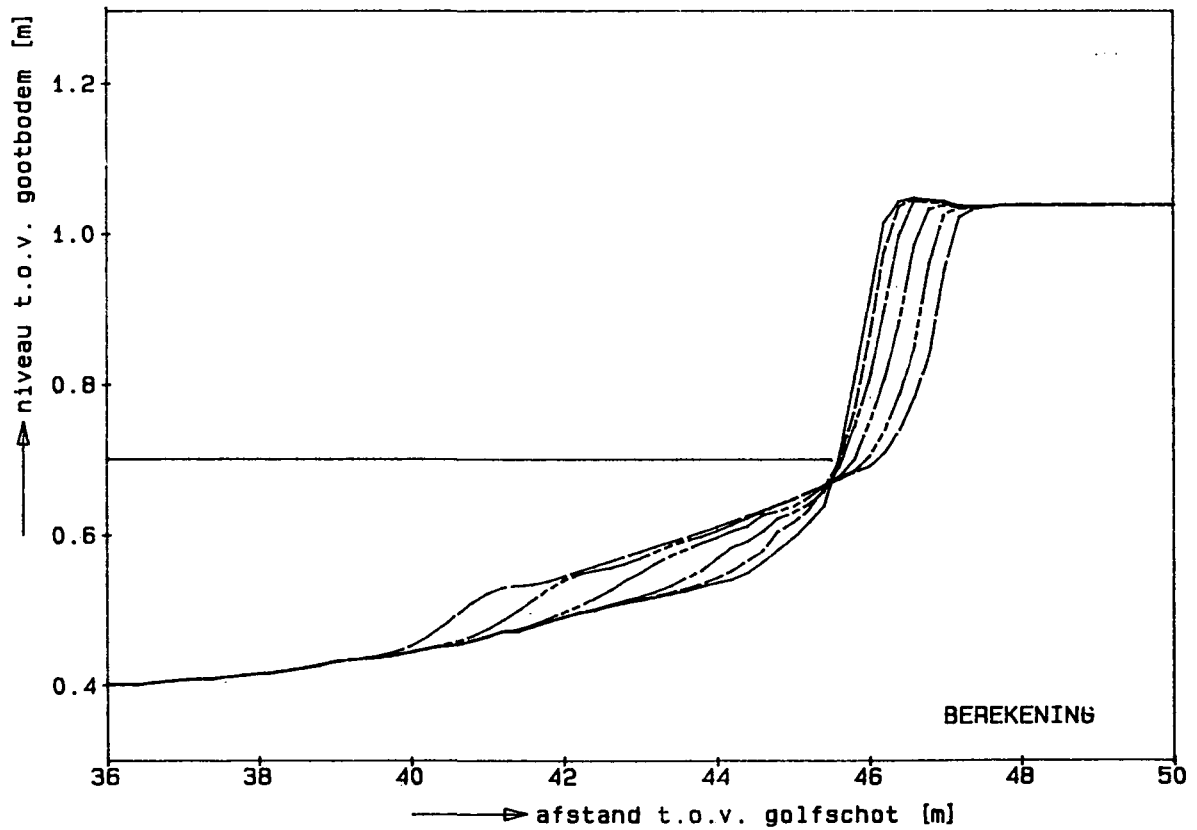
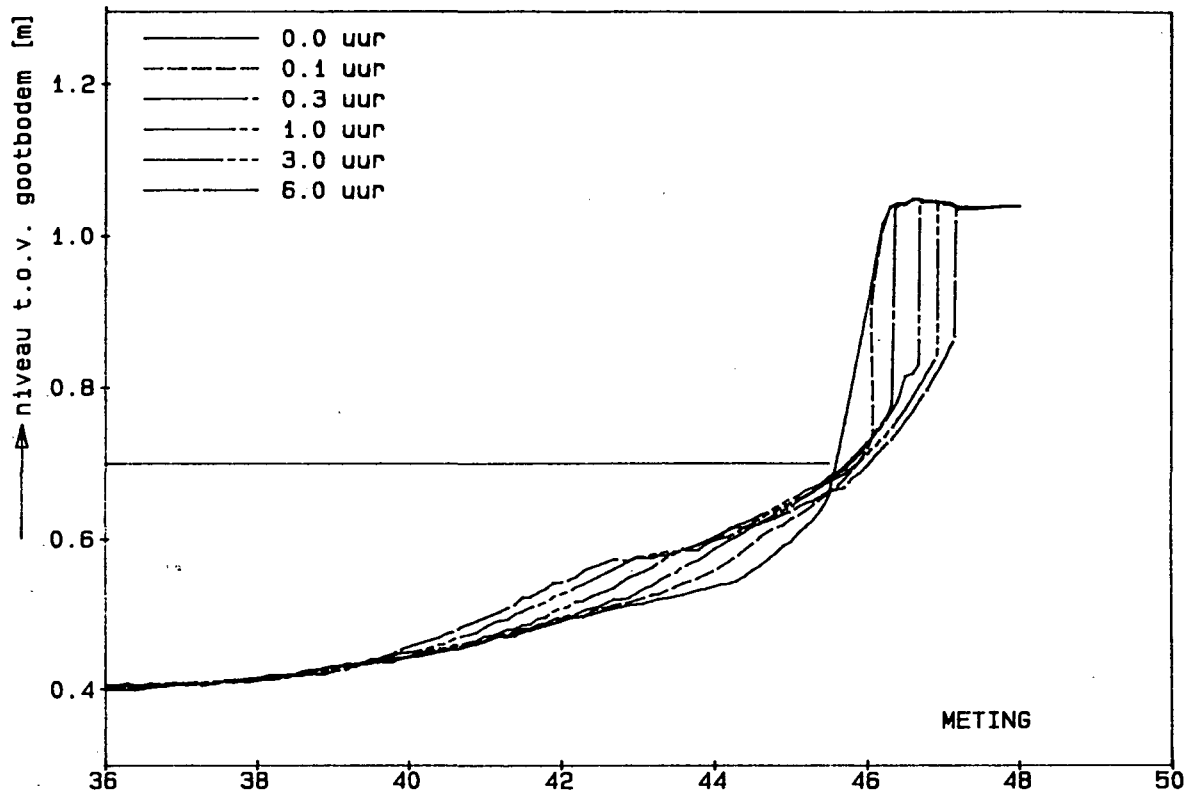
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
 PROFIELONTWIKKELING BIJ VASTE CONDITIES

M1819-T05

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG. 8.2.5



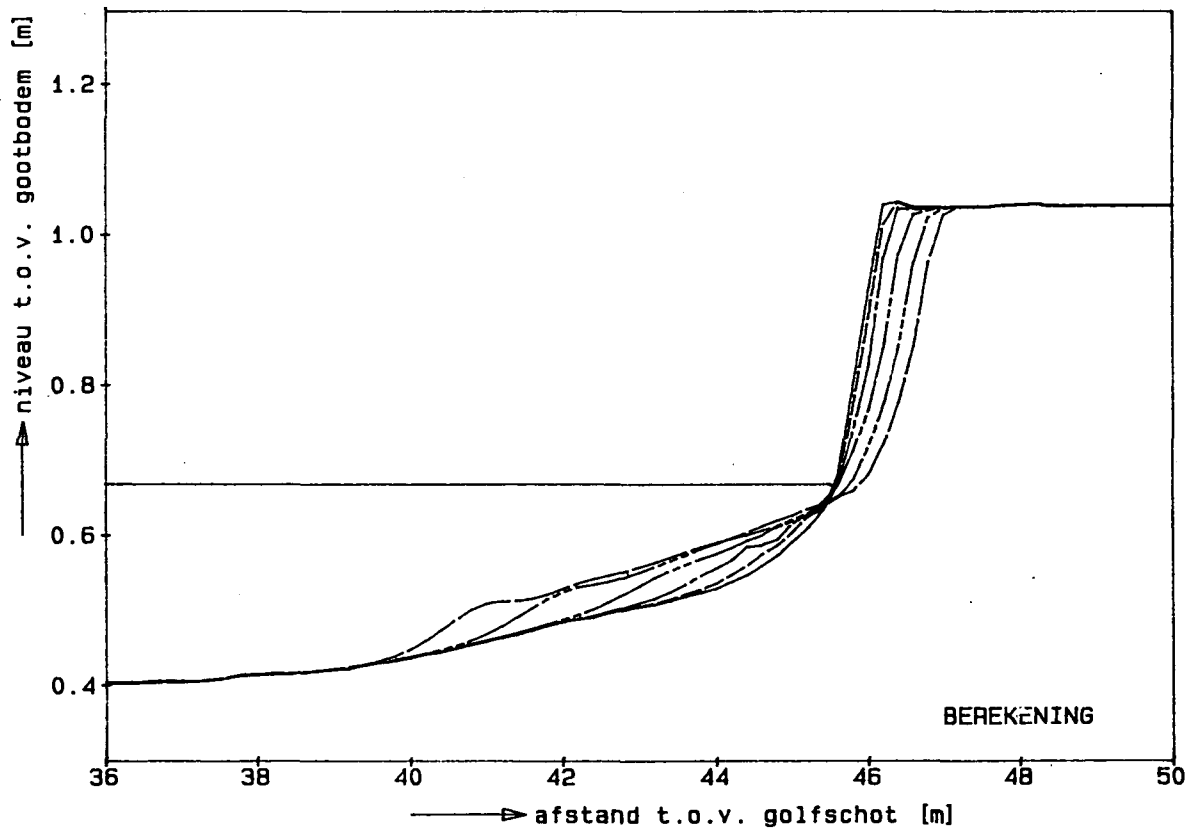
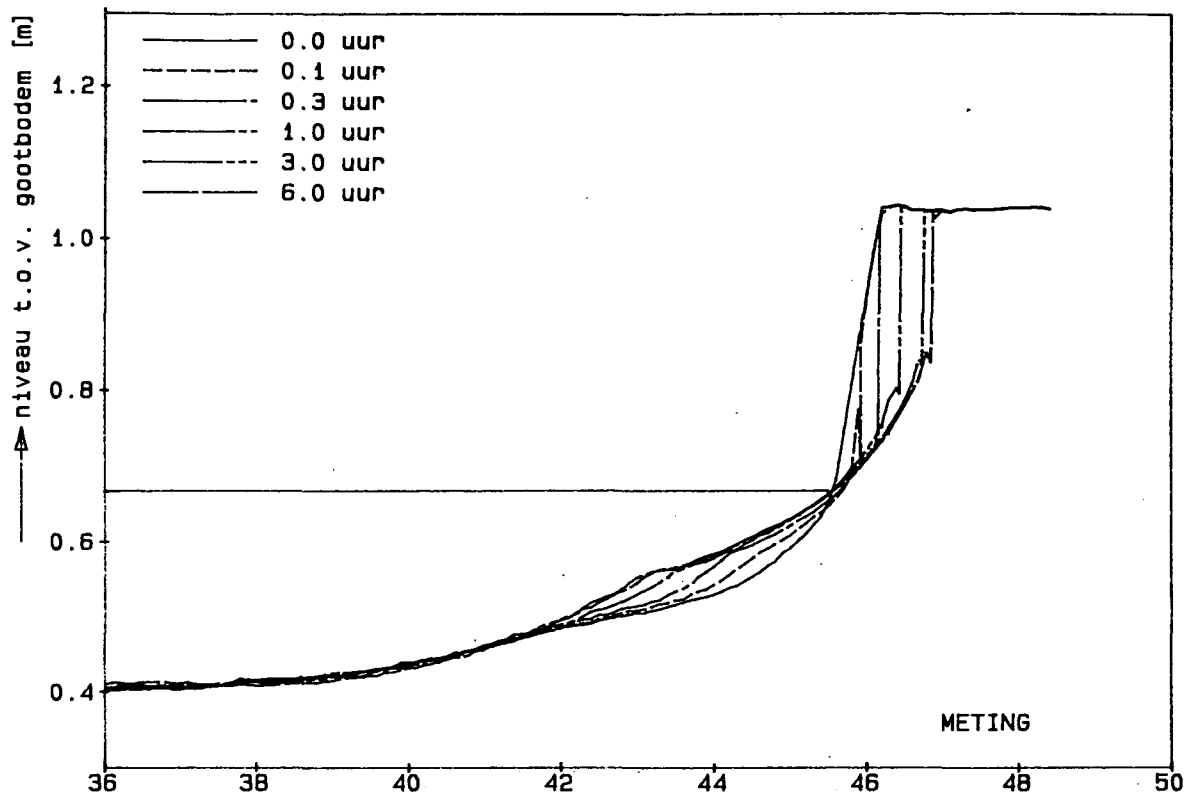
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
 PROFIELONTWIKKELING BIJ VASTE CONDITIES

M1819-T06

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG. 8.2.6



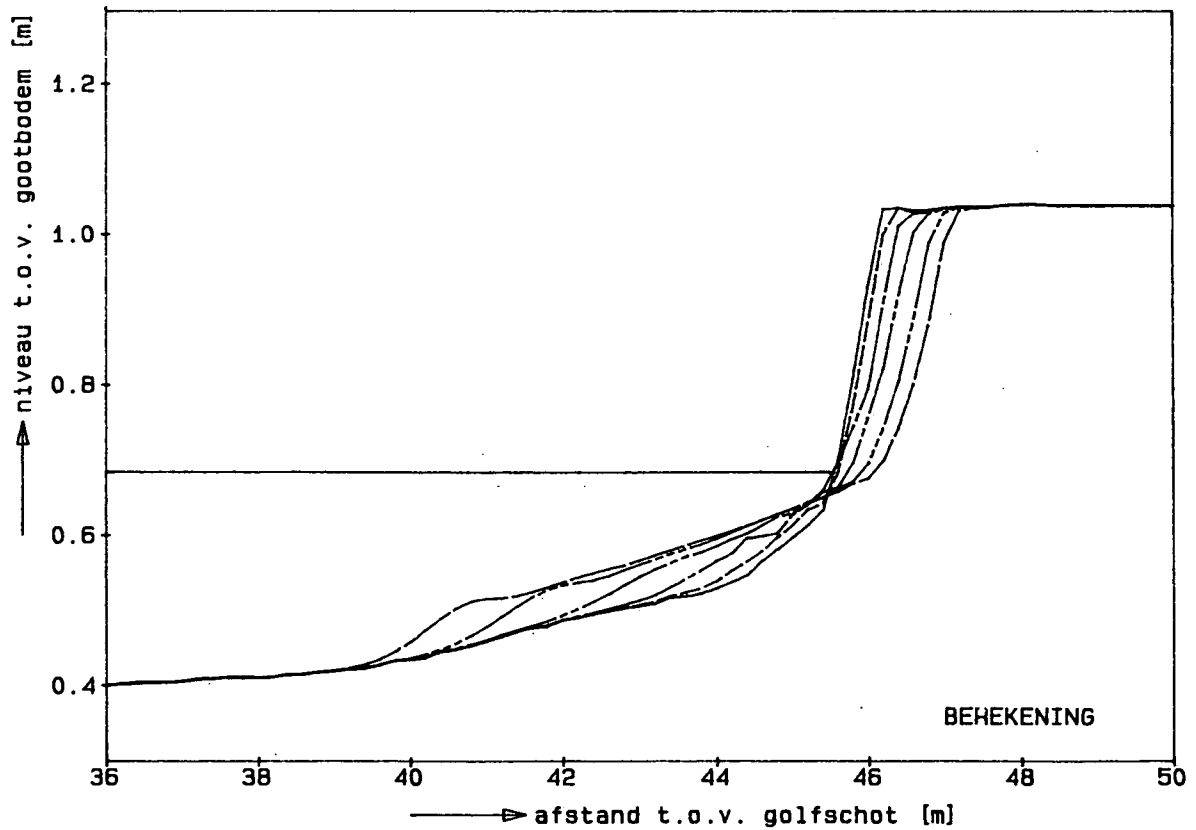
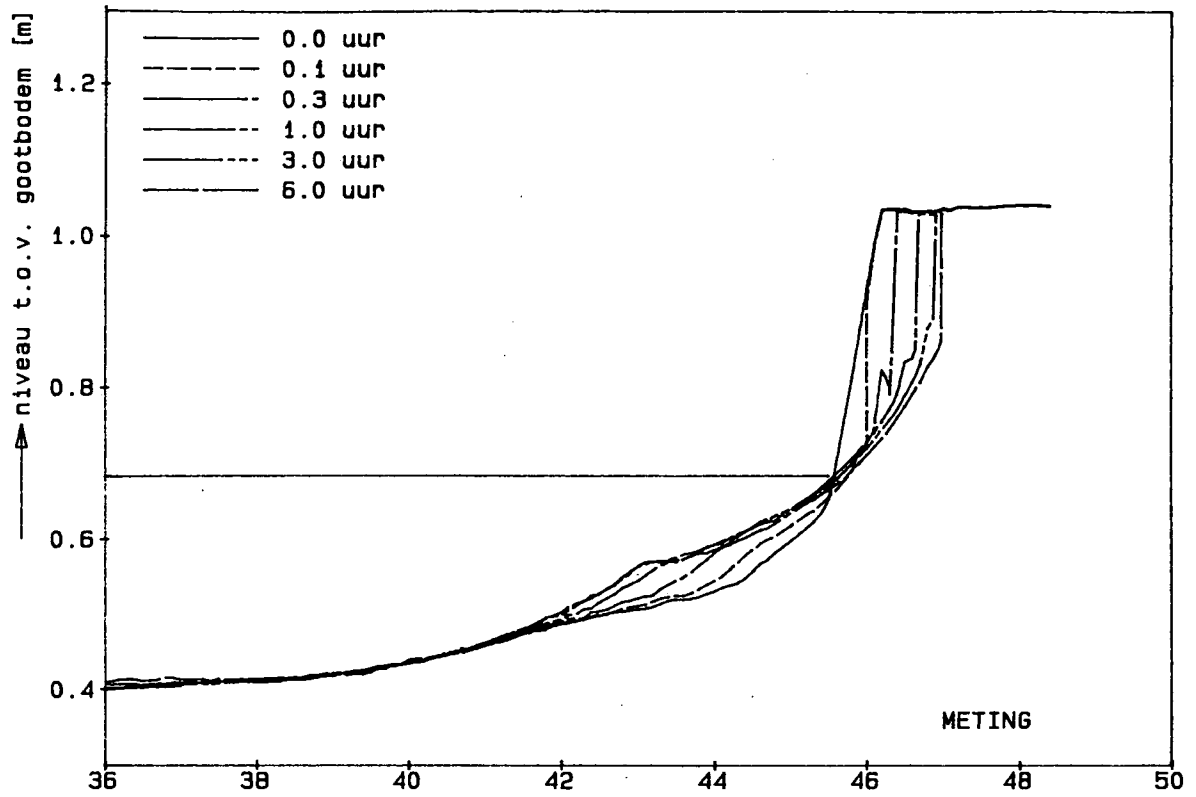
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
 PROFIELONTWIKKELING BIJ VASTE CONDITIES

M1819-T07

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG. 8.2.7



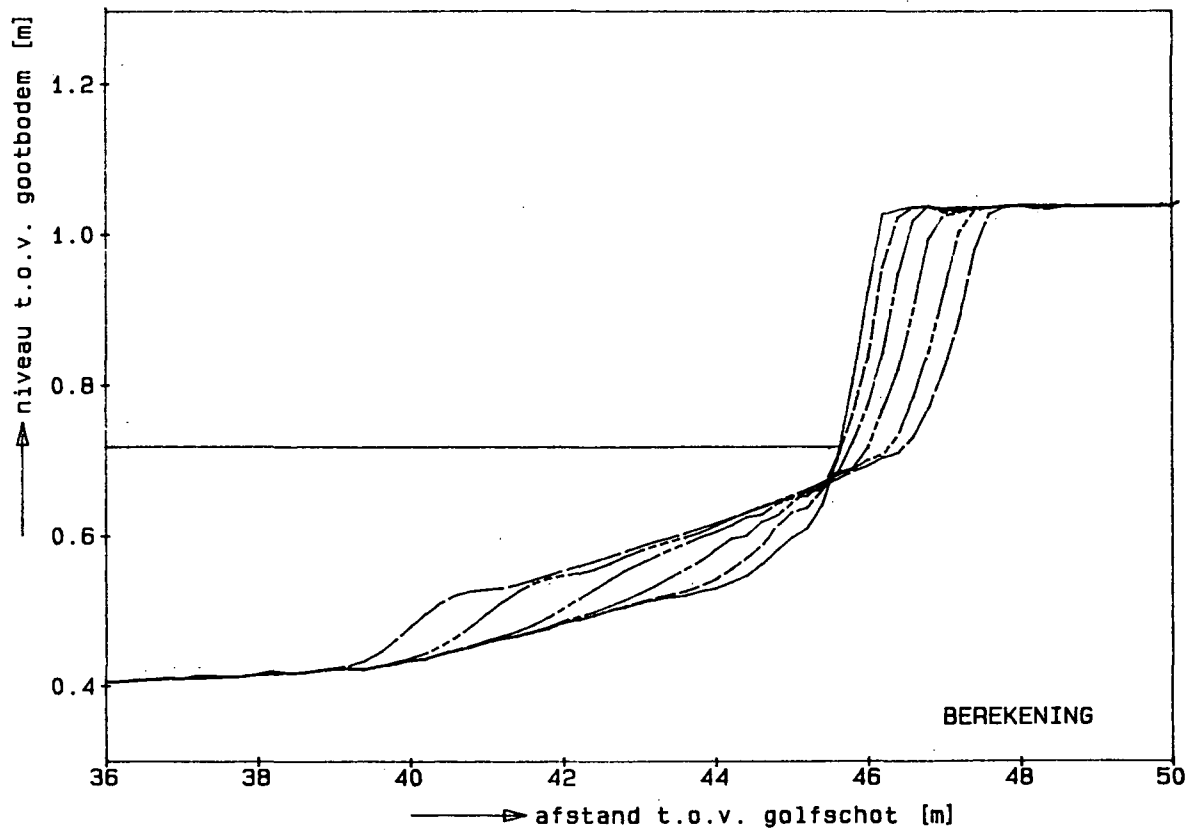
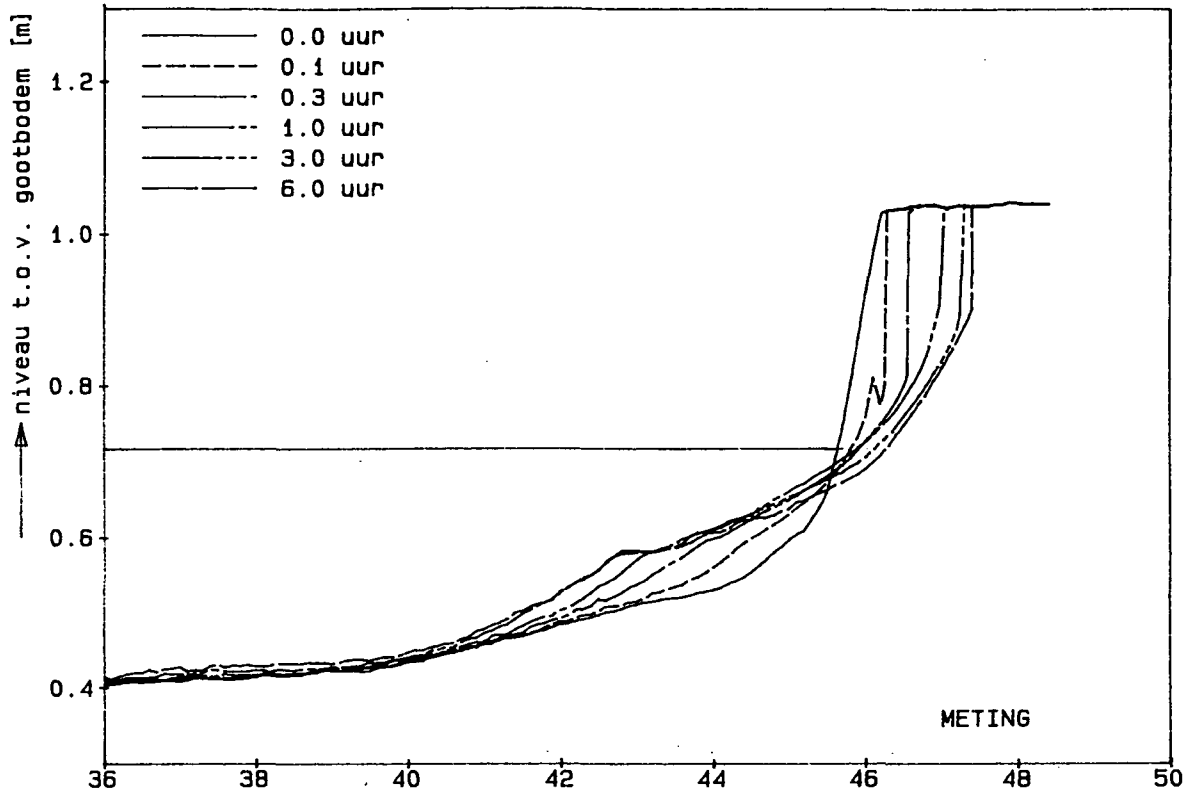
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
 PROFIELONTWIKKELING BIJ VASTE CONDITIES

M1819-T08

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG. 8.2.8



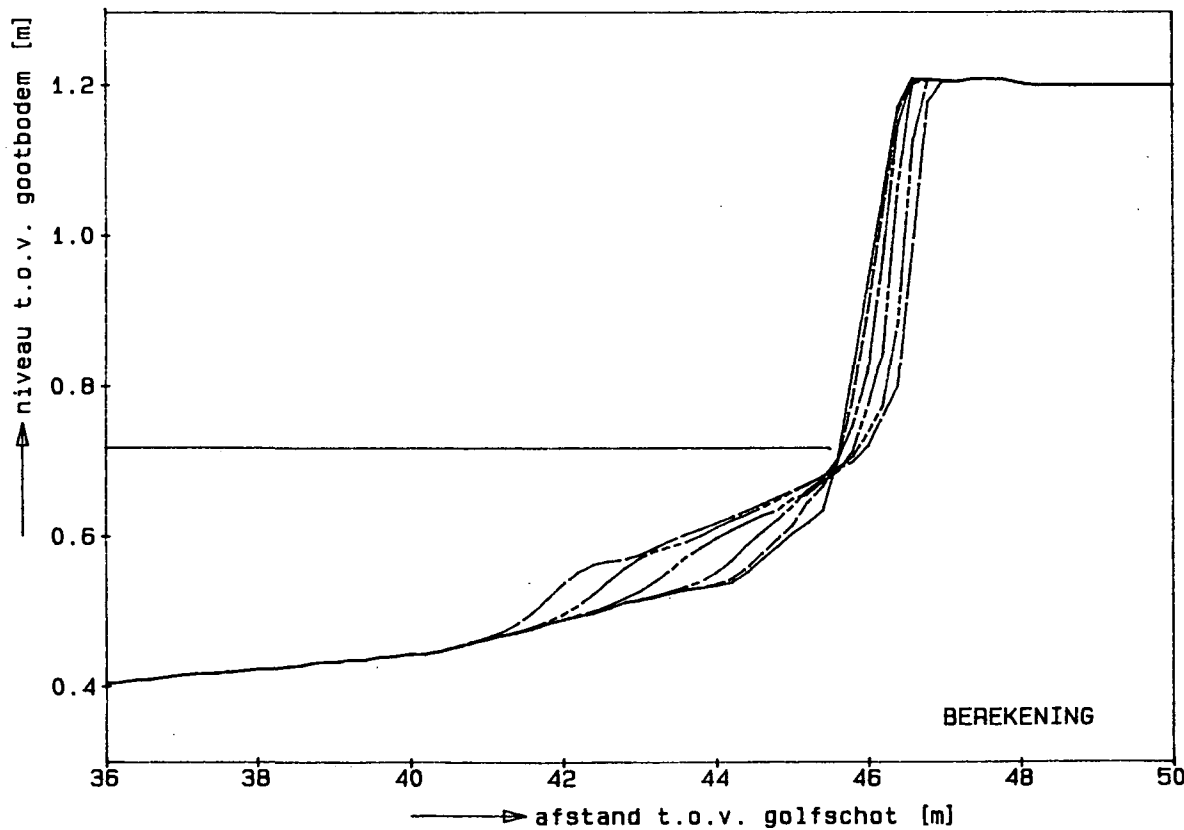
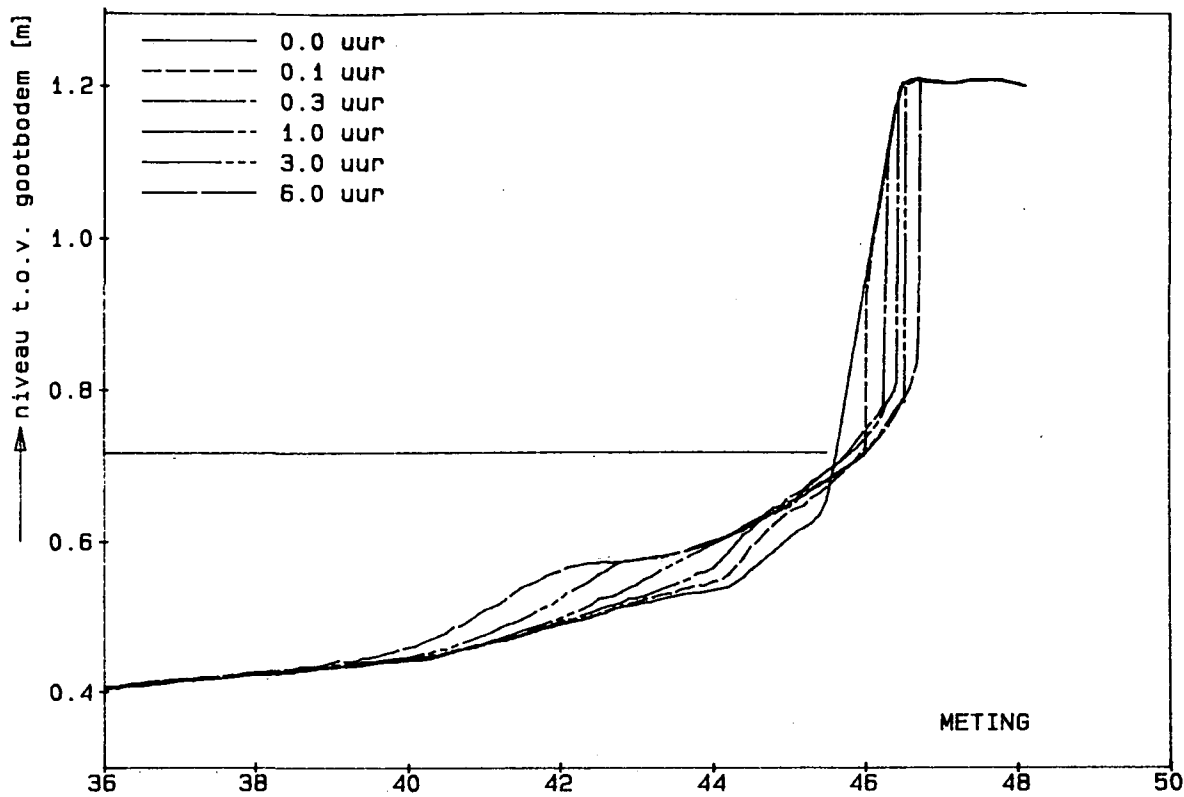
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
PROFIELONTWIKKELING BIJ VASTE CONDITIES

M1819-T09

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG. 8.2.9



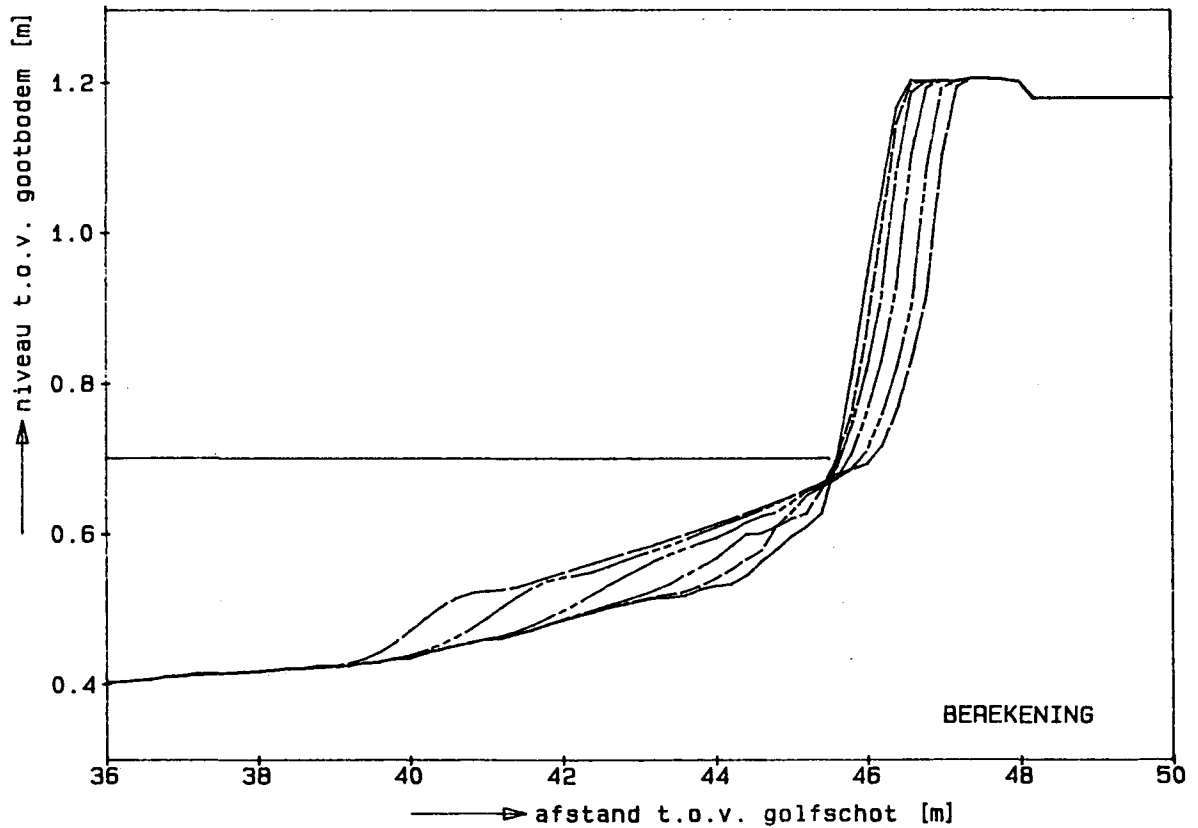
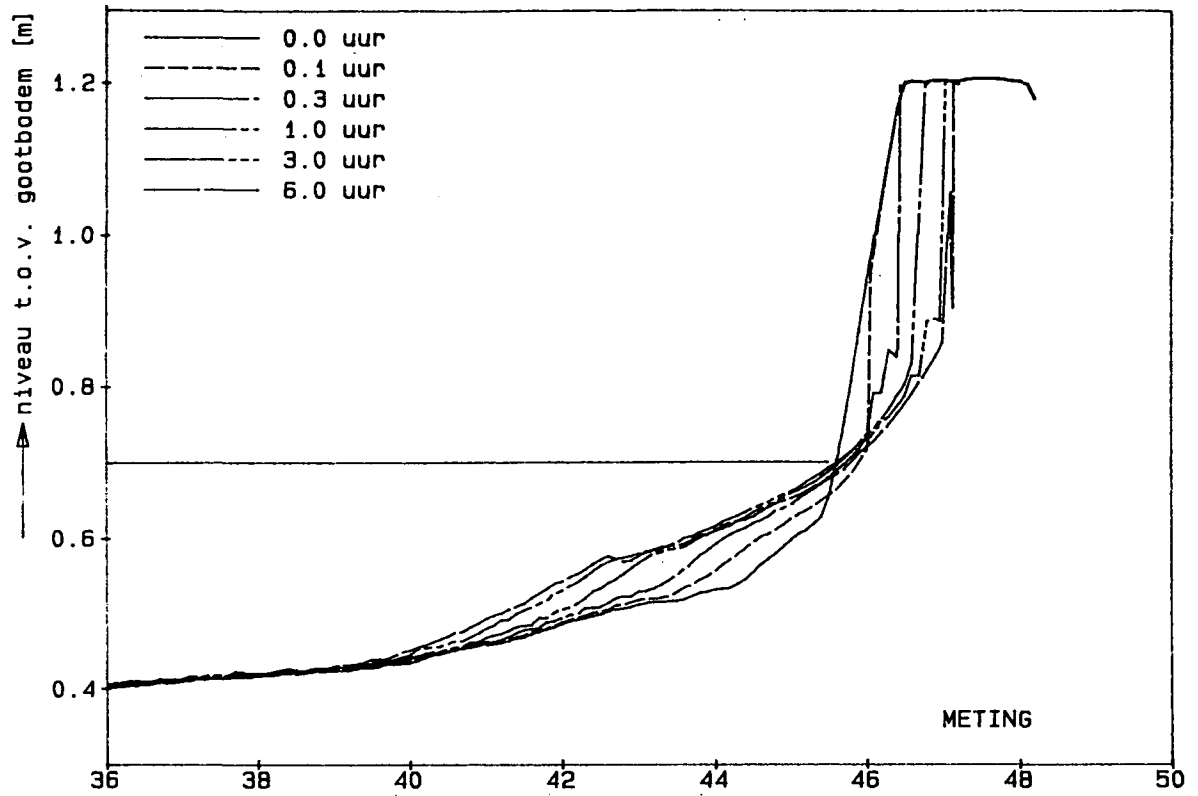
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
 PROFIELONTWIKKELING BIJ VASTE CONDITIES

M1819-T10

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

F.8.2.10



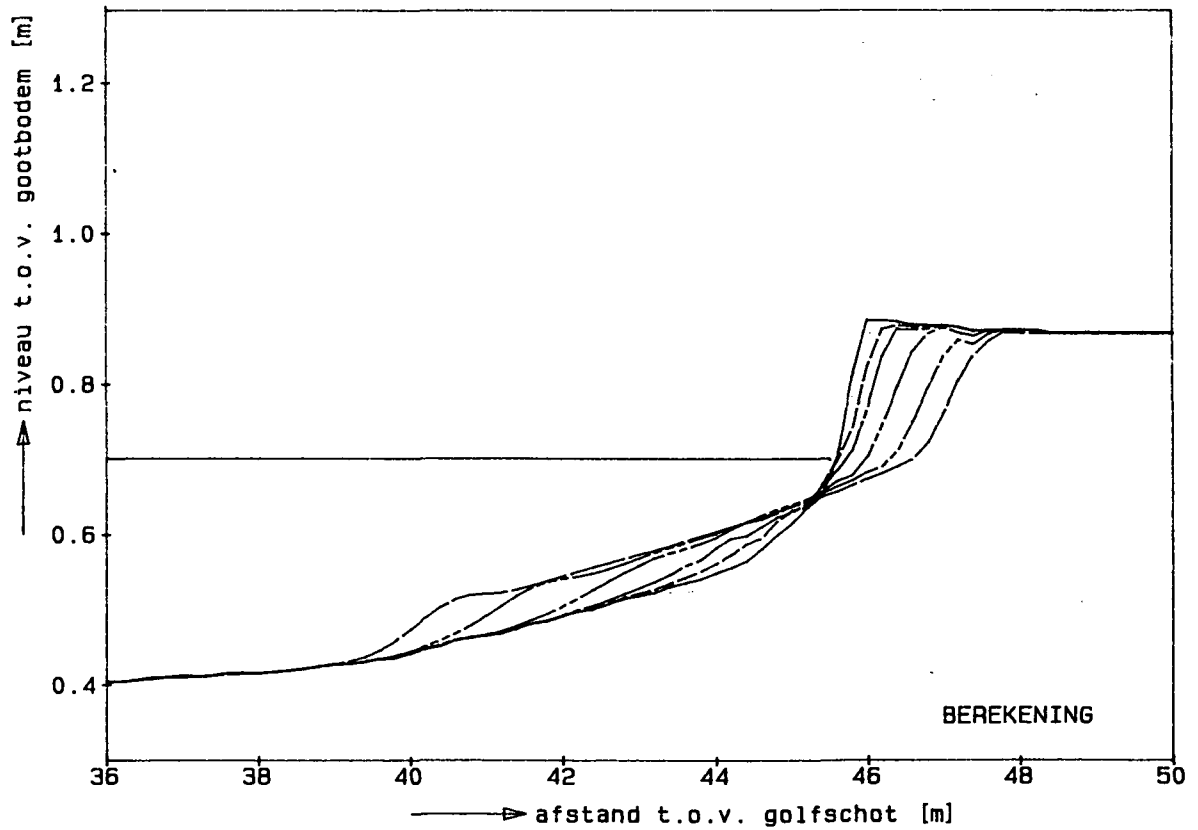
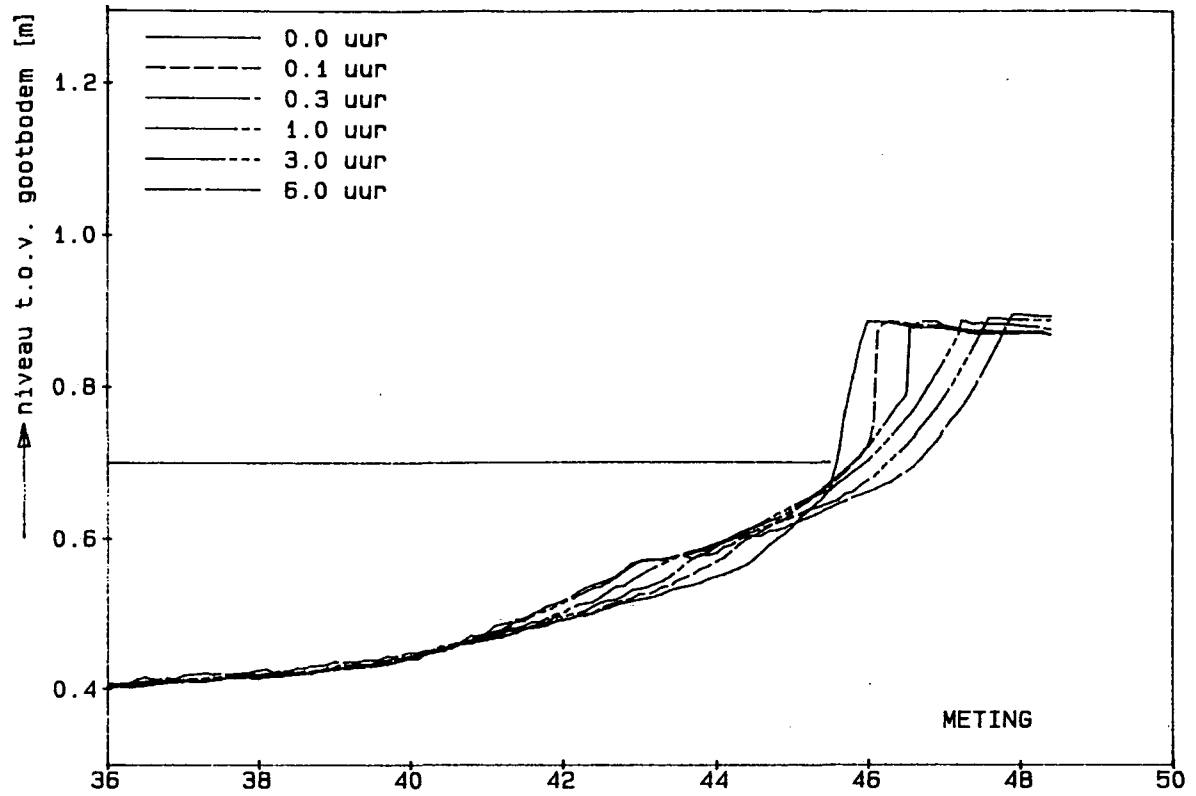
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
 PROFIELONTWIKKELING BIJ VASTE CONDITIES

M1819-T11

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

F.8.2.11



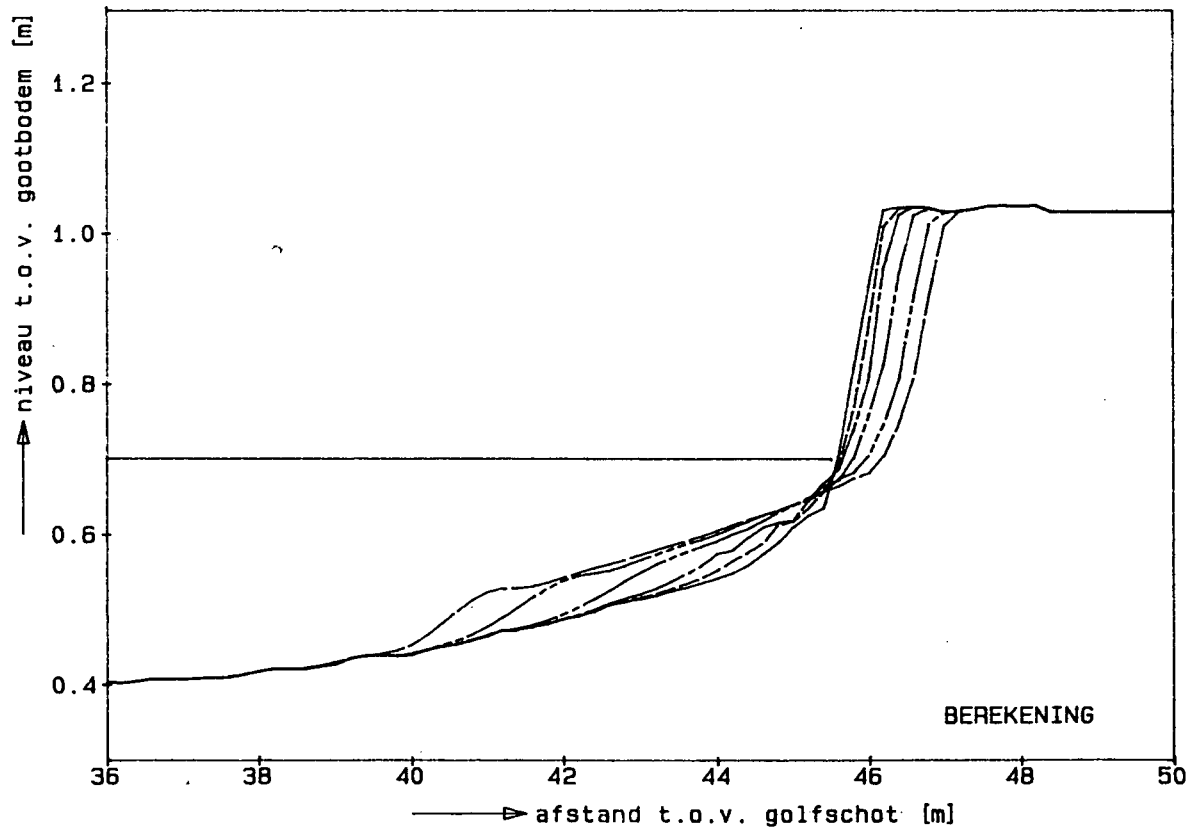
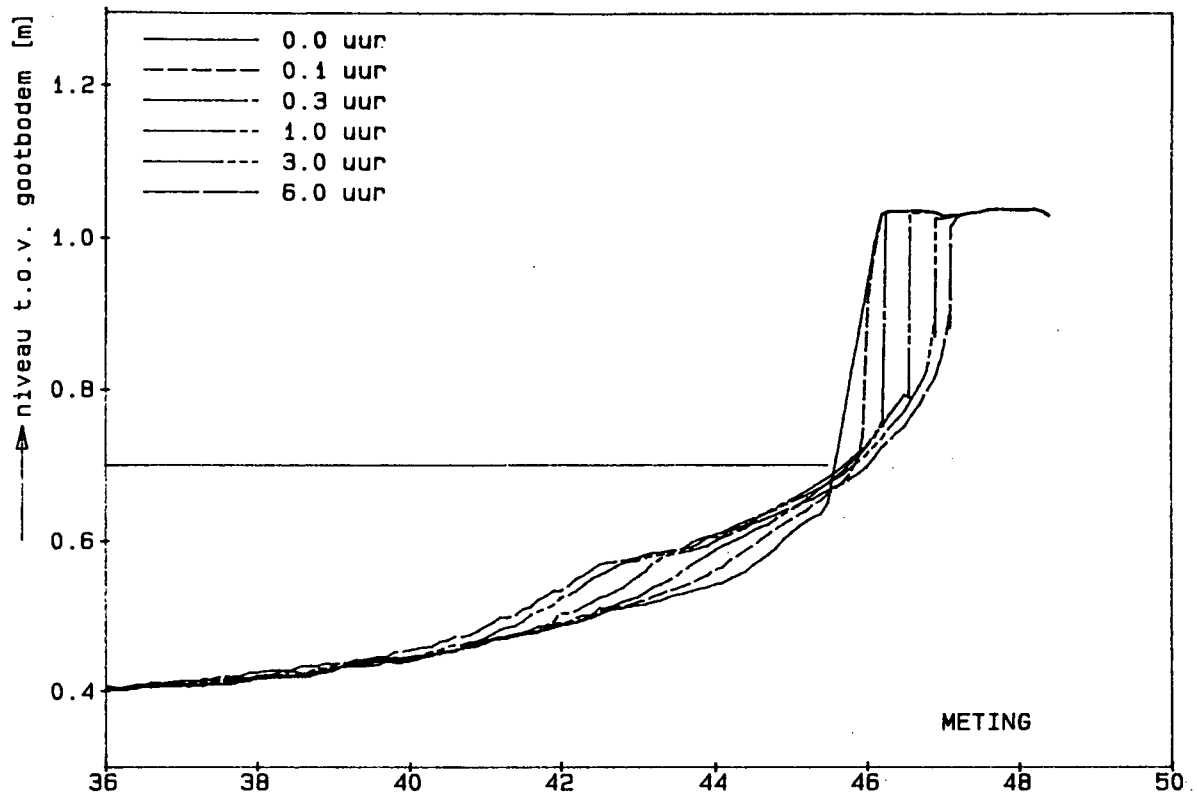
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
PROFIELONTWIKKELING BIJ VASTE CONDITIES

M1819-T12

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

F.8.2.12



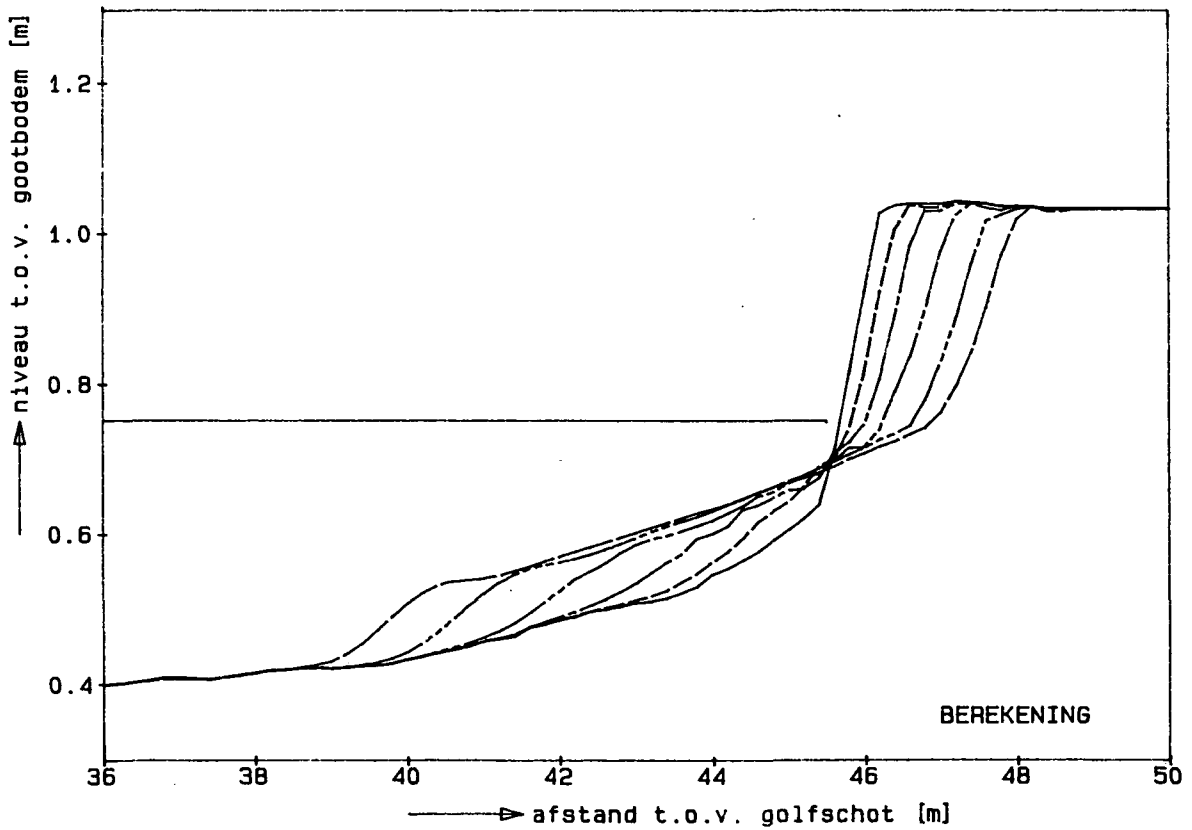
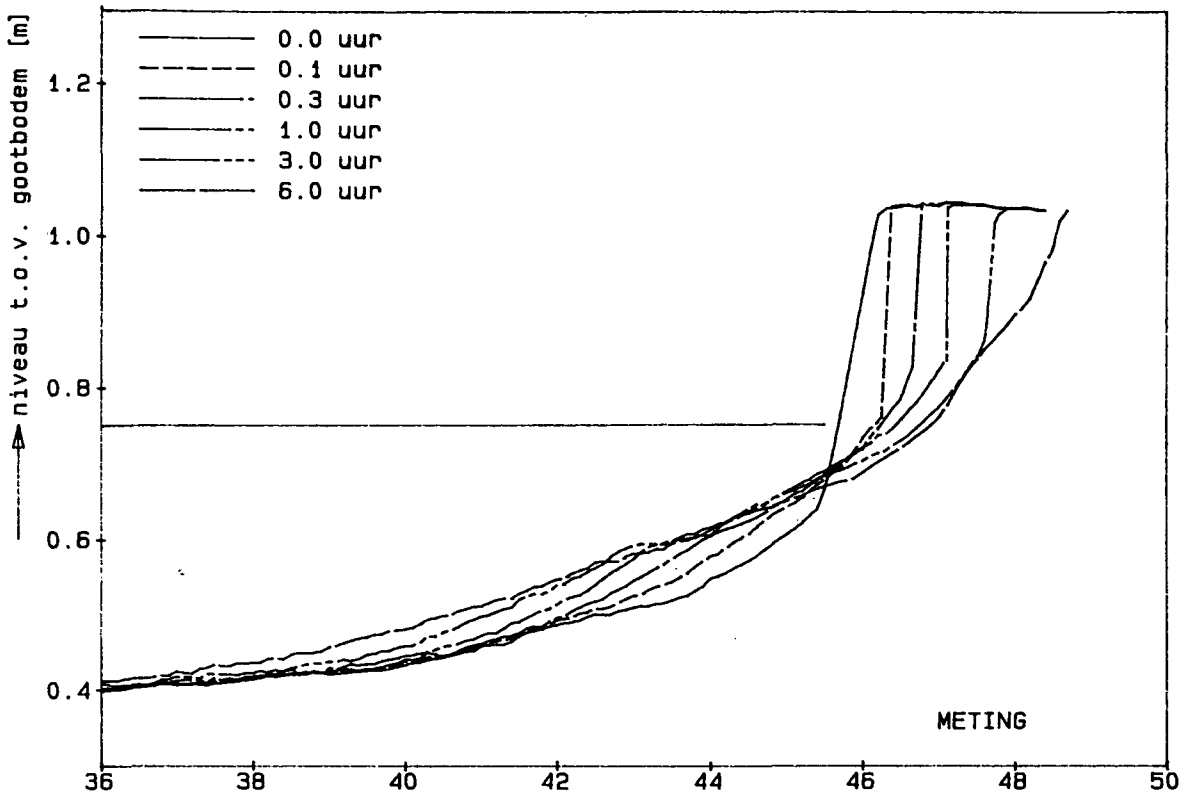
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
 PROFIELONTWIKKELING BIJ VASTE CONDITIES

M1819-T13

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

F.8.2.13



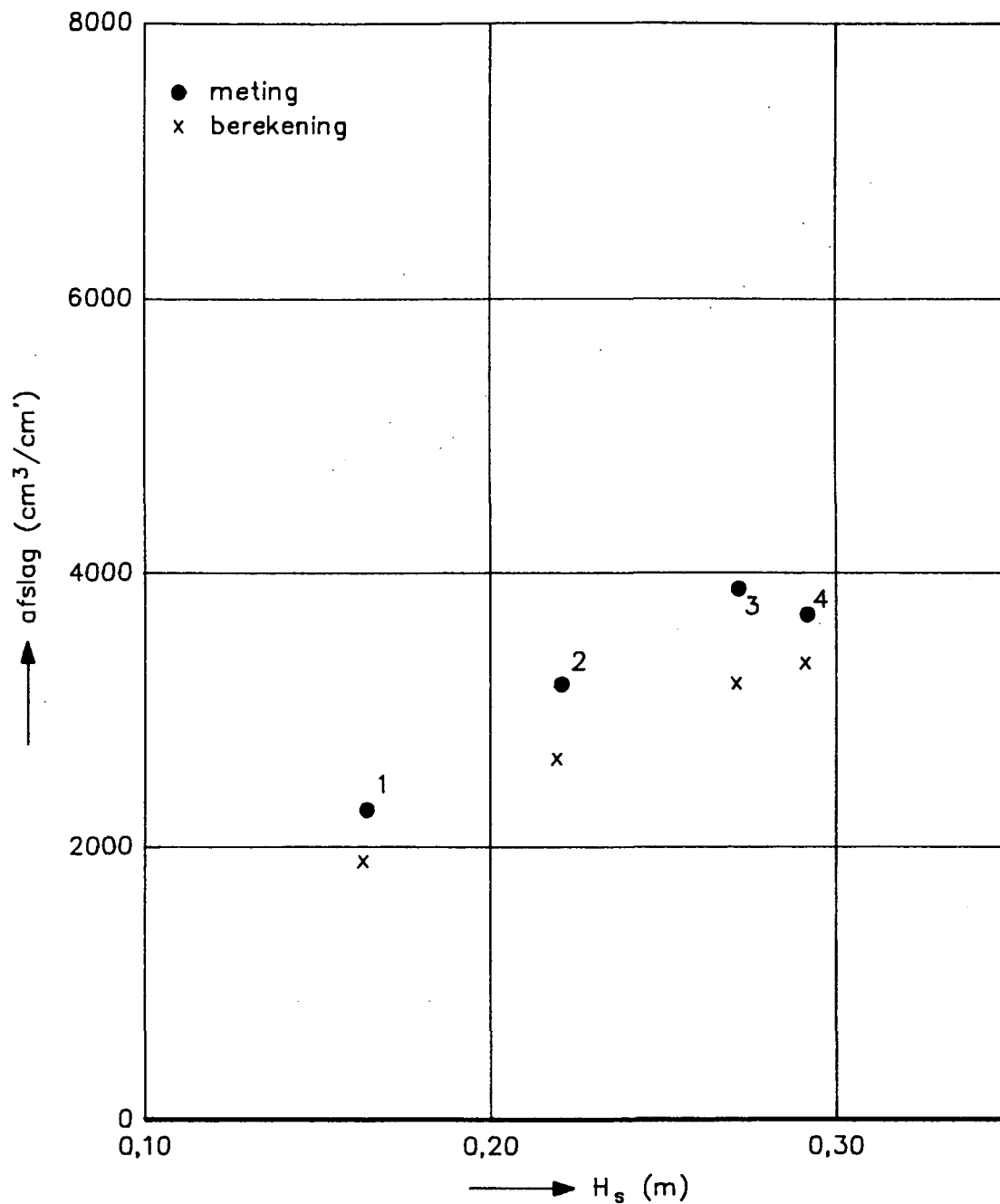
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
 PROFIELONTWIKKELING BIJ VASTE CONDITIES

M1819-T29

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

F.B.2.14

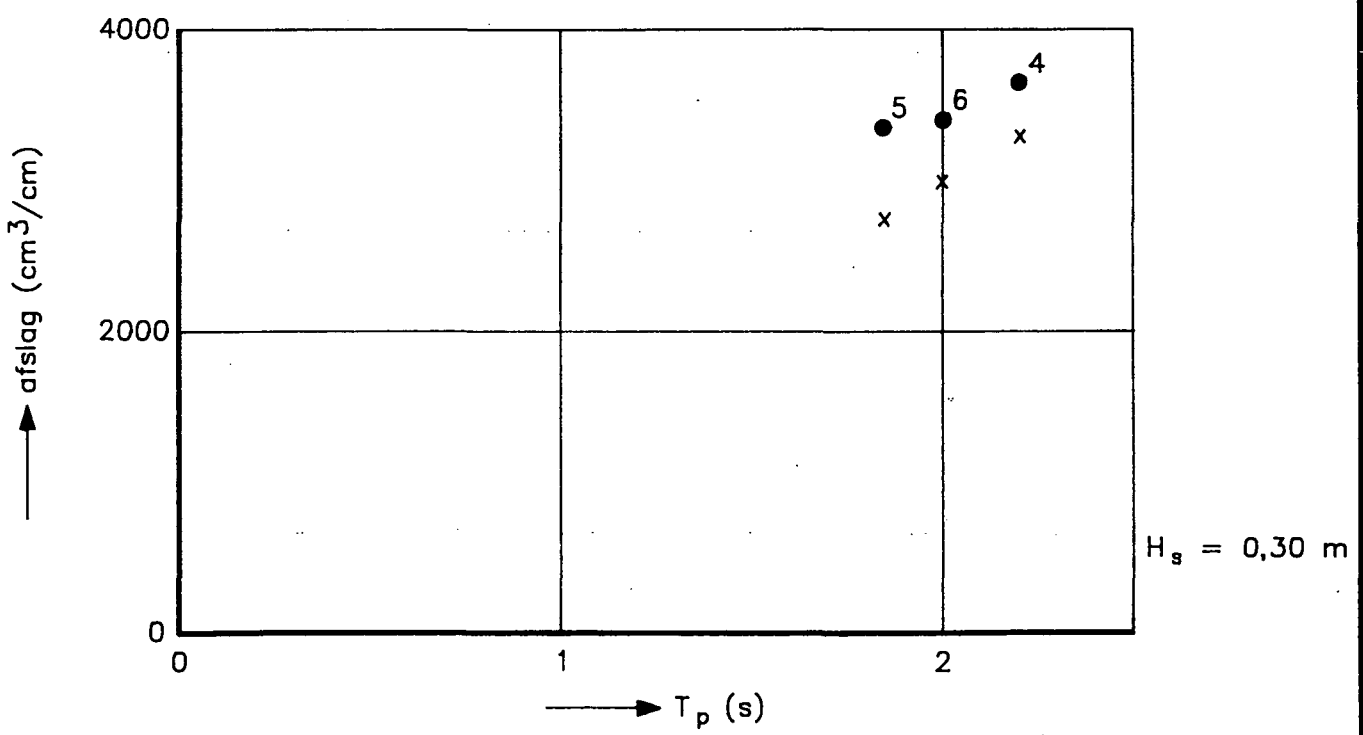
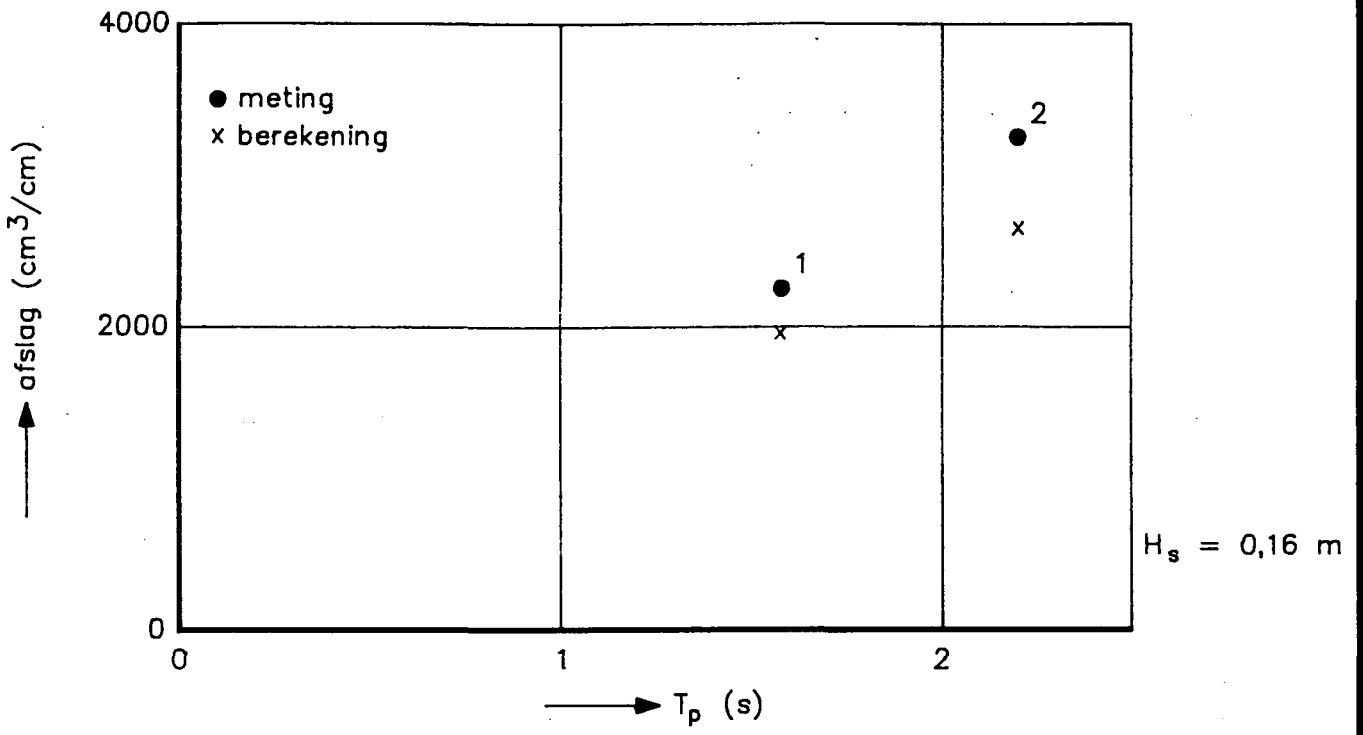


INVLOED GOLFHOOGTE OP AFSLAG

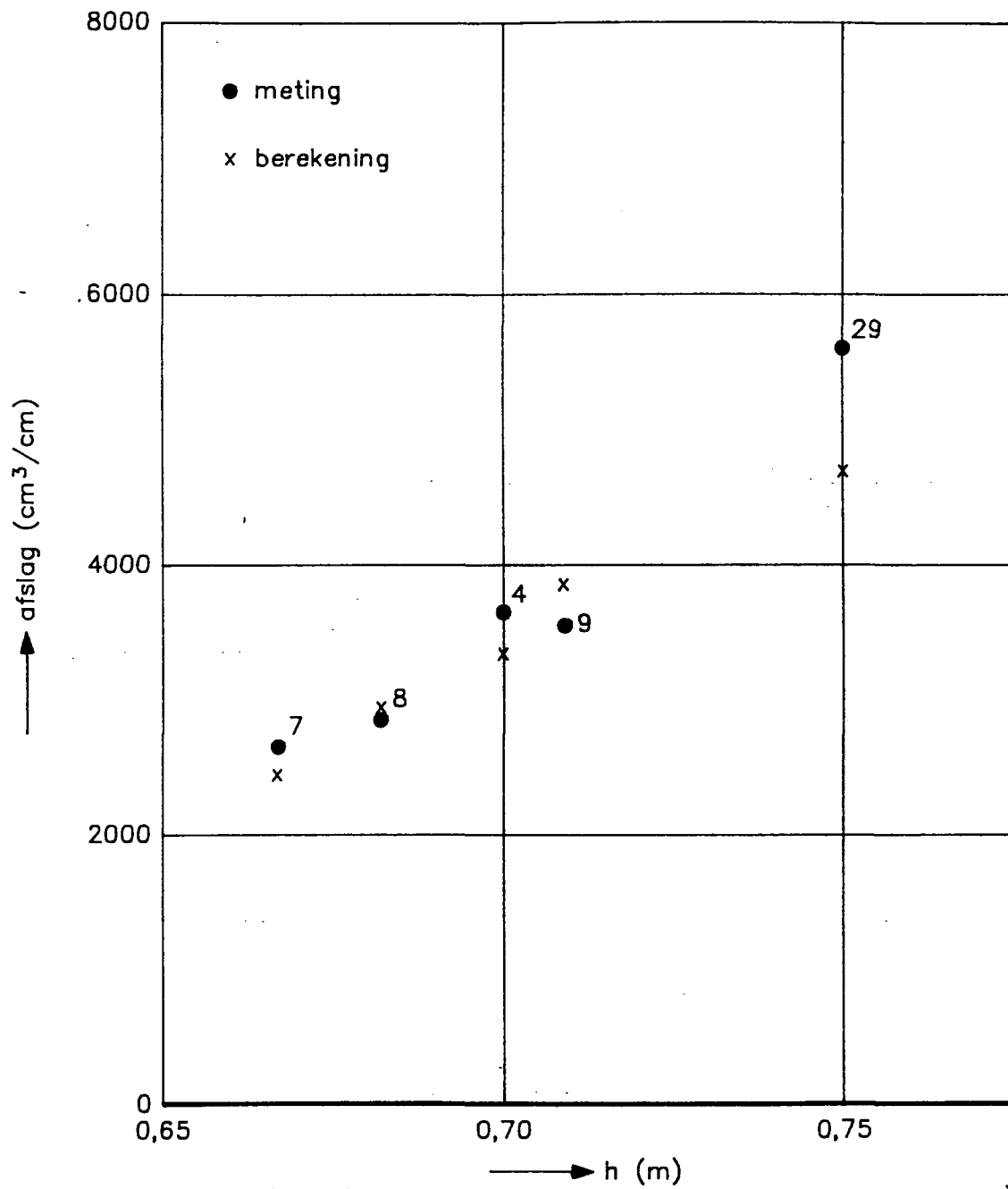
WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H 298

FIG. 8.2.15



INVLOED PERIODE OP AFSLAG

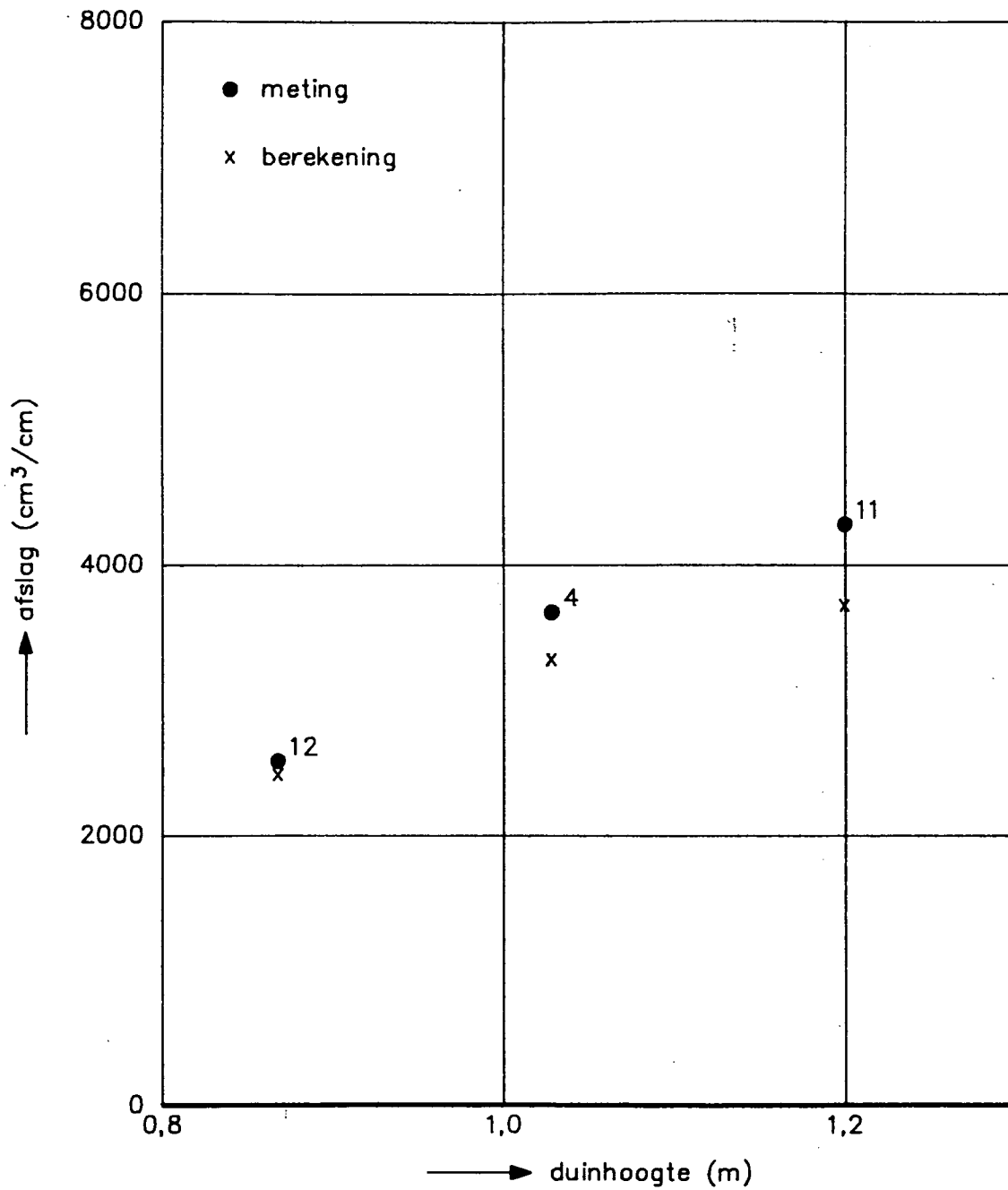


INVLOED WATERSTAND OP AFSLAG

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H 298

FIG. 8.2.17

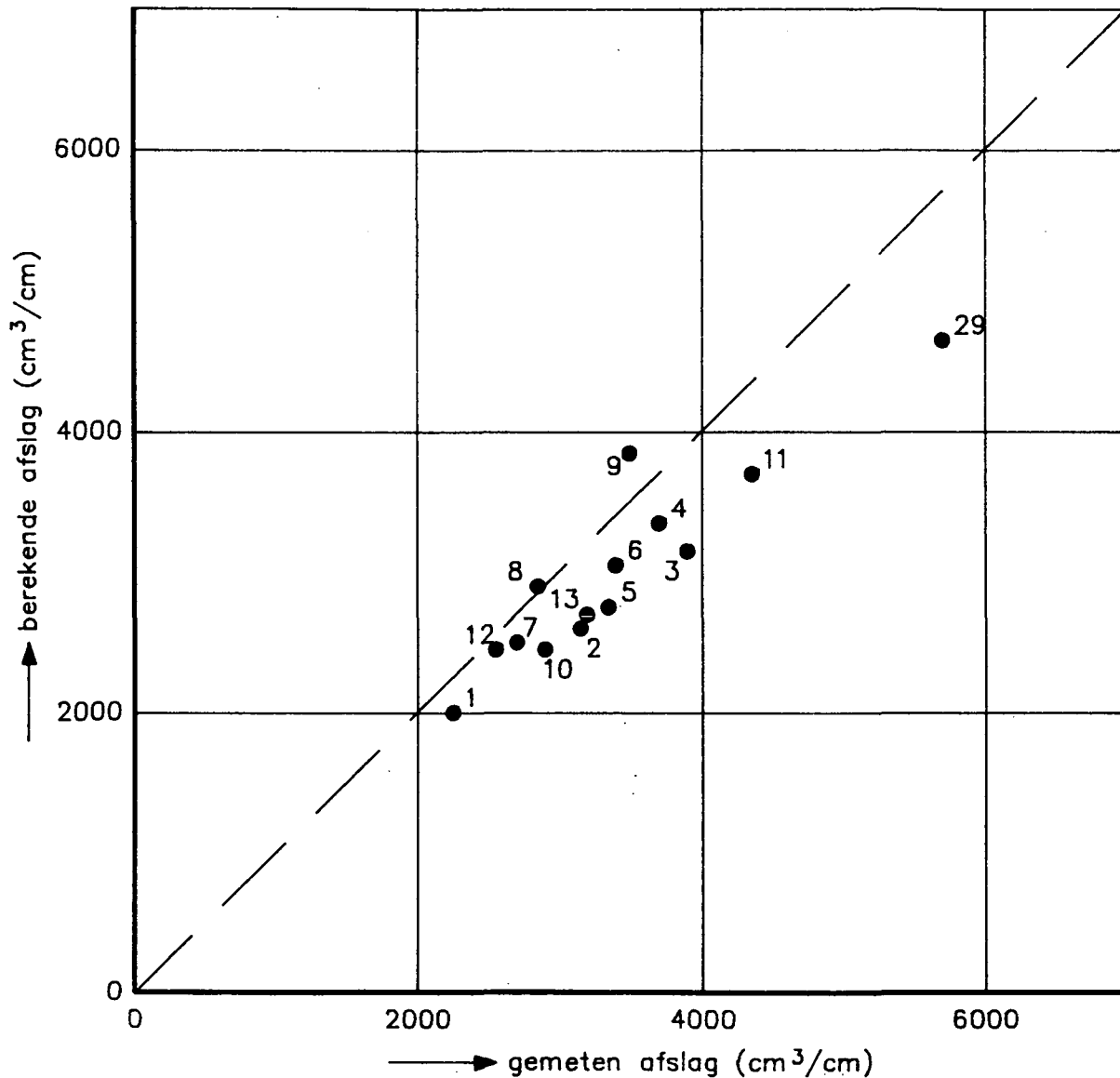


INVLOED DUINHOOGTE OP AFSLAG

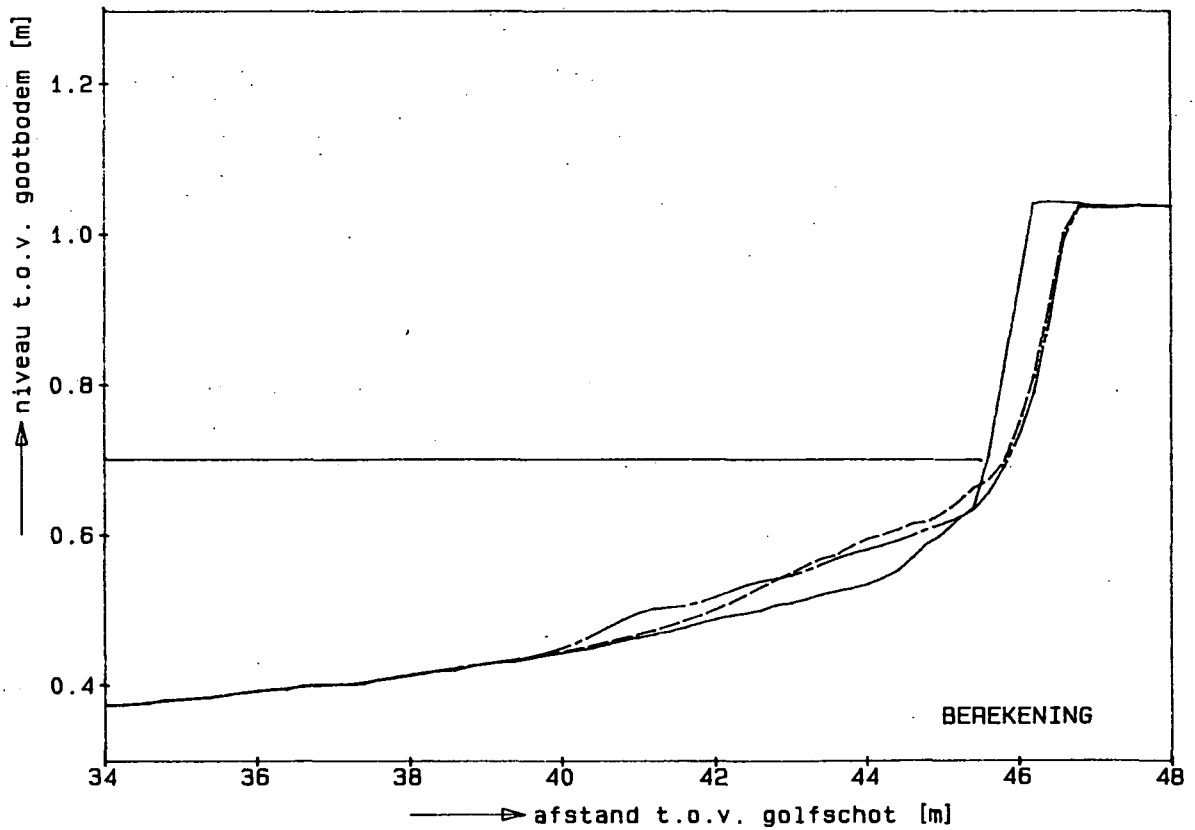
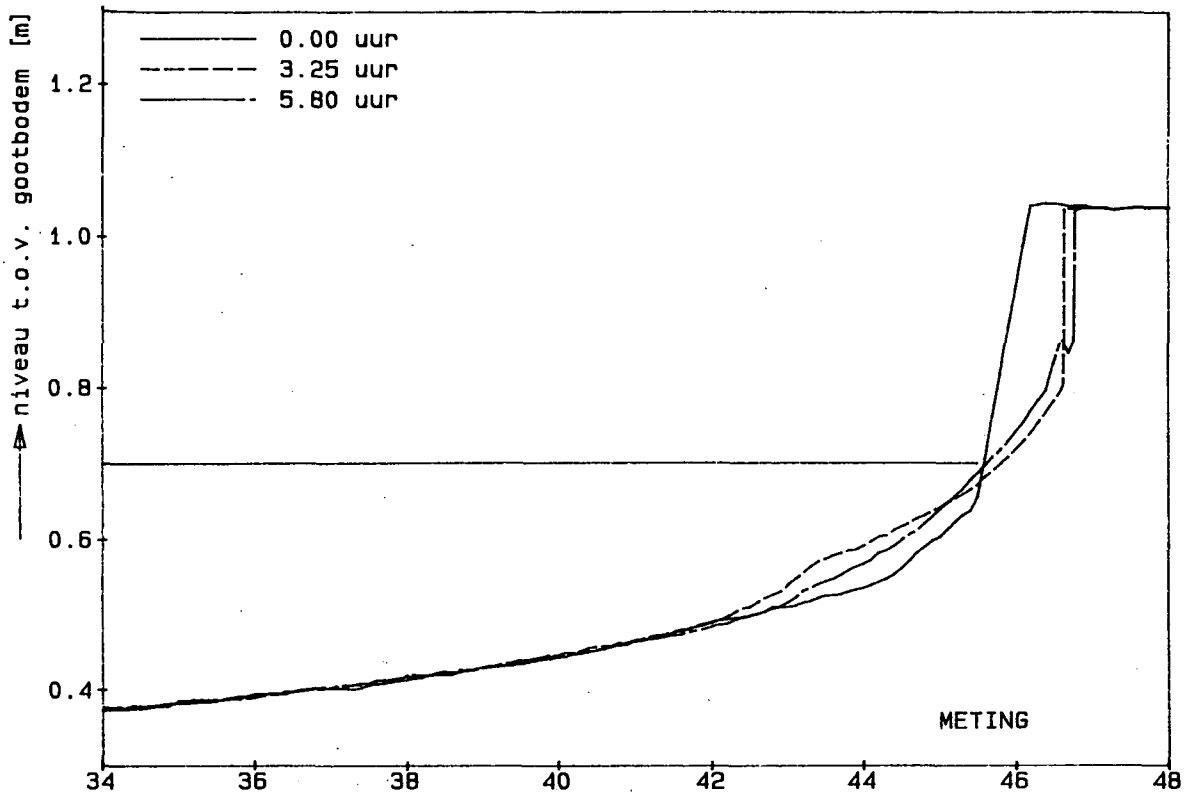
WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H 298

FIG. 8.2.18



VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE AFSLAG
BIJ VASTE HYDRAULISCHE CONDITIES



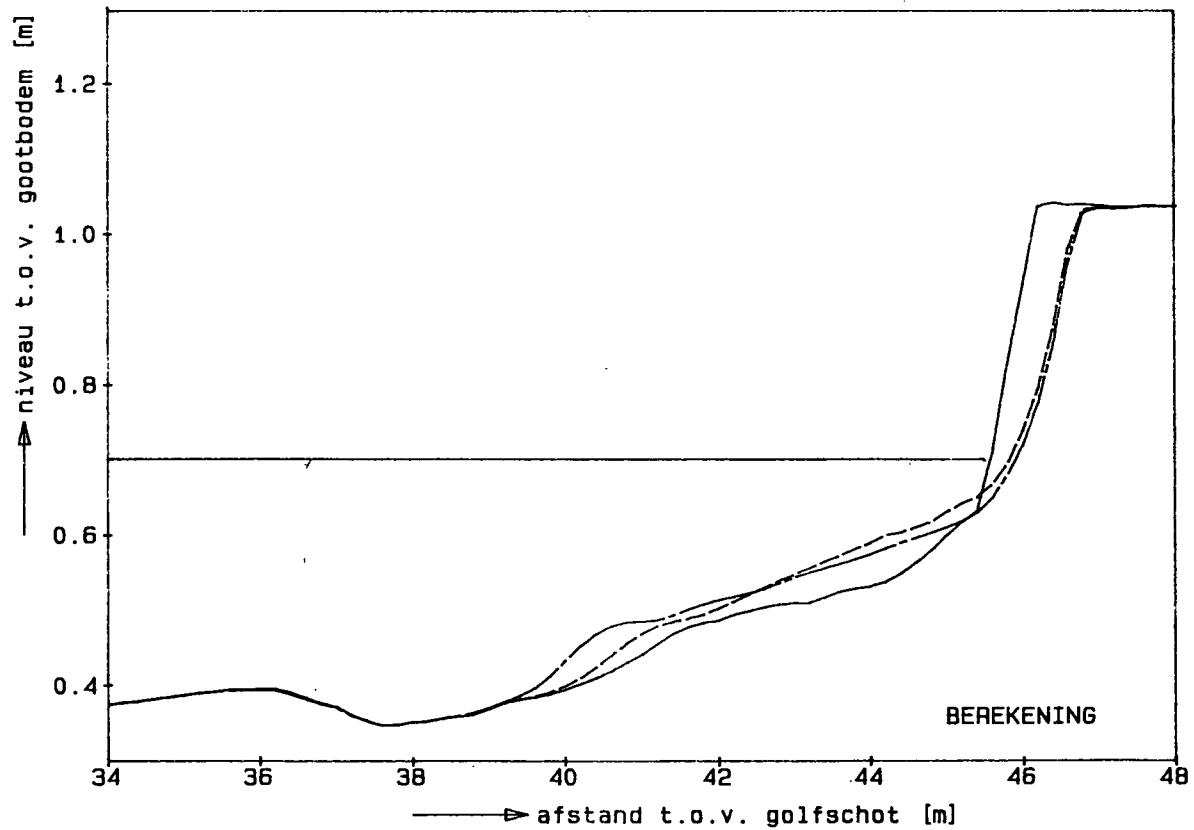
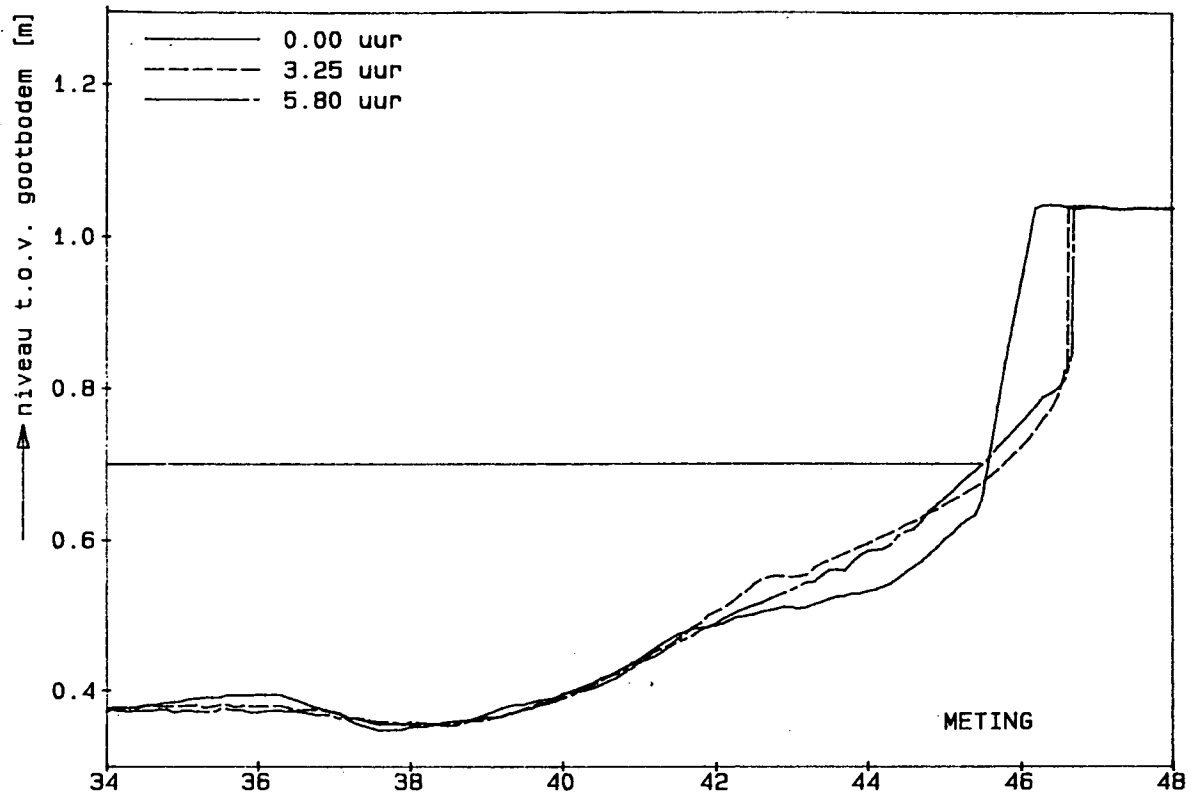
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
 PROFIELONTWIKKELING BIJ VARIERENDE CONDITIES

M1819-I-T21

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG.8.3.1



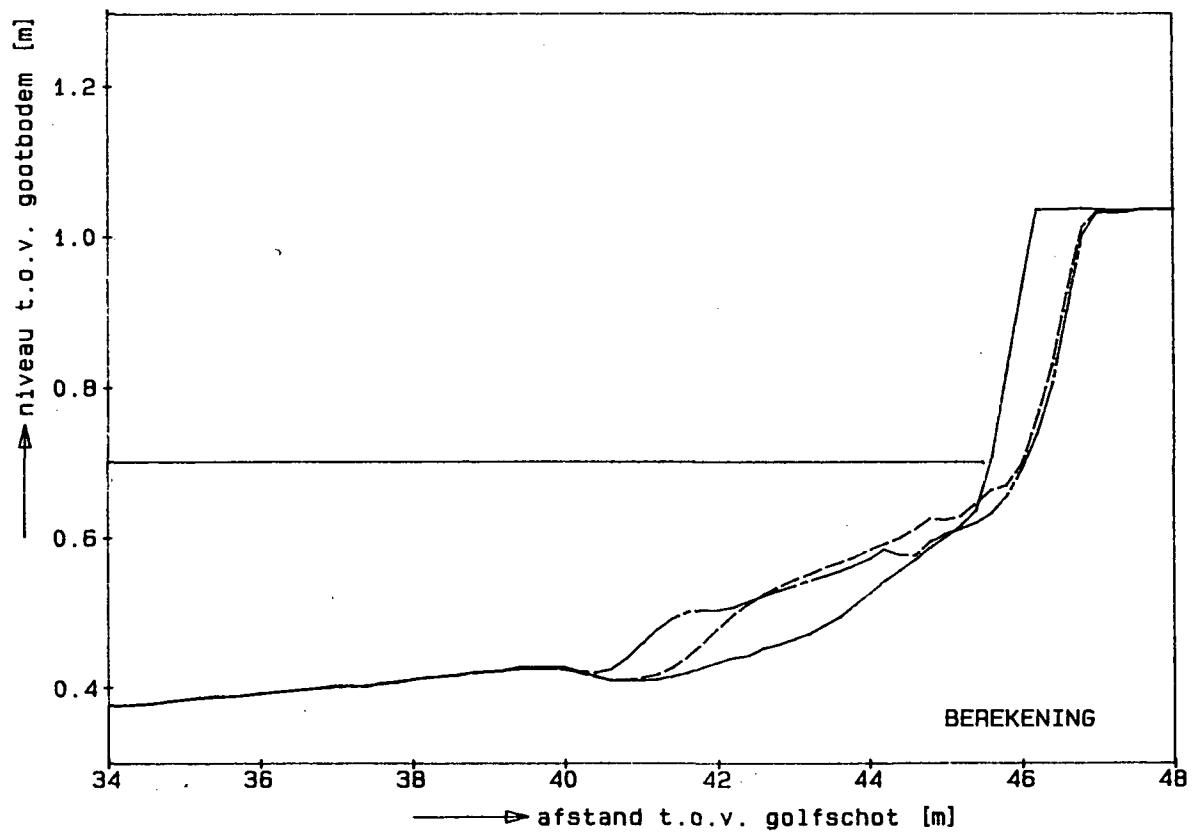
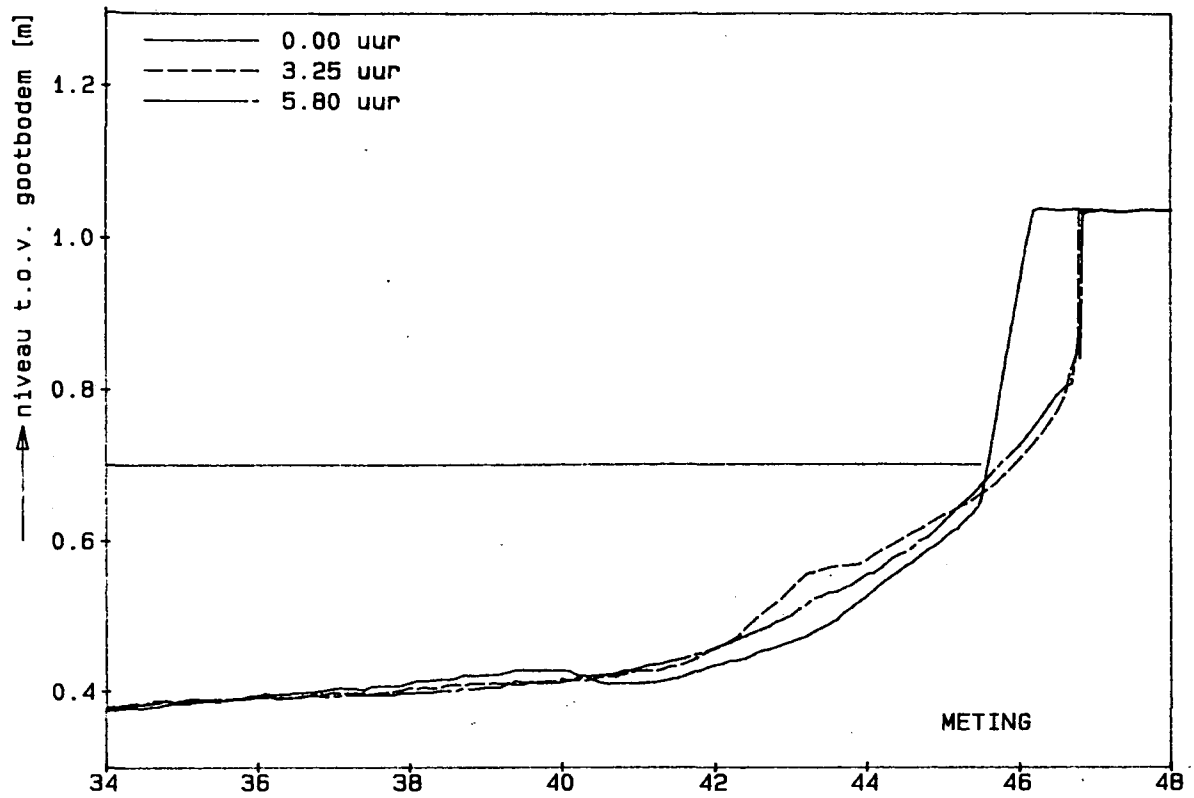
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
PROFIELONTWIKKELING BIJ VARIERENDE CONDITIES

M1819-I-T22

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG. 8.3.2



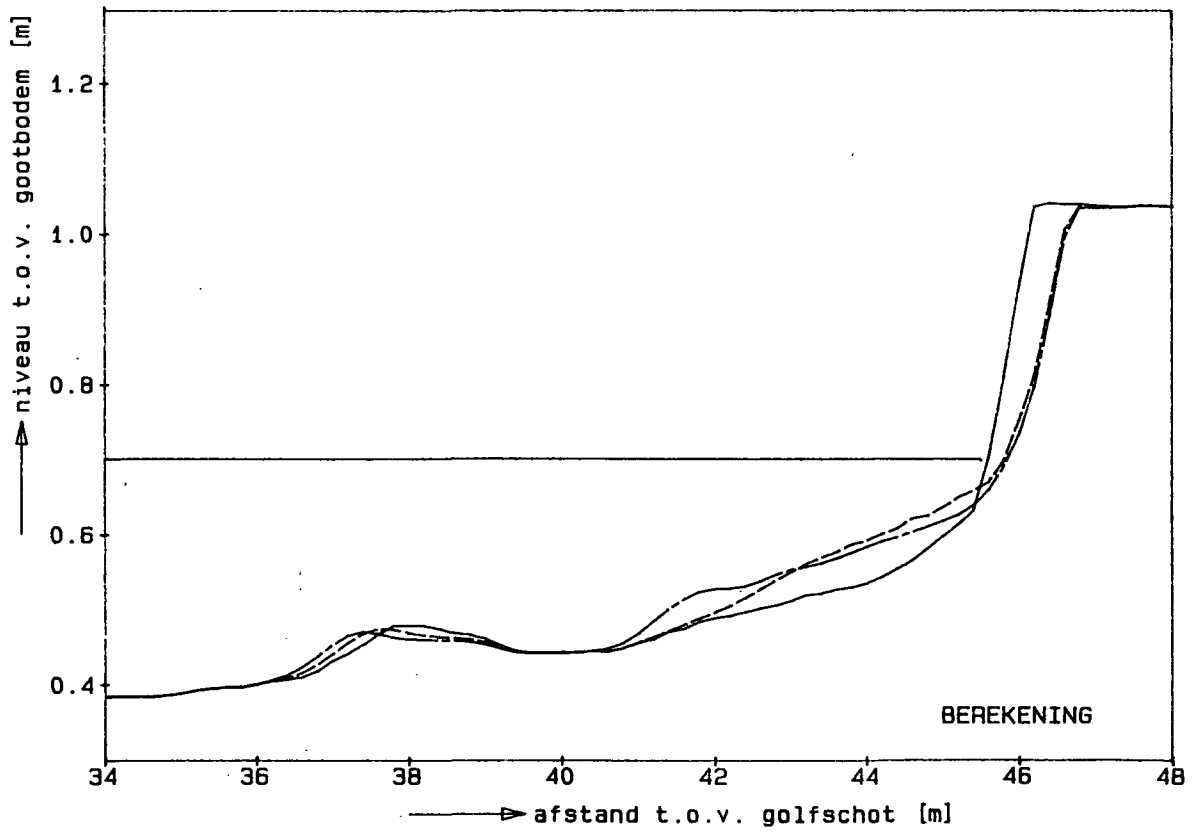
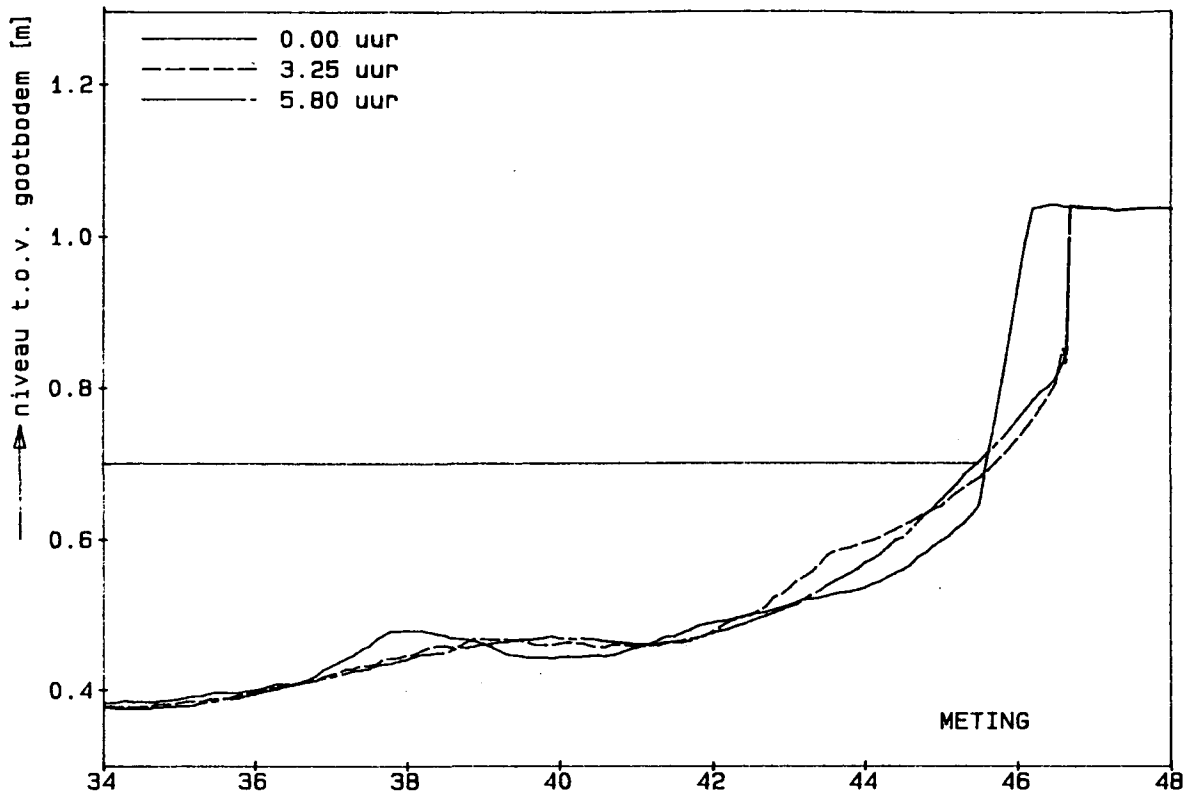
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
 PROFIELONTWIKKELING BIJ VARIERENDE CONDITIES

M1819-I-T23

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG. 8.3.3



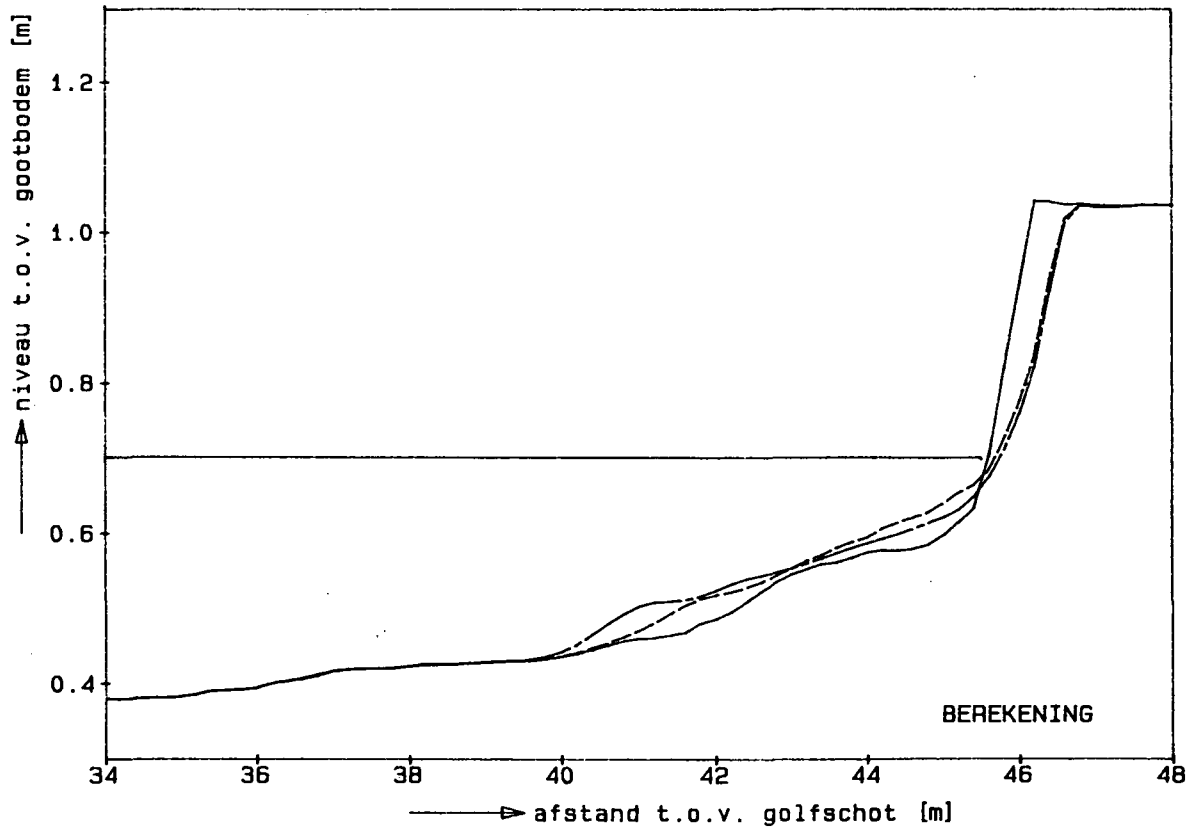
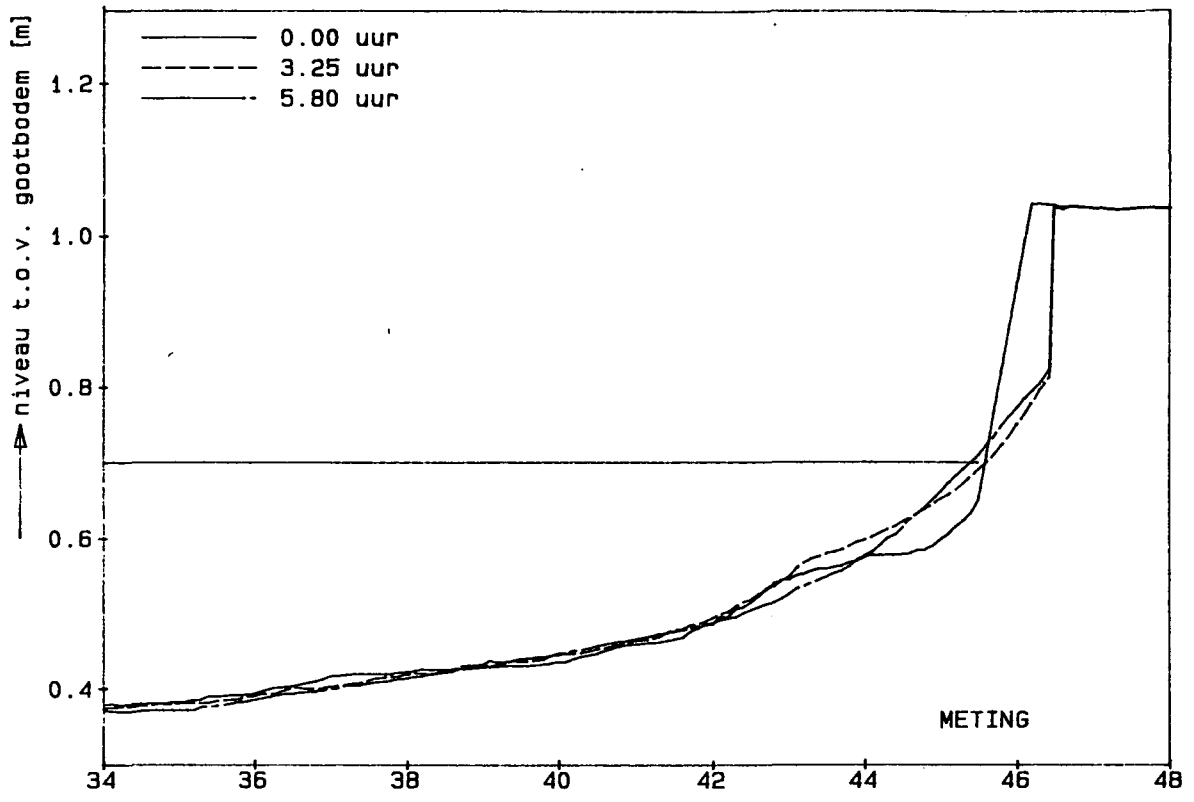
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
 PROFIELONTWIKKELING BIJ VARIERENDE CONDITIES

M1819-I-T24

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

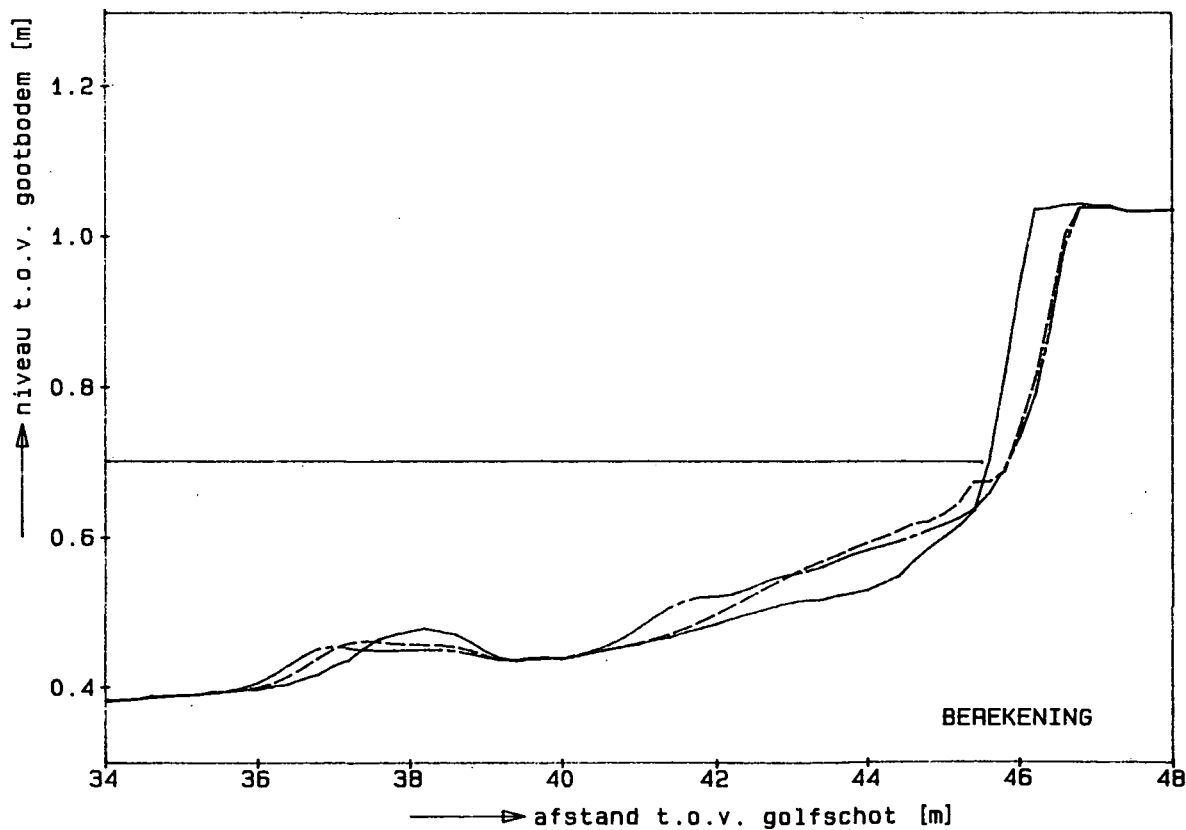
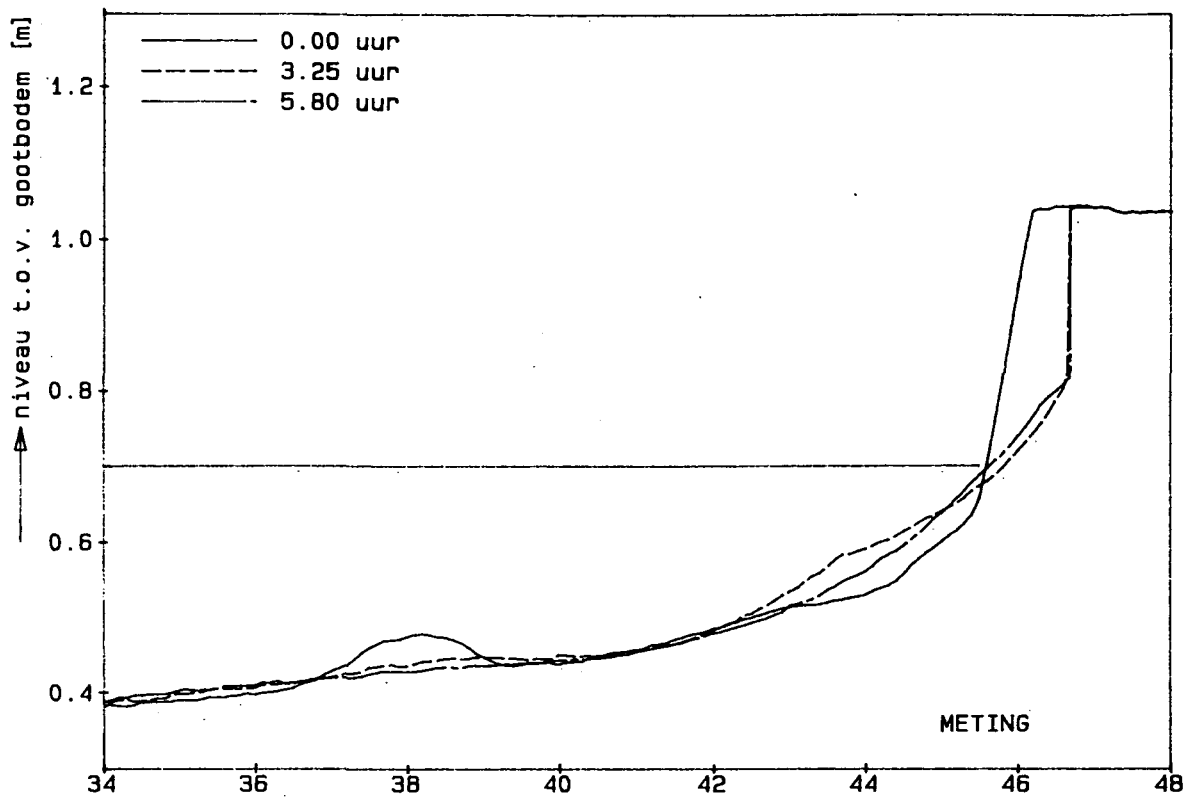
H298-3

FIG. 8.3.4



VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
 PROFIELONTWIKKELING BIJ VARIERENDE CONDITIES

M1819-I-T25	
WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM	H298-3 FIG.8.3.5



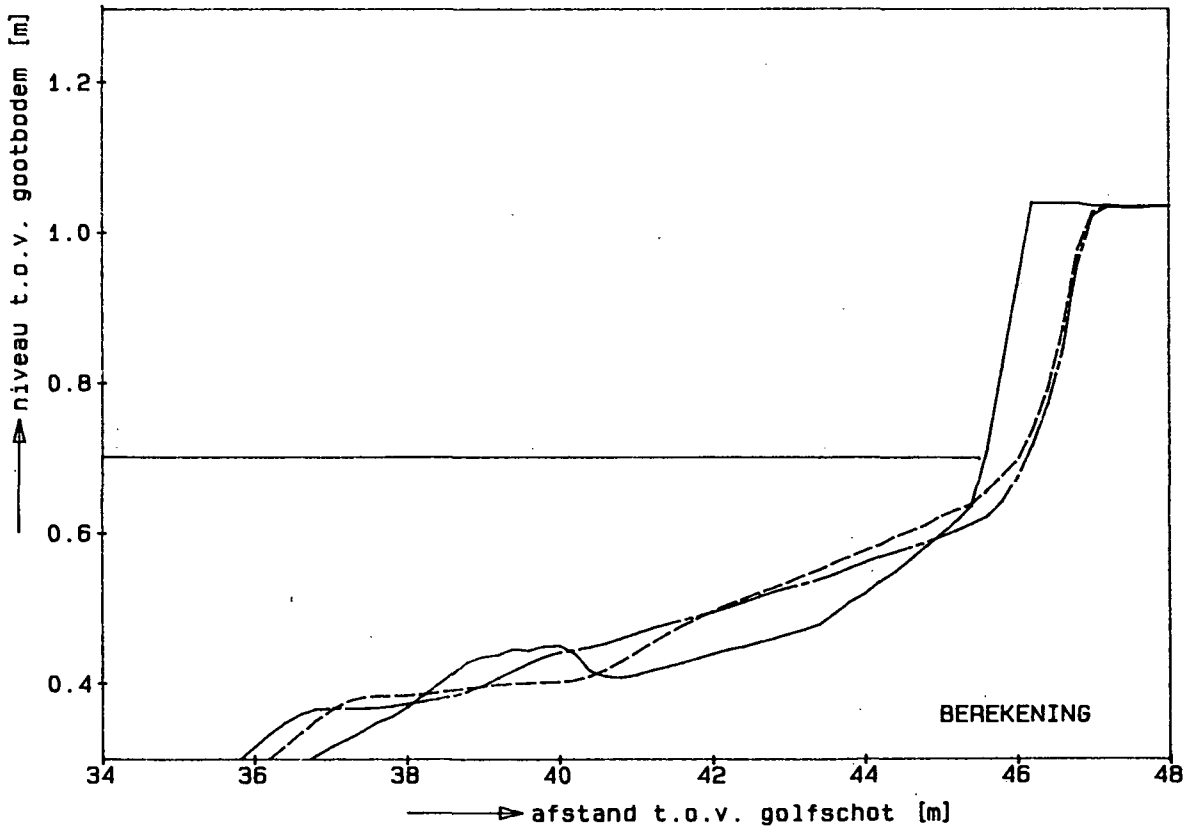
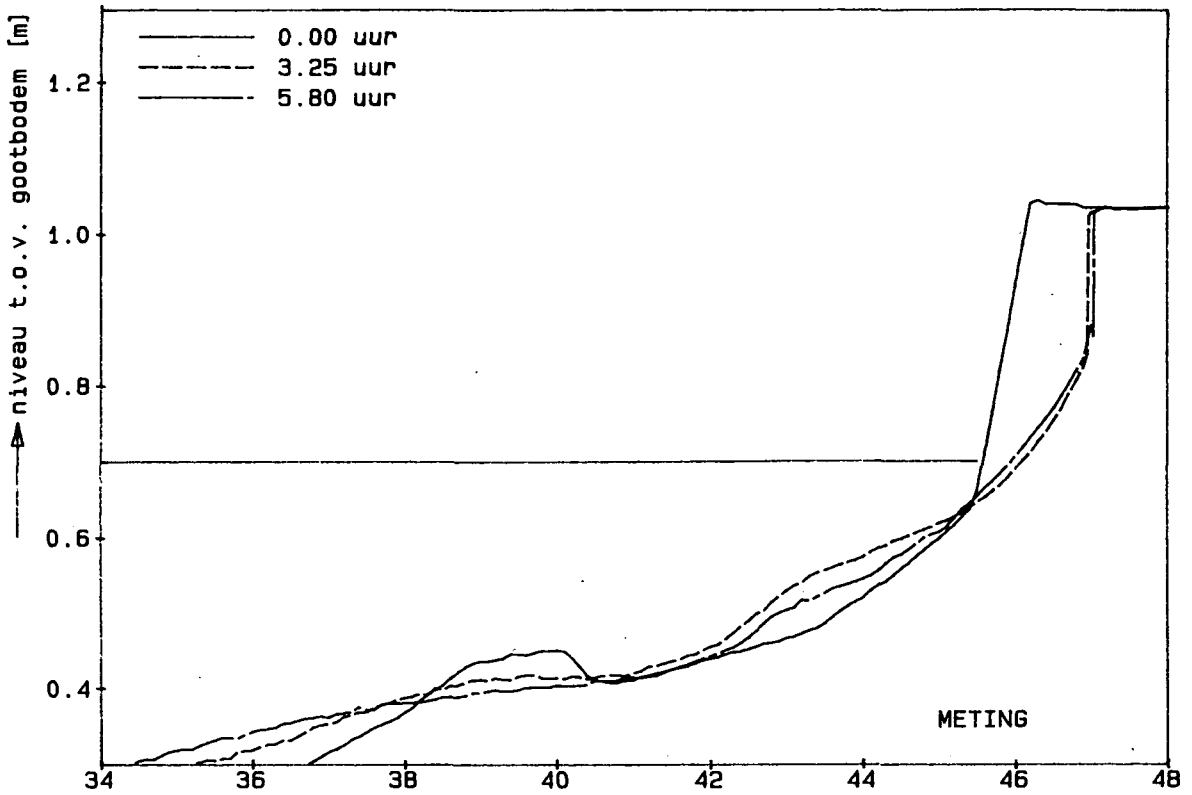
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
 PROFIELONTWIKKELING BIJ VARIERENDE CONDITIES

M1819-I-T26

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG.8.3.6



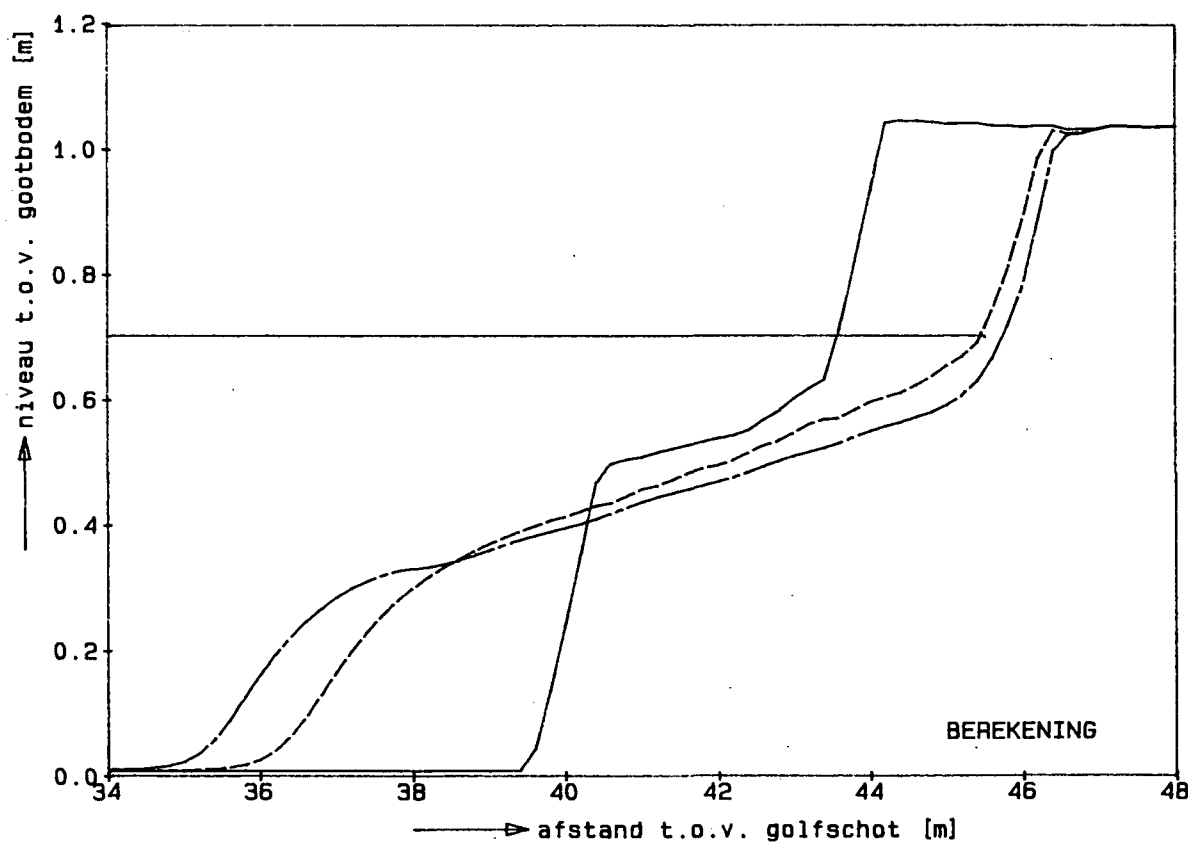
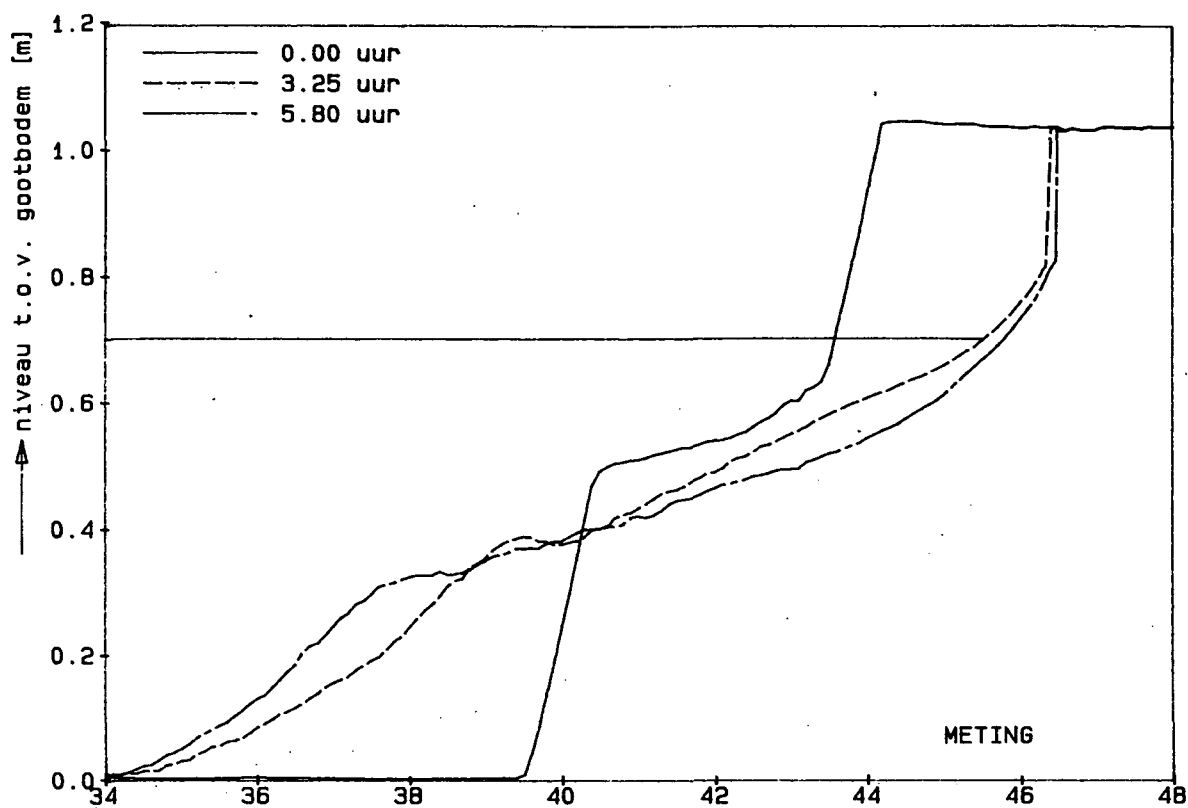
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
PROFIELONTWIKKELING BIJ VARIERENDE CONDITIES

M1819-I-T27

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG. 8.3.7



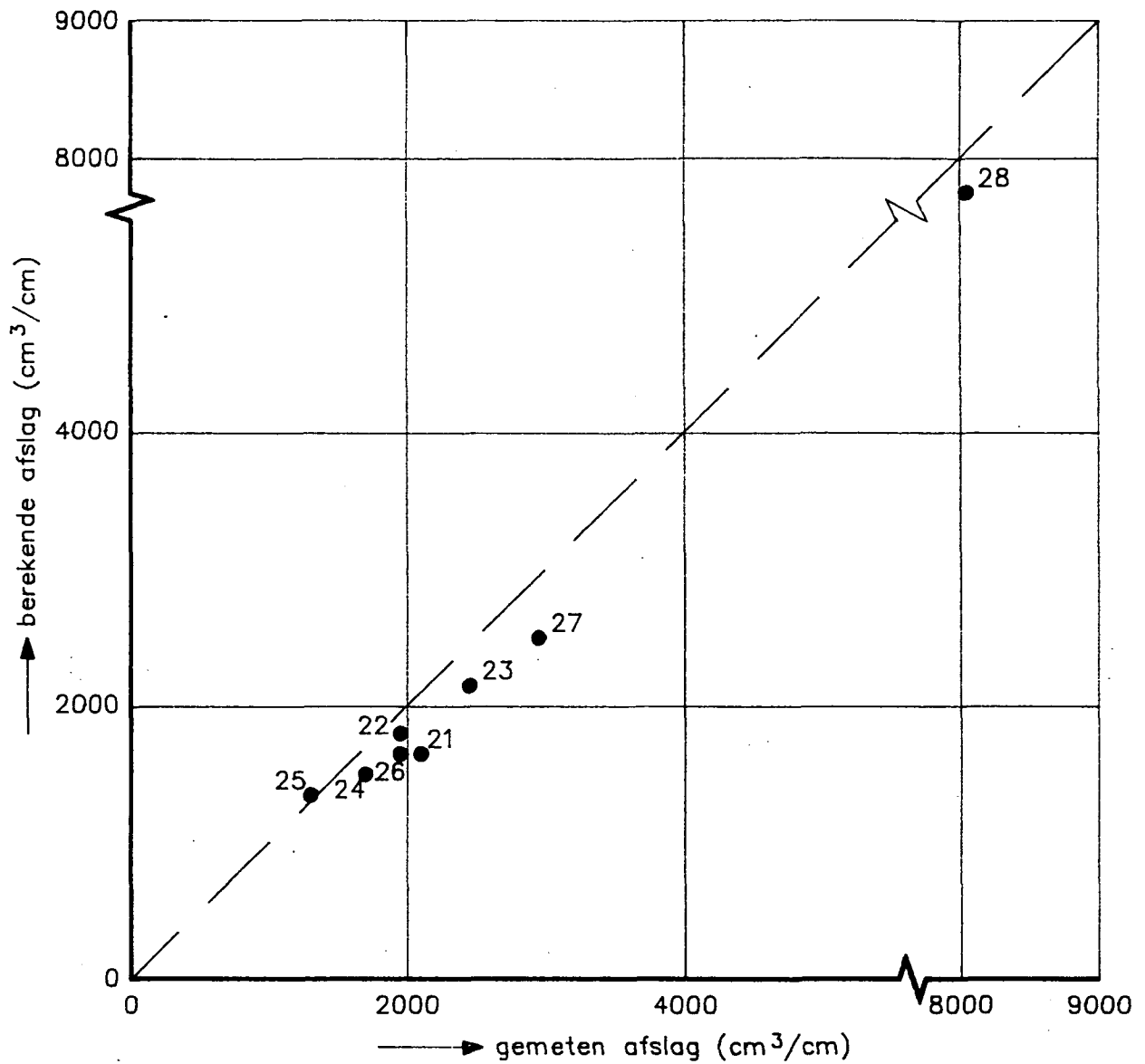
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
PROFIELONTWIKKELING BIJ VARIERENDE CONDITIES

M1819-I-T28

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG.8.3.8

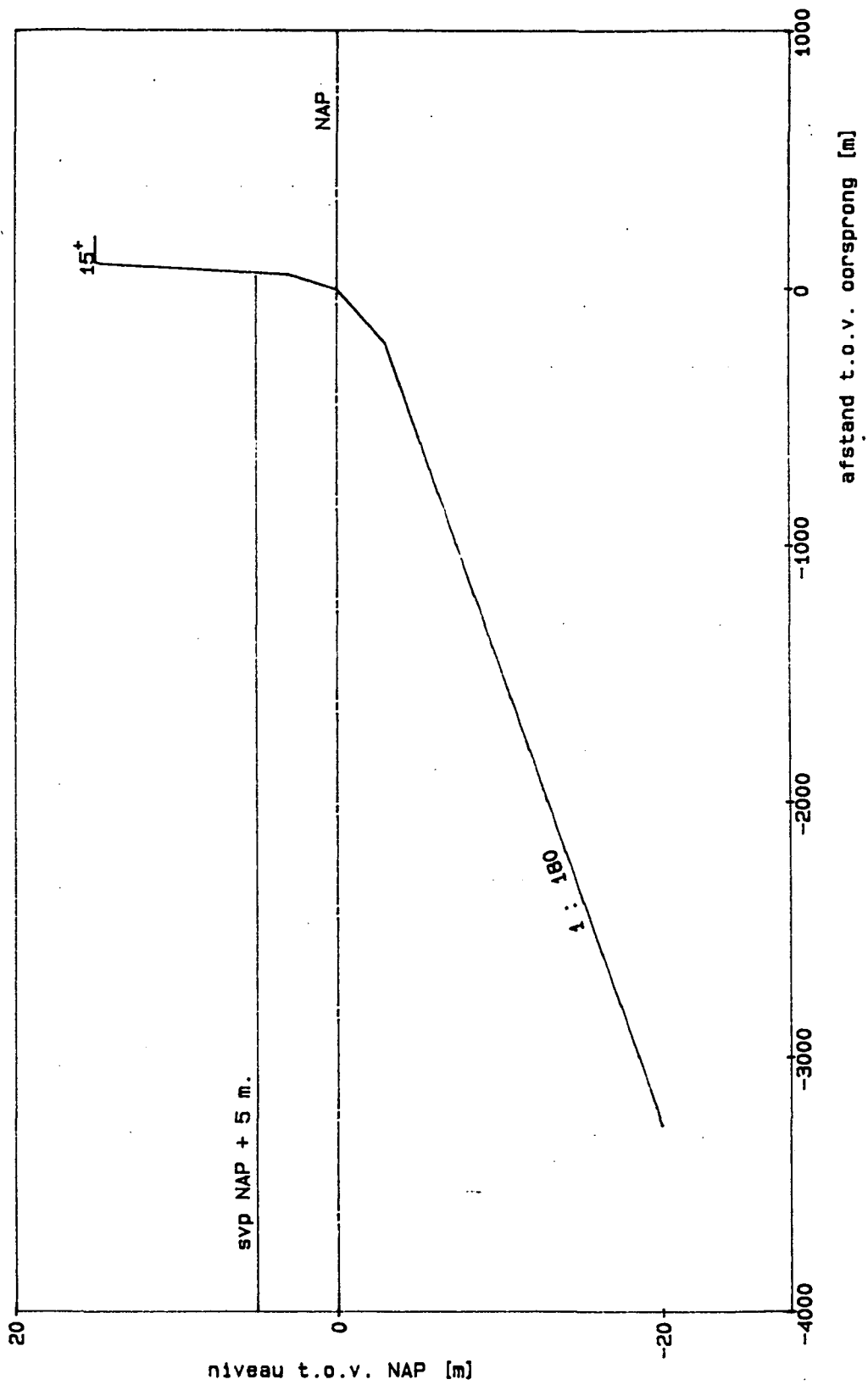


VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE AFSLAG
BIJ VARIERENDE HYDRAULISCHE CONDITIES

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H 298

FIG. 8.3.9

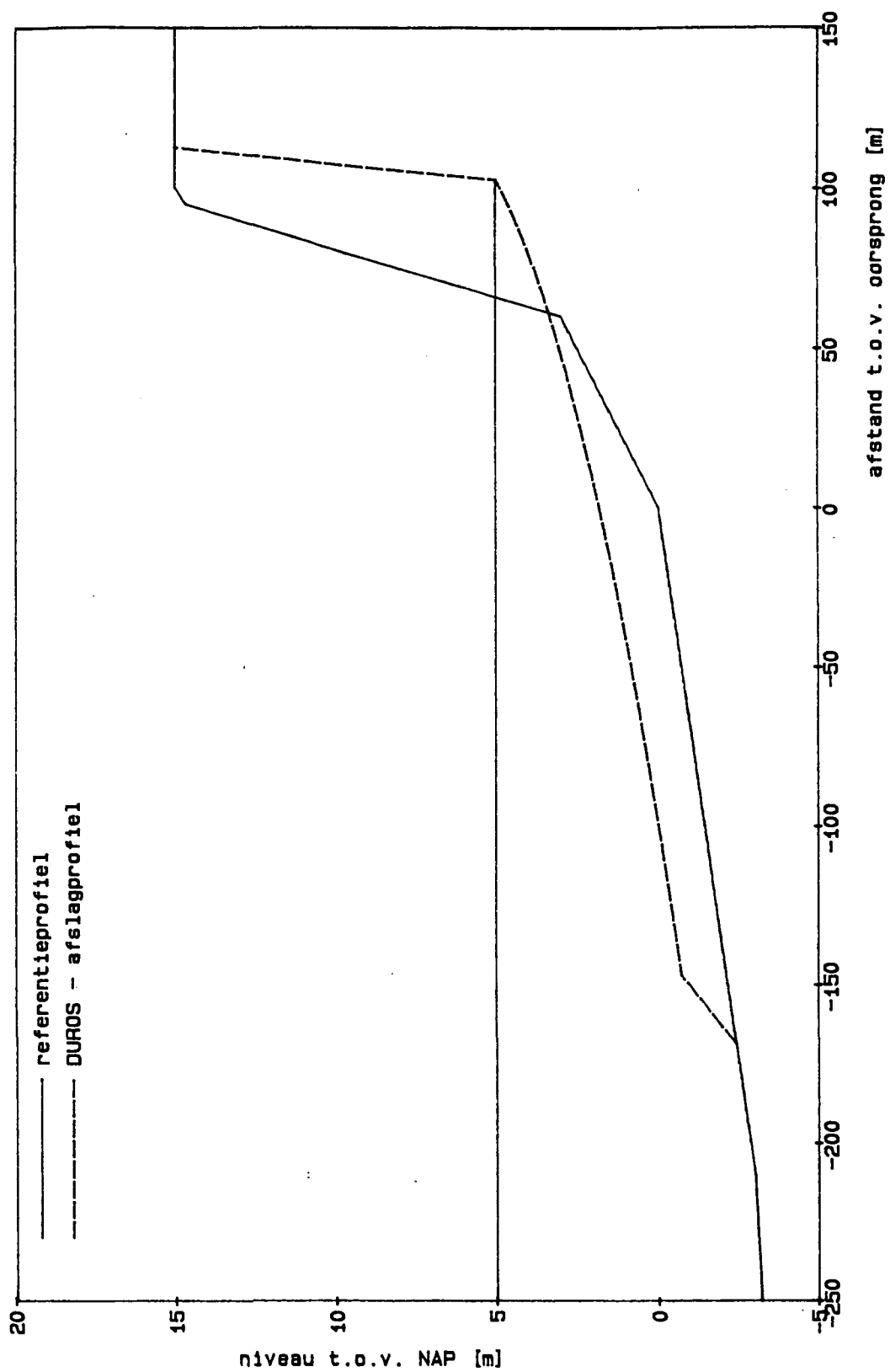


STANDAARD REFERENTIEPROFIEL

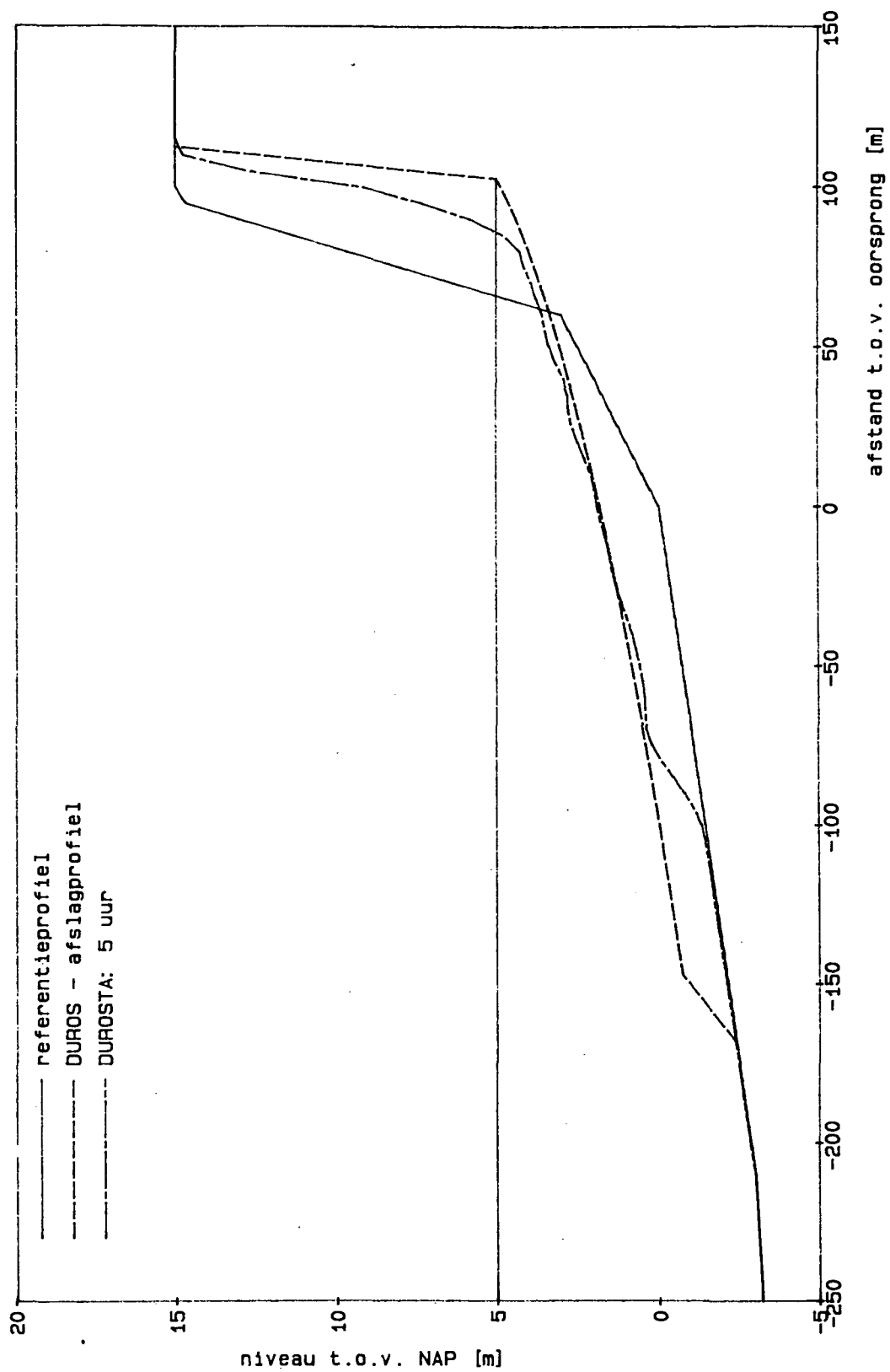
WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-03

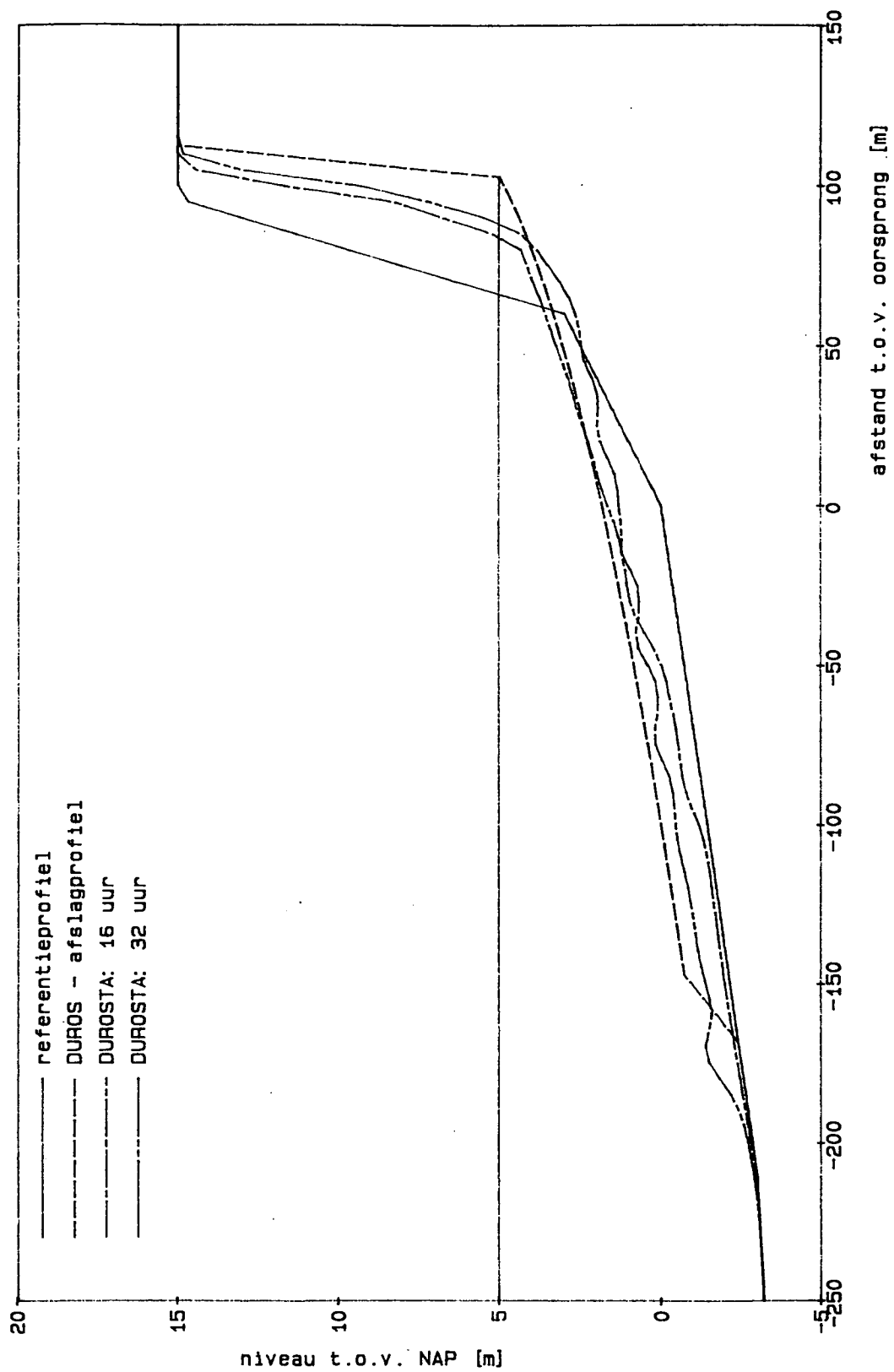
FIG.9.1



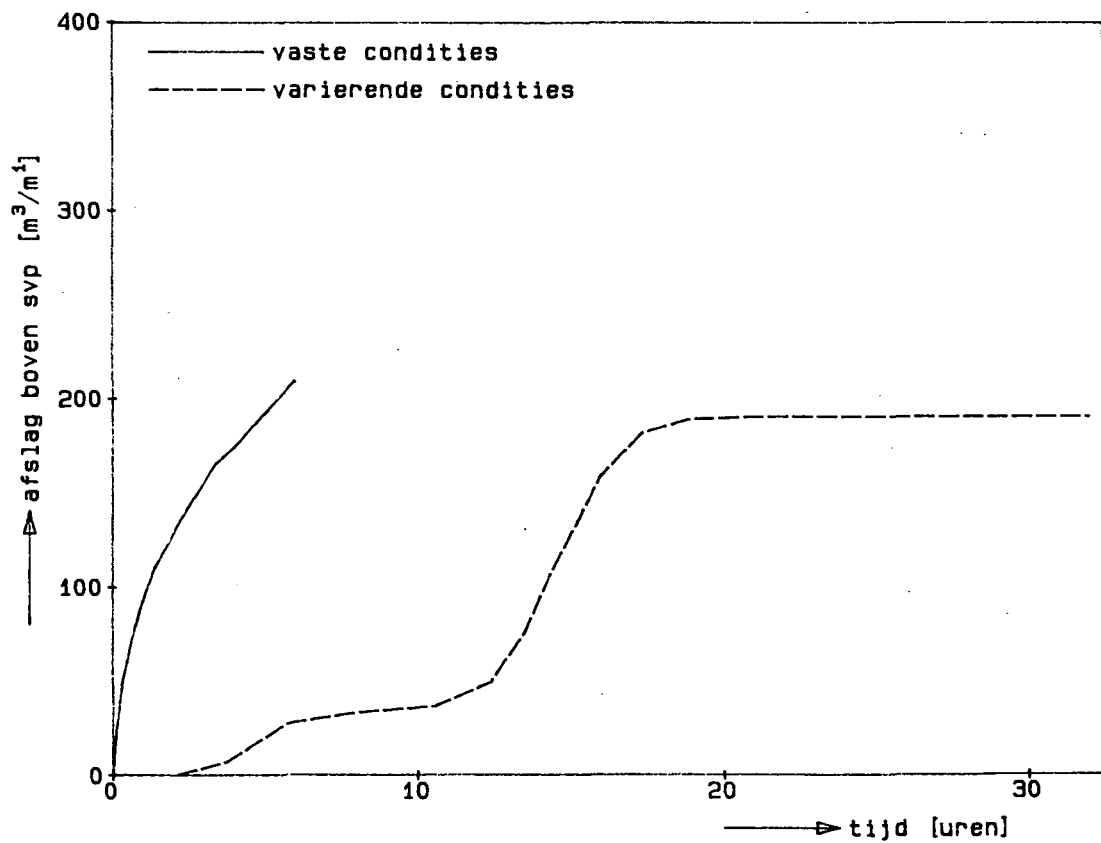
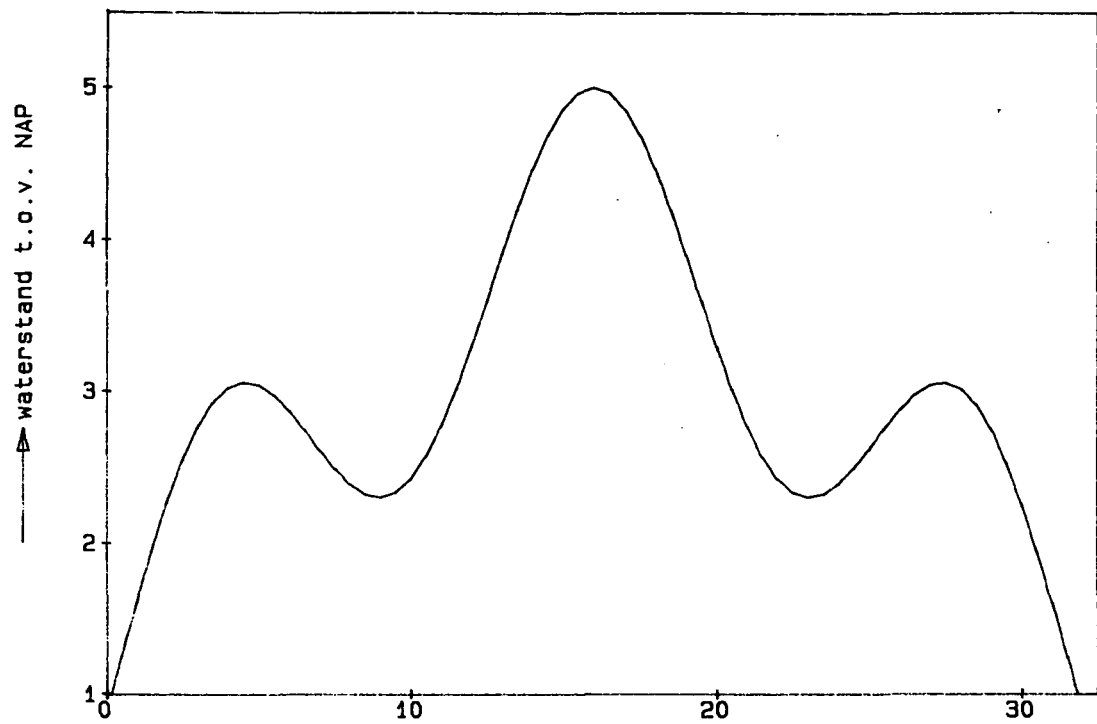
DUROS - afslagprofiel



DUROSTA-afslagprofiel: vaste waterstand



DUROSTA-afslagprofiel: variërende waterstand

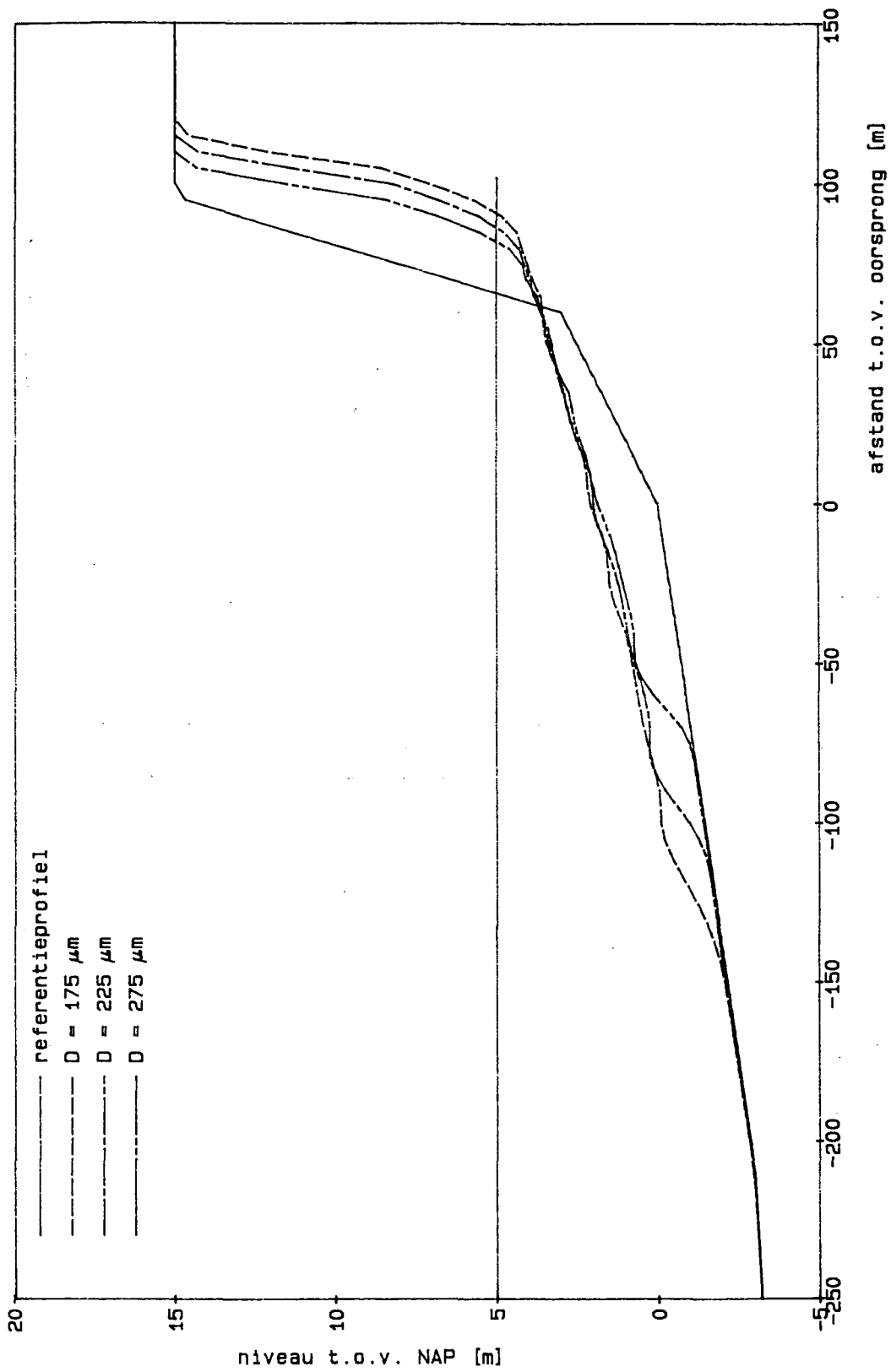


ONTWIKKELING WATERSTAND EN AFSLAG

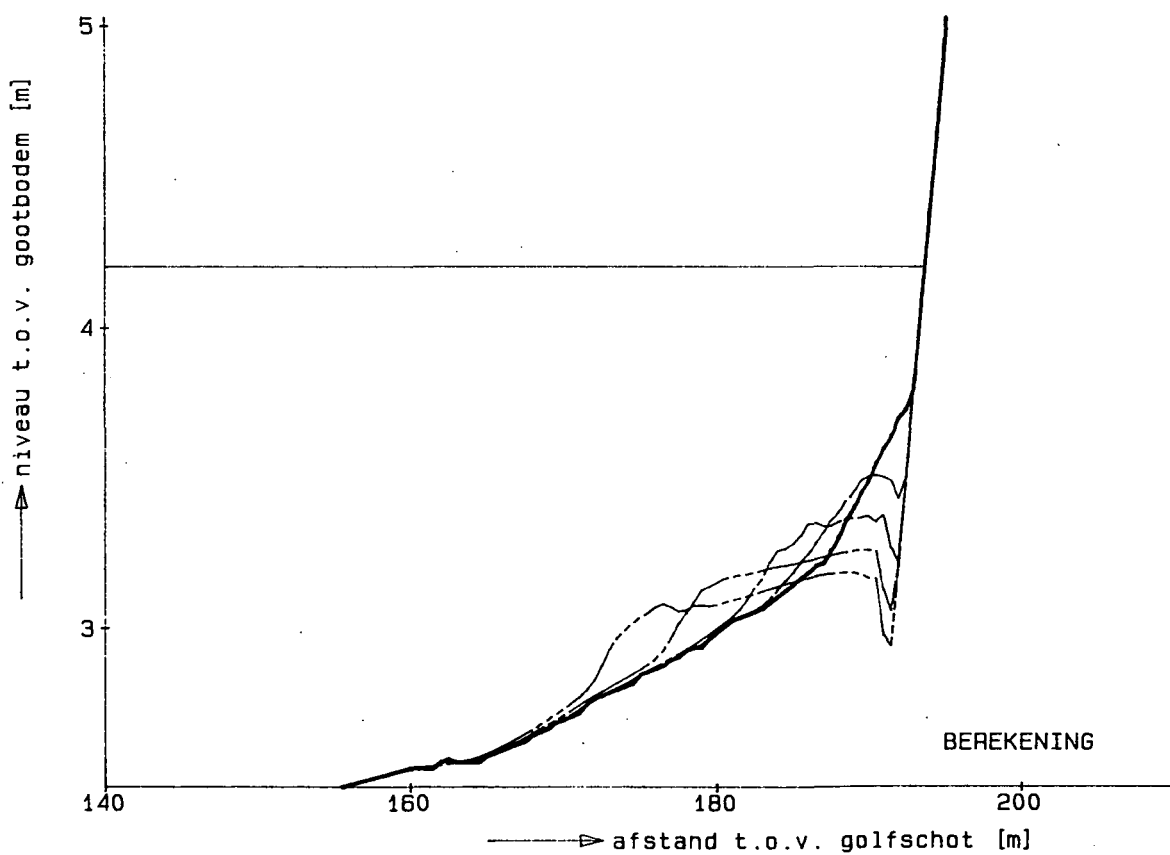
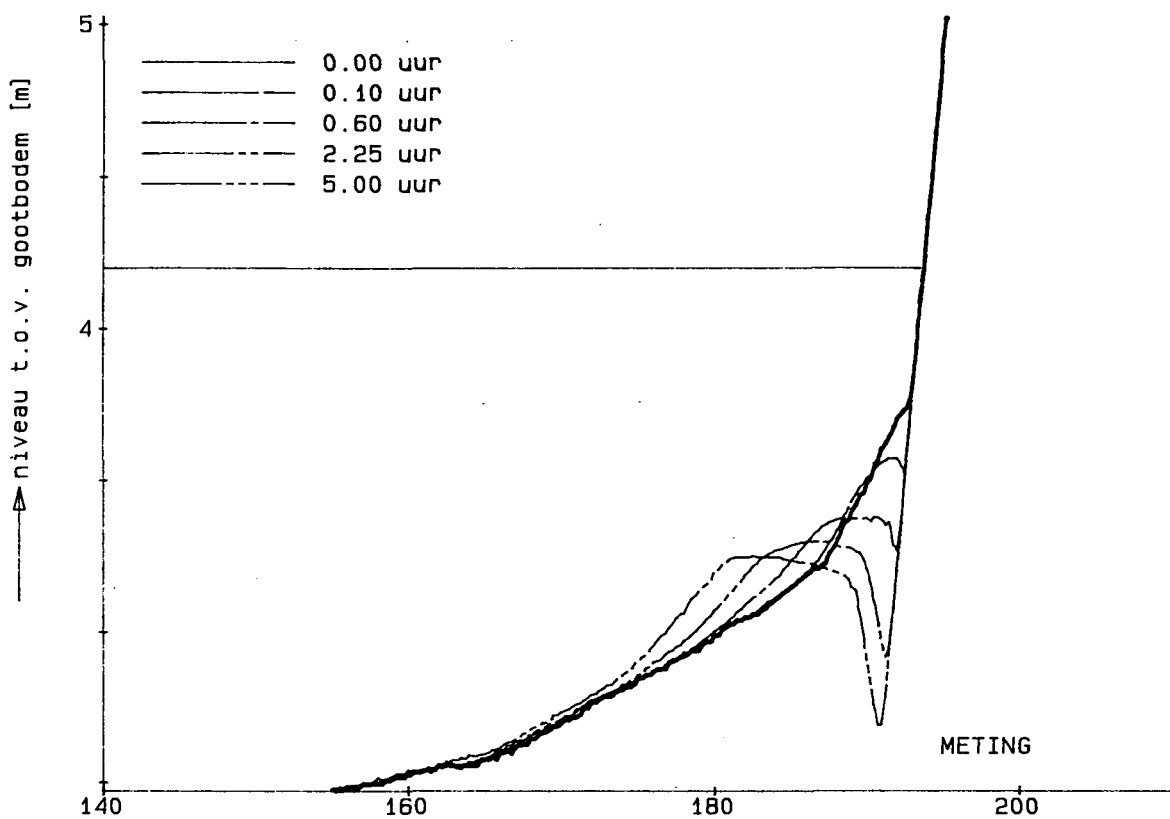
WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-03

FIG. 9.5



EFFECT KORRELDIAMETER



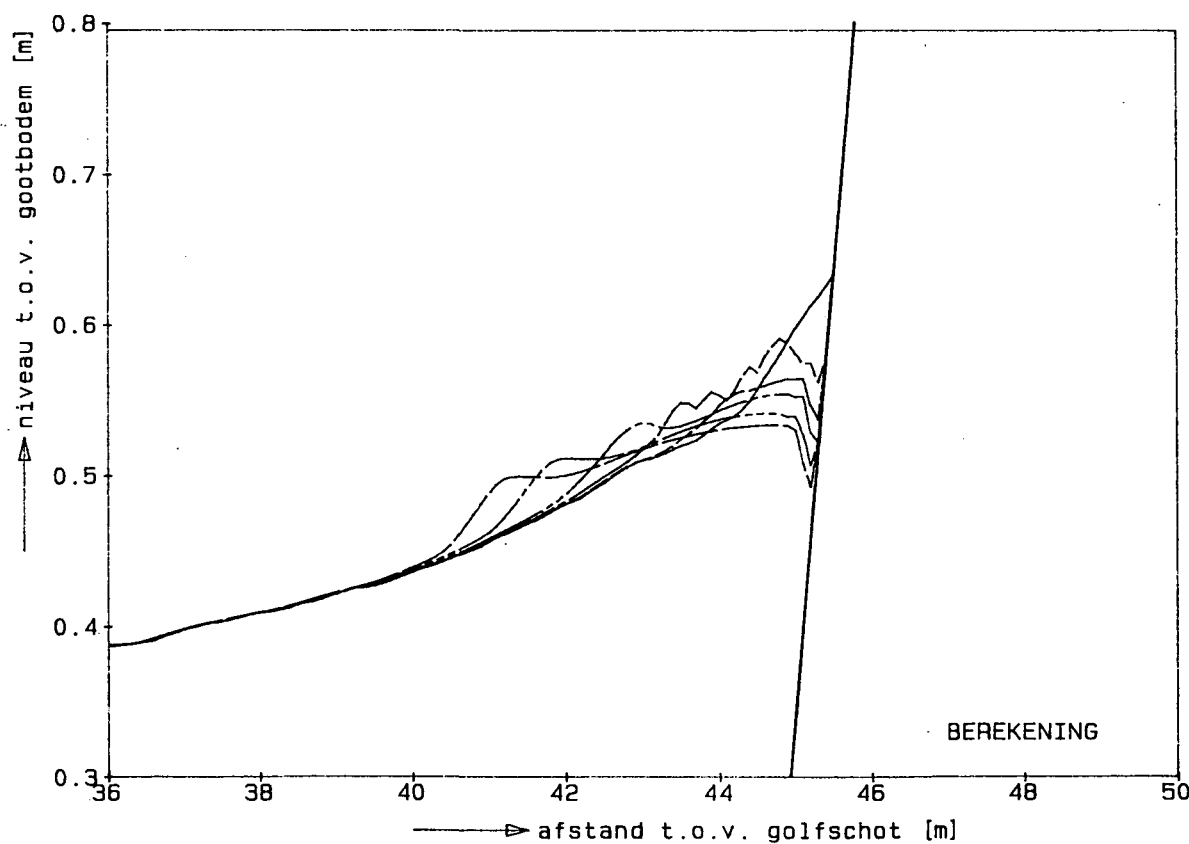
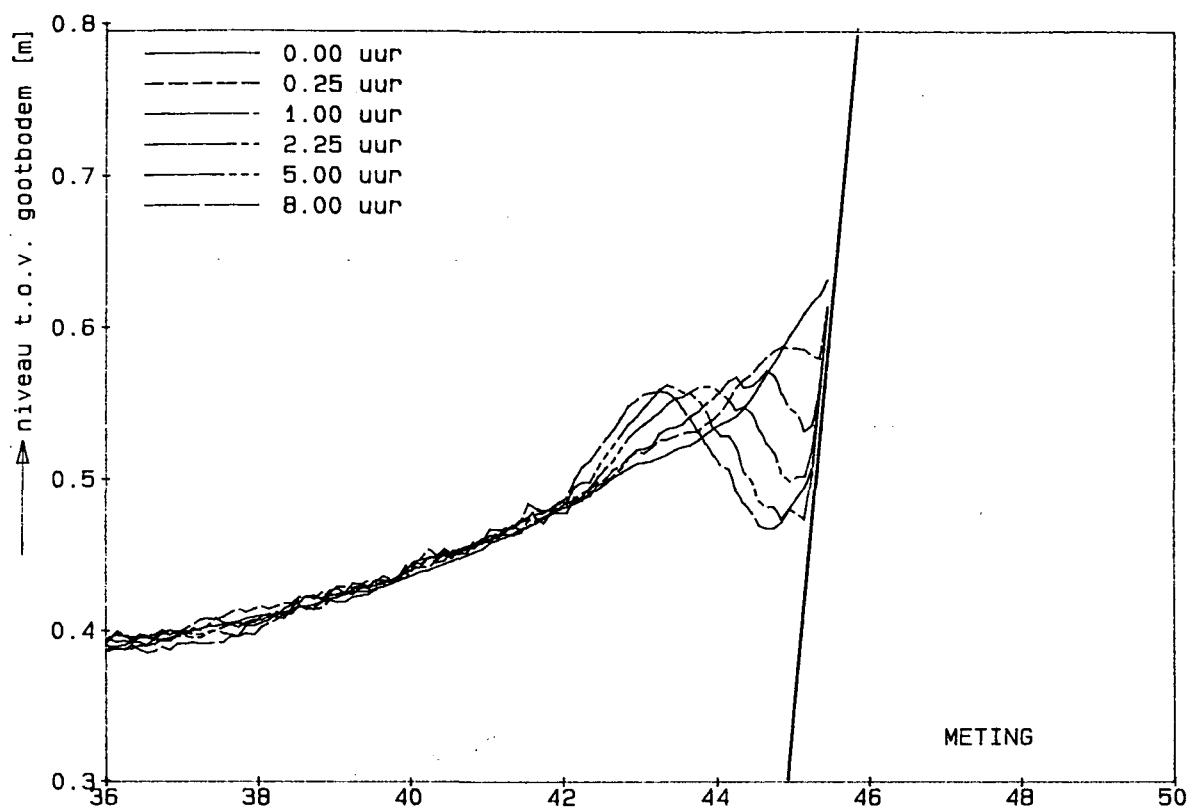
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
PROFIELONTWIKKELING

M298-T1

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG. 10.1



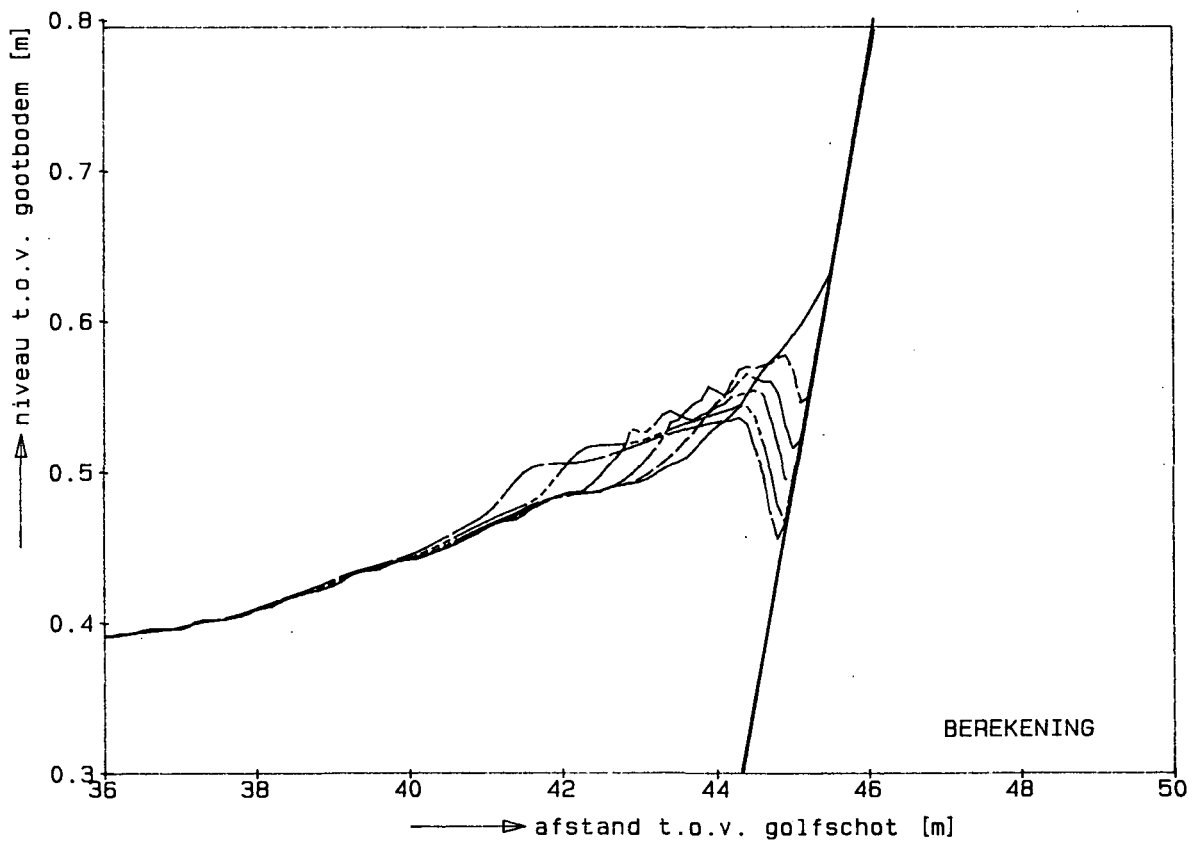
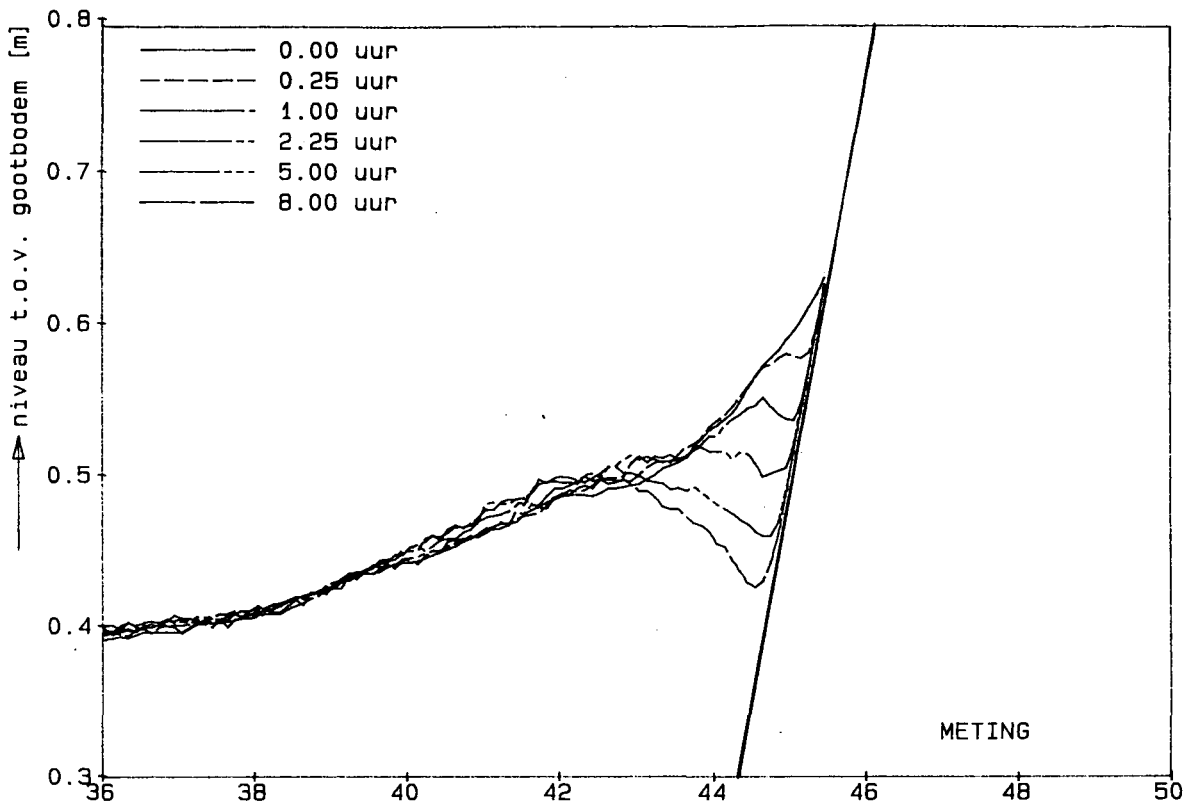
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
PROFIELONTWIKKELING

M2051-T2

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG. 10.2



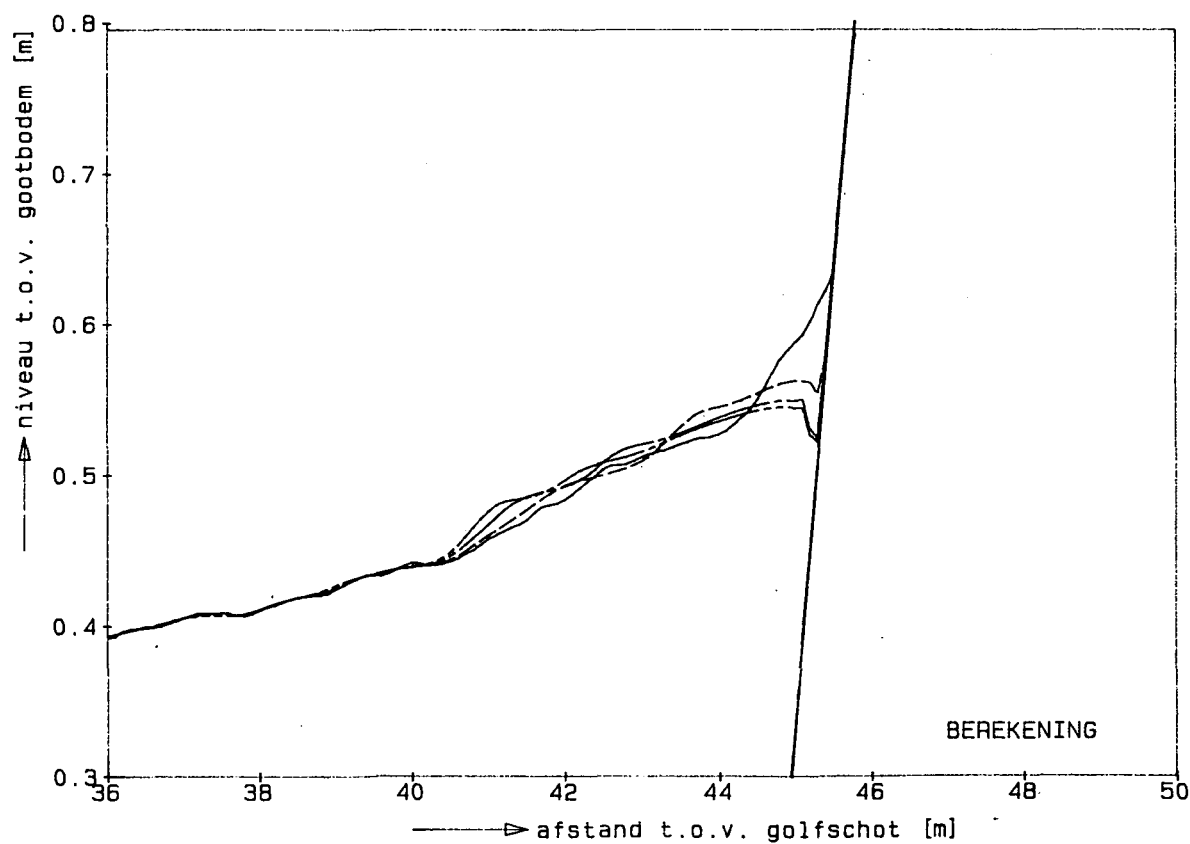
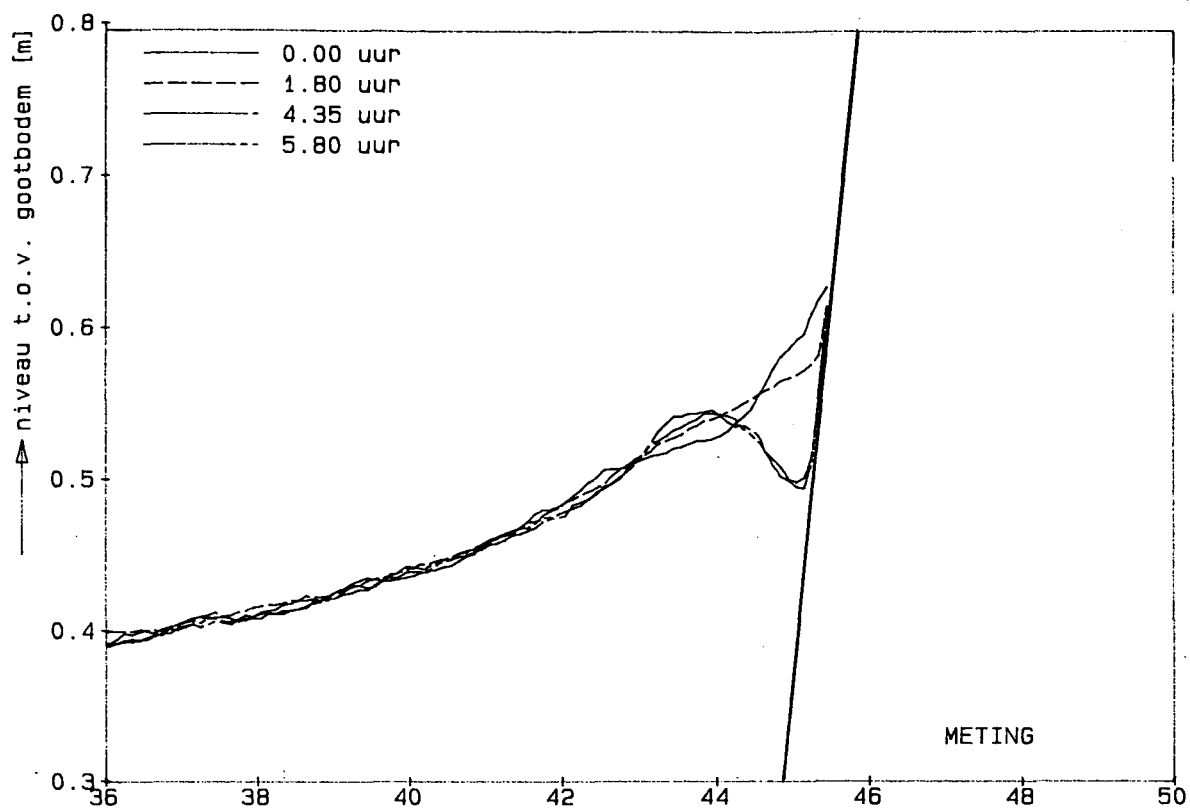
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
 PROFIELONTWIKKELING

M2051-T3

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG. 10.3



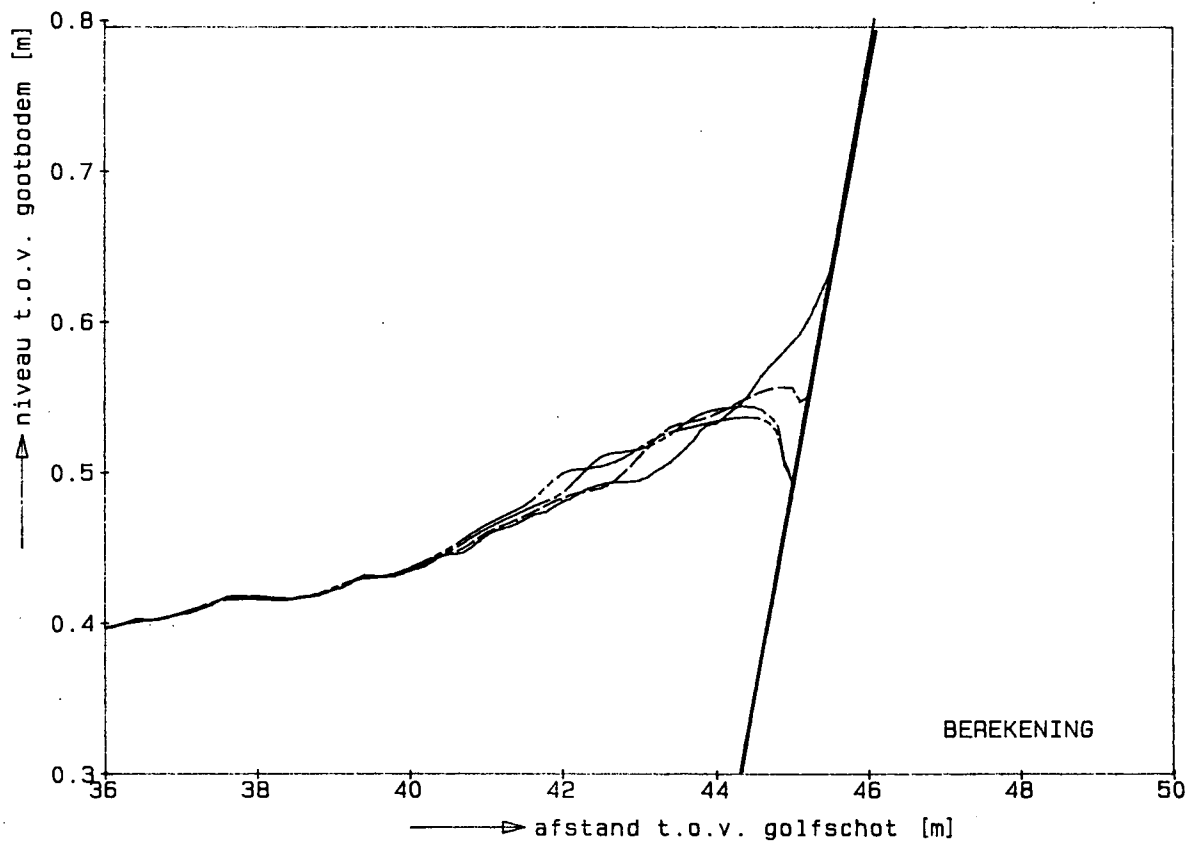
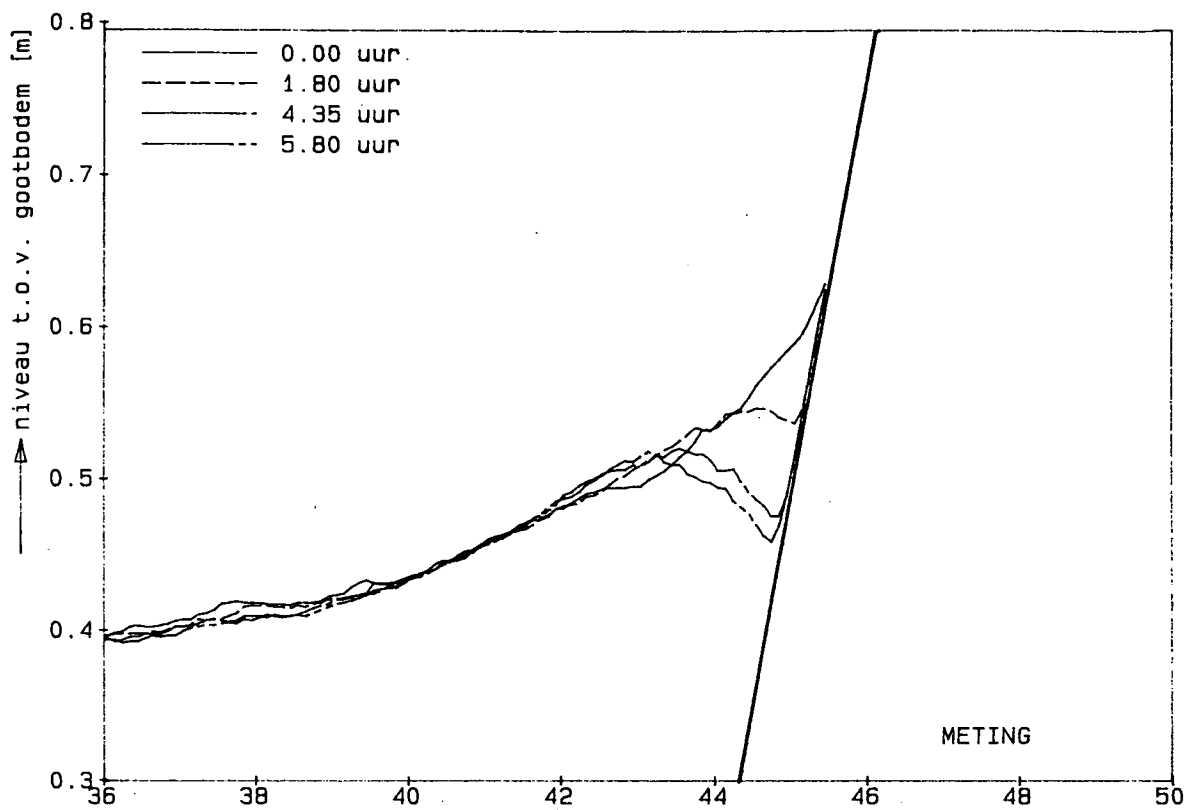
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
PROFIELONTWIKKELING

M2051-T1

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG. 10.4



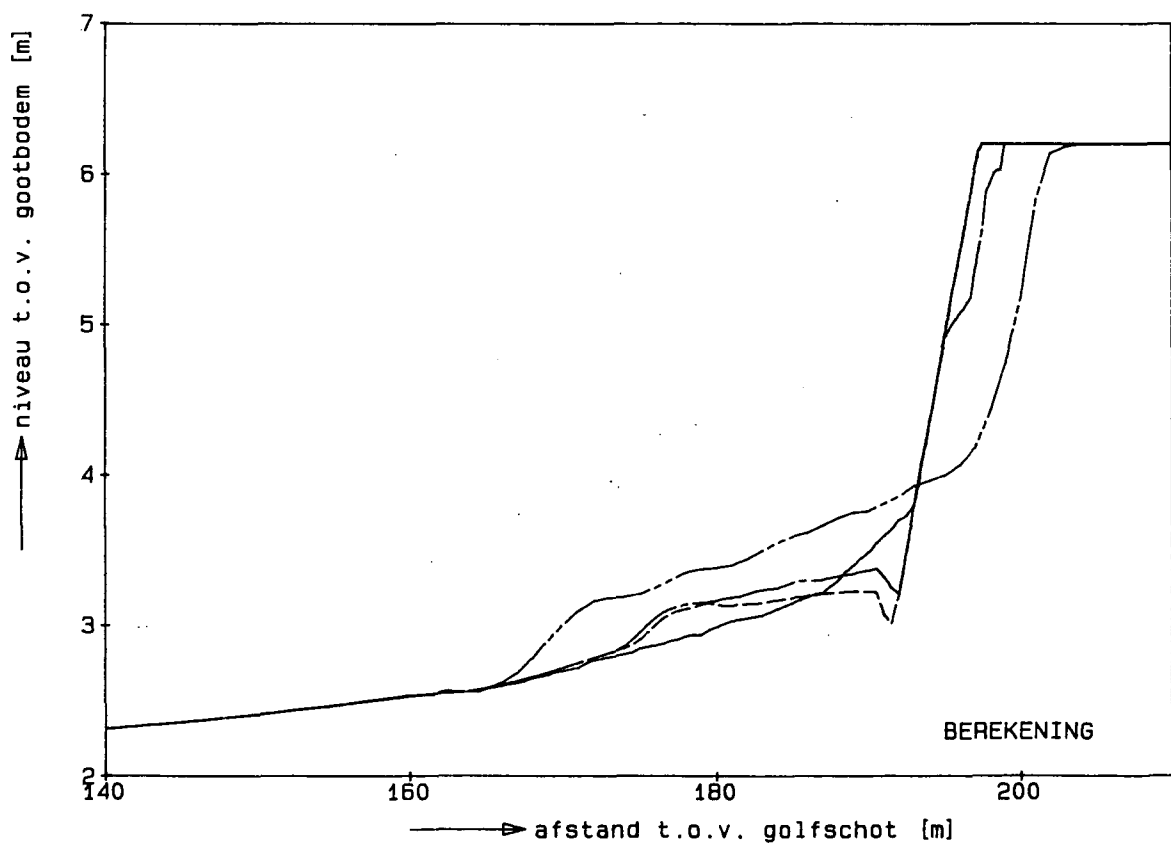
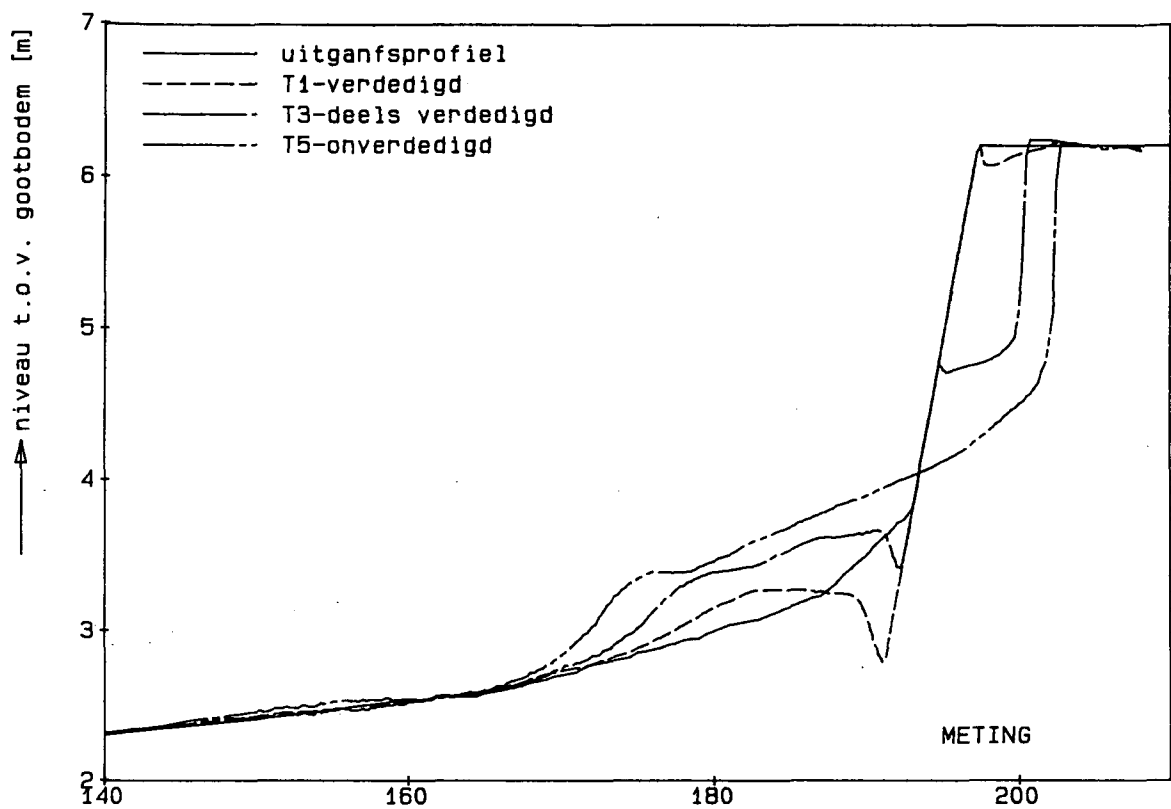
VERGELIJKING GEMETEN EN BEREKENDE
PROFIELONTWIKKELING

M2051-T4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG. 10.5



INVLOED BOVENAANVOER

3.5 UUR

M298-T1/T3/T5

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

H298-3

FIG. 10.6

• locatie 'De Voorst'

• hoofdkantoor

hoofdkantoor
Rotterdamseweg 185
postbus 177
2600 MH Delft
telefoon (015) 56 93 53
telefax (015) 61 96 74
telex 38176 hydel-nl

locatie 'De Voorst'
Voorsterweg 28, Marknesse
postbus 152
8300 AD Emmeloord
telefoon (05274) 29 22
telefax (05274) 35 73
telex 42290 hylvo-nl

